3 10 565
18
1976

# ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 1. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1976.

539 HU ISSN 0004-7155

# ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 1. szám

TARTALOMJEGYZÉK


| TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK | Oldal |
|---|---|
| Kiss Á., Koltay E., Papp I., Szalay S., Az ATOMKI öt millió Voltos Van de Graaff gyorsitójának feszültséggenerátora | 1 |
| Massib G.M., Dielektromos nyomdetektorok baleseti neutrondozimetriában történő alkalmazásával kapcsolatos vizsgálatok | 25 |
| Gyarmati B., Vertse T., Tertychny G.YA., Yadrovsky E.L., Komplex optikai potenciál a Lane-modellben | 31 |
| Erdei K., Csoportkonstans-mátrix neutrongáz-fizikai többcsoport-számolásokhoz | 37 |
| Székely G., A belső fékezési sugárzás spektrumának kiértékelése | 51 |
| Gál J., Bibok Gy., Lakatos T., Máthé Gy., Egycsatornás amplitudó analizátor, mintavevő és ablakerősitő, "Stretched-Crossing" módszerrel | 73 |
| Lőkös S., Energiamoduláció a céltárgyra adott nagyfeszültséggel 0-9,6 kV-os tartományban | 97 |
| Berényi D., Béta-bomlást követő belső fékezési sugárzással kapcsolatban az ATOMKI-ben végzett kutatások eredményei /Összefoglaló közlemény/ | 113 |
| Treutler H.-CHr., Freyer K., Centrifugál tányérszeparátorok áramlási viszonyainak autoradiográfiás meghatározása | 129 |
| Baumbach H., Freyer K., Fischer D., Köhler S., Autoradiográfiás vizsgálatok rendszerezése és autoradiográfiás adattár készitése | 137 |
| Freyer K., Baumbach H., Treutler H.-Chr., Birkholz W., Vizbehatolás autoradiográfiás vizsgálata lábbeli anyagokon | 143 |
| Baumbach H., Freyer K., Birkholz W., Bór-és nitrogénlokalizáció indukált autoradiográfiája 1 mg-os Cf-252 neutronforrással | 155 |
| Lück H.B., Protonok, deuteronok és alfa részek CN-nyomdetektorok segitségével történő regisztrálásáról | 169 |
| Myšák F., Krejči M., Autoradiográfiás módszer csapágyanyagok acélra való átvitelének tanulmányozására | 185 |
| Freyer K., Baumbach H., Treutler H.-Chr., Autoradiogramok kvantitativ kiértékelése "Densitron" berendezéssel | 185 |
| MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL | |
| Füle K., Novák D., Hélium kriosztát szupravezető mágnesek számára | 193 |
| Paál A., Kertész Zs., 3 kV-os programozható nagyfeszültségű tápegység | 199 |
| INTÉZETI HIREK | 203 |

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 1-23

# THE VOLTAGE GENERATOR OF THE 5 MV VAN DE GRAAFF ACCELERATOR OF ATOMKI

A. KISS, E. KOLTAY, I. PAPP, A. SZALAY

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51.Hungary

In an earlier paper a general description of the 5 MV Van de Graaff accelerator of the Institute has been presented [1]. Pressure vessel, annular lift and gas handling system have been described in the paper [2].Herewith some details connected with the design and working parameters of the voltage generator of the accelerator are given.

AZ ATOMKI ÖT MILLIÓ VOLTOS VAN DE GRAAFF GYORSITÓJÁNAK FESZÜLTSÉG GENERÁTORA. Egy korábbi cikkben [1] általános leirást adtunk az intézet 5 millió voltos Van de Graaff generátoráról. A nyomástartályt,gyürüliftet és a gázkezelő rendszert a [2] közleményben irtuk le. Itt a gyorsitó feszültséggenerátorának tervezésével és üzemi paramétereivel kapcsolatos részleteket tárgyaljuk.

ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ НА 5 МэВ В АТОМКИ. В предыдущей статье [1] было дано общее описание электростатического ускорителя на 5 МэВ. Котел, подвижная платформа и система газового хозяйства были описаны в статье [2]. Здесь обсуждаются подробности, связанные с планировкой и эксплуатацией генератора высокого наряжения ускорителя.

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

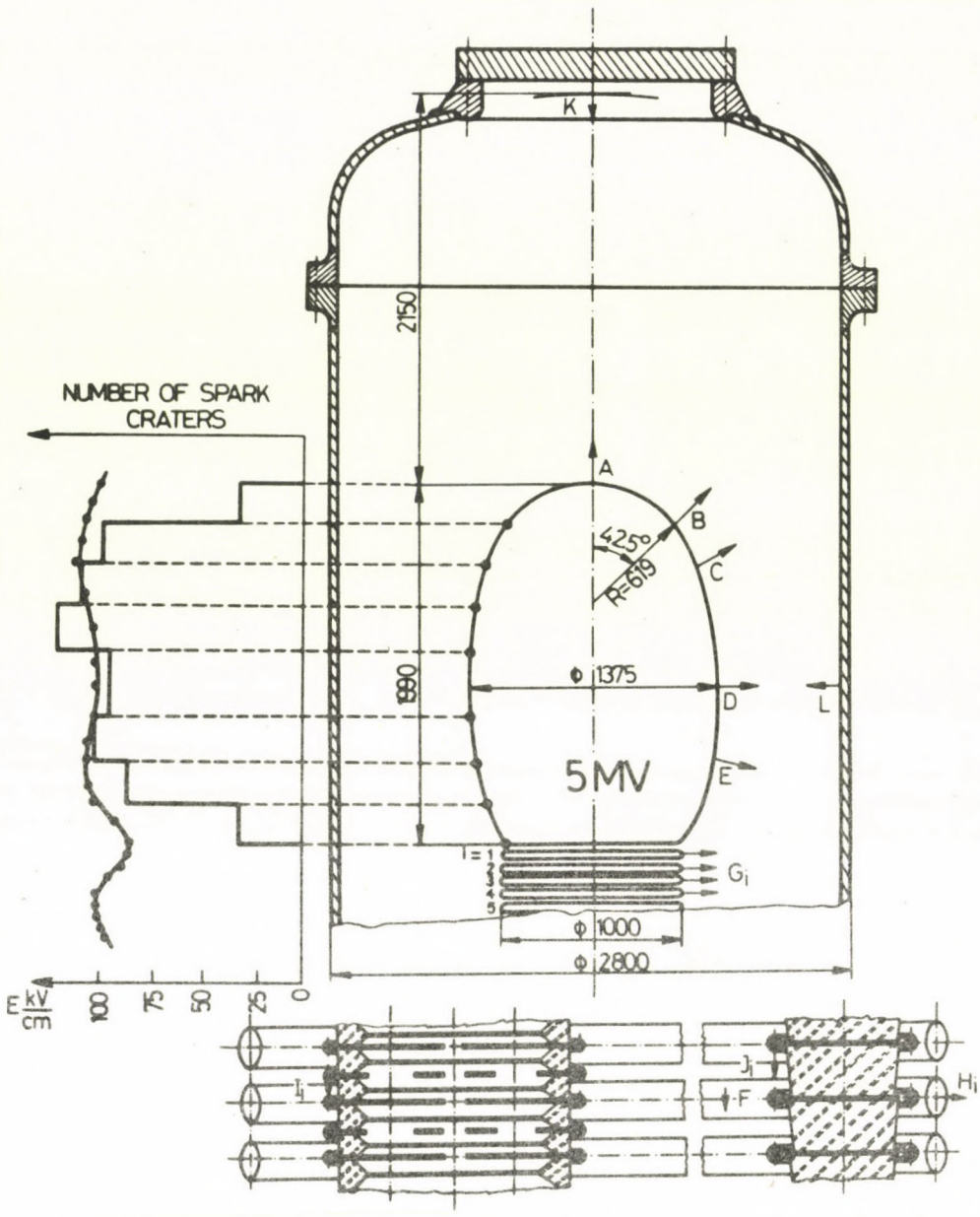



Fig.1. Electrode configuration and distribution of the spark craters.

1.ábra. Elektródelrendezés és átütési nyomok eloszlása.

Рис.1. Схема электродов и распределение кратеров пробоев.

## 1. Electrostatic design

The electrostatic design of the generator has been based on some results of our investigations in accelerator physics. As mentioned in the introductory paper [1],results have been obtained here in optimizing the electrode configuration of a single-ended Van de Graaff accelerator in respect to the stress uniformity near the high voltage terminal [3] [4] and in decreasing the amplitude of voltage surges subsequent to the breakdown of the generator [5] [6].

The ideal system of electrodes for a Van de Graaff generator would be one in which the same low absolute value of field strength would exist at every point on the high voltage electrodes. Our earlier measurements performed in an electrolytic trough [3,4] led to the conclusion that the classical electrode system of the single-ended Van de Graaffs is far from being ideal in this sense. The mixed cylindrical-spherical geometry of the high voltage terminal and the transition from the field of the electrode to the cylindrical field distorted by the ribbed surface of the equipotential hoops result in well defined peaks of the field strength distribution.

A new electrode system composed of a terminal in the form of a third order paraboloid of rotation, matching to a spherical calotte and hoops of oval cross-sections, as treated by Boag [7], was found to be an optimum configuration. This arrangement has been used in the 5 MV Van de Graaff generator [8]. The electrode configuration and the field distribution curve obtained in the model measurements are shown in Fig.1. together with the details of the stack structure.
An equalization of the field strength on the top of the terminal to that in the plane of vertical symmetry was achieved by using a wide terminal-to-tank insulation gap along the vertical axis. The field strength values appearing at different points of the electrode configuration are gathered in Table 1.

The smooth field distribution at the terminal-stack junction is due to the shadowing of the first few hoops by the terminal and to the optimum oval shape of the cross section of the hoops [7].
It is interesting to mention that some arguments can be advanced against replacing the classical circular hoops by the oval ones. On the one hand the decrease in the radial field continously disappears with the increasing average axial field along the stack according to the calculations of Eastham [9].
On the other hand, the use of the oval hoops results in a considerable increase of the axial field strength between the neighbouring hoops. We believe, however, that at the relatively low axial field along the stack in our case the advantages of the oval hoops are kept, while the presence of the high field strength along the line of centres of the hoops represent very effective annular spark gaps near the insulators. Therefore, additional spark gaps were used only on the rings of the acceleration tube.

Table 1.

Electric field values in the 5 MV generator

| Position | Notation in fig.1. | Field strength (kV/cm) at 5 MV |
|---|---|---|
| HIGH VOLTAGE TERMINAL | | |
| top of terminal | A | 100 |
| transition point | B | 114 |
| upper point of maximum field | C | 120 |
| symmetry plane | D | 105 |
| lower point of maximum field | E | 115 |
| STACK | | |
| average axial field down the stack | F | 14 |
| radial field on the stack surface | | |
| 1th hoop | G1 | 90 |
| 2nd hoop | G2 | 97 |
| 3rd hoop | G3 | 103 |
| 4th hoop | G4 | 105 |
| 5th hoop | G5 | 105 |
| 6th hoop | G6 | 103 |
| axial field between neighbouring electrodes | | |
| hoops | $H_i$ | 75 |
| tube guard rings | $I_i$ | 34 |
| insulator guard ring | $J_i$ | 34 |
| VESSEL WALL | | |
| opposite to top of terminal | K | 25 |
| opposite to symmetry plane of terminal | L | 52 |

Due to the complexity of the breakdown conditions one can assume that sparking is not predominant at the points of highest calculated field. Points of mechanical imperfections, dirts, radiation present in a real machine are supposed to affect local field values considerably.
However, a direct argument was found for the predominant role of the theoretical field distribution by counting the spark craters found on the high voltage electrode after a few thousand hours of running. As shown in Fig.1., the maxima of the field strength curve coincide with those of the crater distribution histogram, indicating that most breakdown events take place at the points of the highest field strength.
A detailed description of the basic electrostatic considerations is given in paper [4]. The actual data of the various electrodes built on this basis will be presented here.

## 2.Mechanical structure

### 2.1.*High voltage terminal*

The shape of the high voltage terminal is defined in the following way /see [4] and the figure in Table 2./:

a./ the profile curve between points A and P having the radii of curvature smoothly increasing from o to Rg with increasing length of arc l(so called clotoid) is described by the following equations:

$$x = l\left(1 - \frac{l^4}{40C^2}\right) \qquad /1/ \qquad z = \frac{l^3}{6C}\left(1 - \frac{l^4}{56C^2}\right) \qquad /2/$$

with

$$C = R_g\, l_g \; ; \; z = R - y$$

In the present case of rotational symmetry holds

$$R = z_g + R_g \cos \tau_g \qquad /3/$$

with

$$\tau_g = \frac{l_g}{2R_g} \qquad /4/$$

Inserting /2/ and /4/ in Eq.3. the arc length belonging to point P can be obtained by solving the following equation:

$$R = \frac{l_g^2}{6R_g}\left(1 - \frac{l_g^2}{56R_g^2}\right) + R_g \cos \frac{l_g}{2R_g}$$

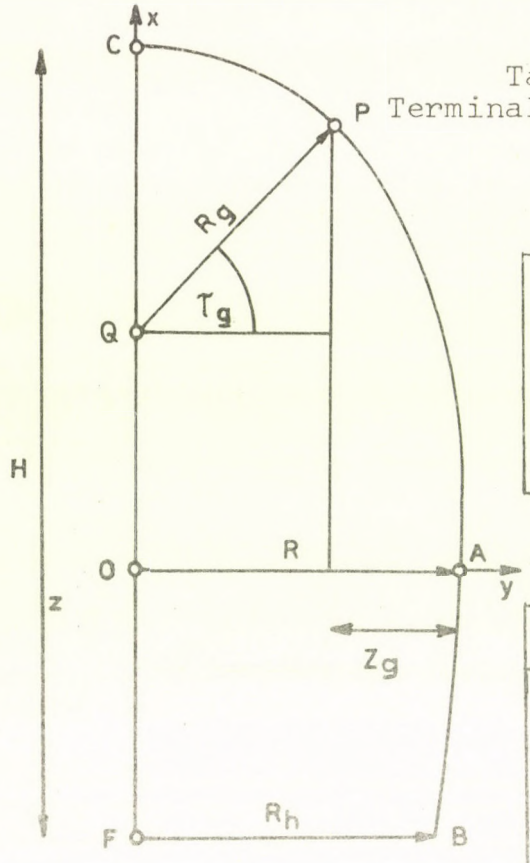



Table 2.
Terminal geometry

Main dimensions of the terminal:

| | | |
|---|---|---|
| R | = 687.50 | mm |
| $R_g$ | = 618.75 | mm |
| $R_h$ | = 500 | mm |
| H | = 1990 | mm |
| $\tau_g$ | = 47.46 | ° |

Co-ordinates of the main points:

| Point | $x_{mm}$ | $y_{mm}$ |
|---|---|---|
| O | 0.00 | 0.00 |
| Q | 498.83 | 0.00 |
| C | 1117.58 | 0.00 |
| F | -872.50 | 0.00 |
| B | -872.50 | 500.00 |
| P | 954.73 | 418.34 |
| A | 0.00 | 687.50 |

Co-ordinates of points on the profile curve

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $x_{mm}$ | 954.73 | 937.85 | 923.83 | 909.33 | 894.39 | 879.04 |
| $y_{mm}$ | 418.34 | 436.39 | 450.30 | 463.78 | 476.81 | 489.39 |
| $x_{mm}$ | ±863.30 | ±831.02 | ±796.96 | ±762.06 | ±726.21 | ±689.56 |
| $y_{mm}$ | 501.52 | 524.38 | 546.09 | 564.85 | 582.43 | 599.14 |
| $x_{mm}$ | ±652.22 | ±614.31 | ±575.92 | ±537.15 | ±498.06 | ±458.72 |
| $y_{mm}$ | 612.59 | 625.28 | 636.49 | 646.28 | 654.75 | 661.97 |
| $x_{mm}$ | ±419.16 | ±379.51 | ±339.72 | ±299.85 | ±240.00 | ±180.00 |
| $y_{mm}$ | 668.06 | 673.09 | 677.18 | 680.41 | 683.87 | 685.97 |
| $x_{mm}$ | ±120.00 | ± 60.00 | 0.00 | | | |
| $y_{mm}$ | 687.05 | 687.44 | 687.50 | | | |

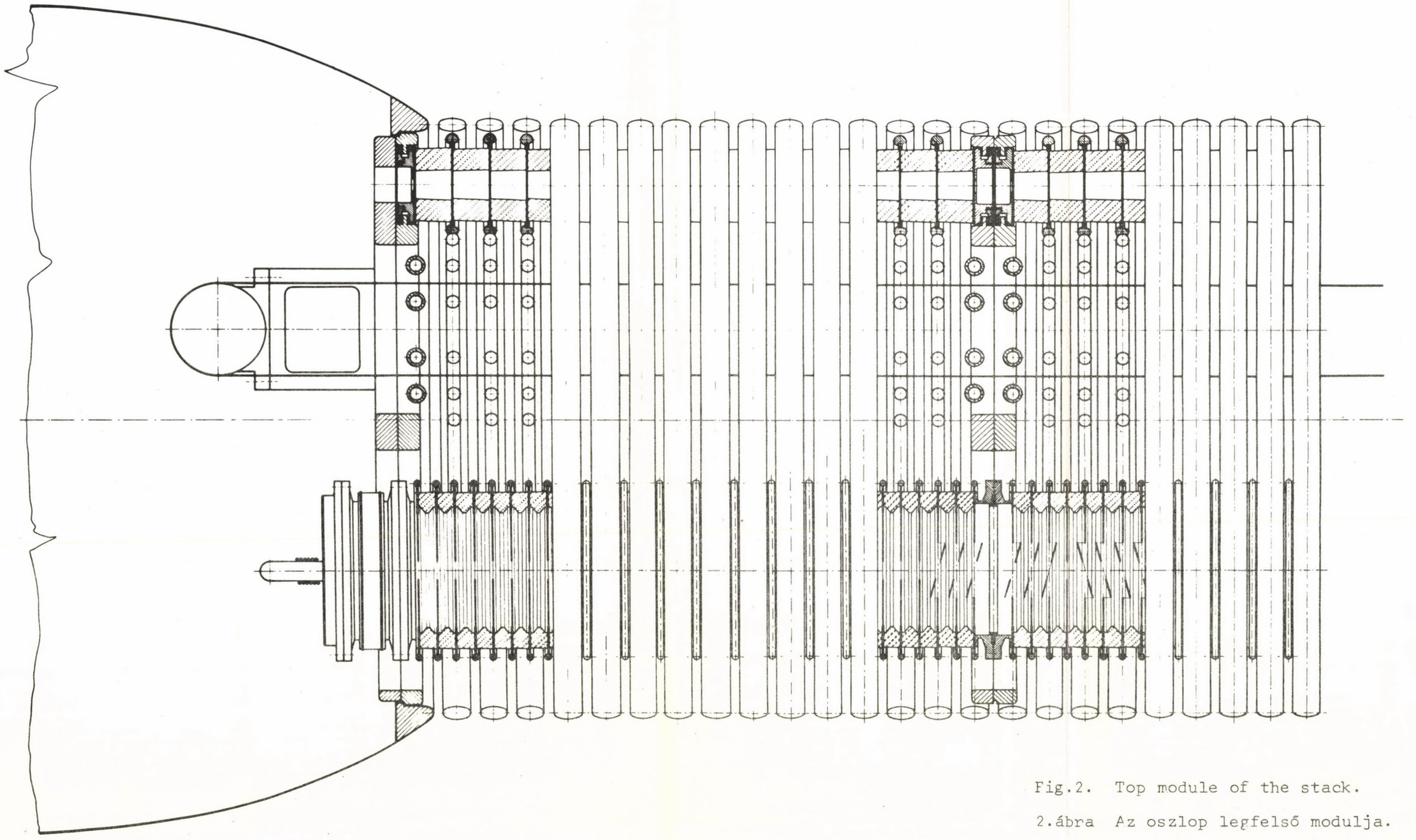


Fig.2. Top module of the stack.

2.ábra Az oszlop legfelső modulja.

Рис.2. Верхний модуль колонны.

the x and y coordinates are to be calculated for points of $o \leq l \leq l_g$.

b./ the arc $\overset{\frown}{CP}$ is to be drawn as a circle of radius $R_g$ from the point Q.

c./ the profile curve between points A and B is obtained by reflecting the $y \geq R_h$ part of the curve $\overset{\frown}{AP}$ with respect to the y axis,

d./ the shape of the lower annular closing of the electrode surface is the same as the shape of the equipotential hoops.

To determine the general dimensions of the terminal the results of [4]have been used. In this paper the optimum values of R, $R_g$ and the axial terminal-to-tank distance have been given in units of the vessel diameter.

From the technological point of view it is interesting to mention that the terminal has been produced by deforming a cylindrical aluminium tube of 7 mm wall thickness with underwater explosion to the shape defined by a rigid hollow press die. Surfacing has been made on a belt grinding machine following the prescribed object line.
The terminal has been manufactured by the Machine Factory for Chemical Industry, Kiskunfélegyháza in cooperation with the Institute for Technology of Engineering Industry, Budapest.

*2.2. Stack*

The stack is composed of four identical modular units of 960 mm length each. The top unit is shown in Fig.2. together with the base plate of the frame-work located inside the high voltage terminal. Each module contains three insulating legs mounted on the aluminium module end plates /bulkhead plates/. A pitch of 60 mm is used between neighbouring equipotential frames, the equipotential hoops are connected to every frame in the stack. Four removable belt grading bars are used in every equipotential plane, part of them are coated with insulating material.
The stack is electrically graded by resistors arranged between equipotential planes and acceleration tube.
The acceleration tube, also shown in the figure, is mechanically independent of the stack, and is built with a pitch of 30 mm.
A photograph of the stack module is presented in Fig.3.
The whole stack is supported by the earthed base plate of the generator placed 1300 mm above the lower base plate of the vessel.

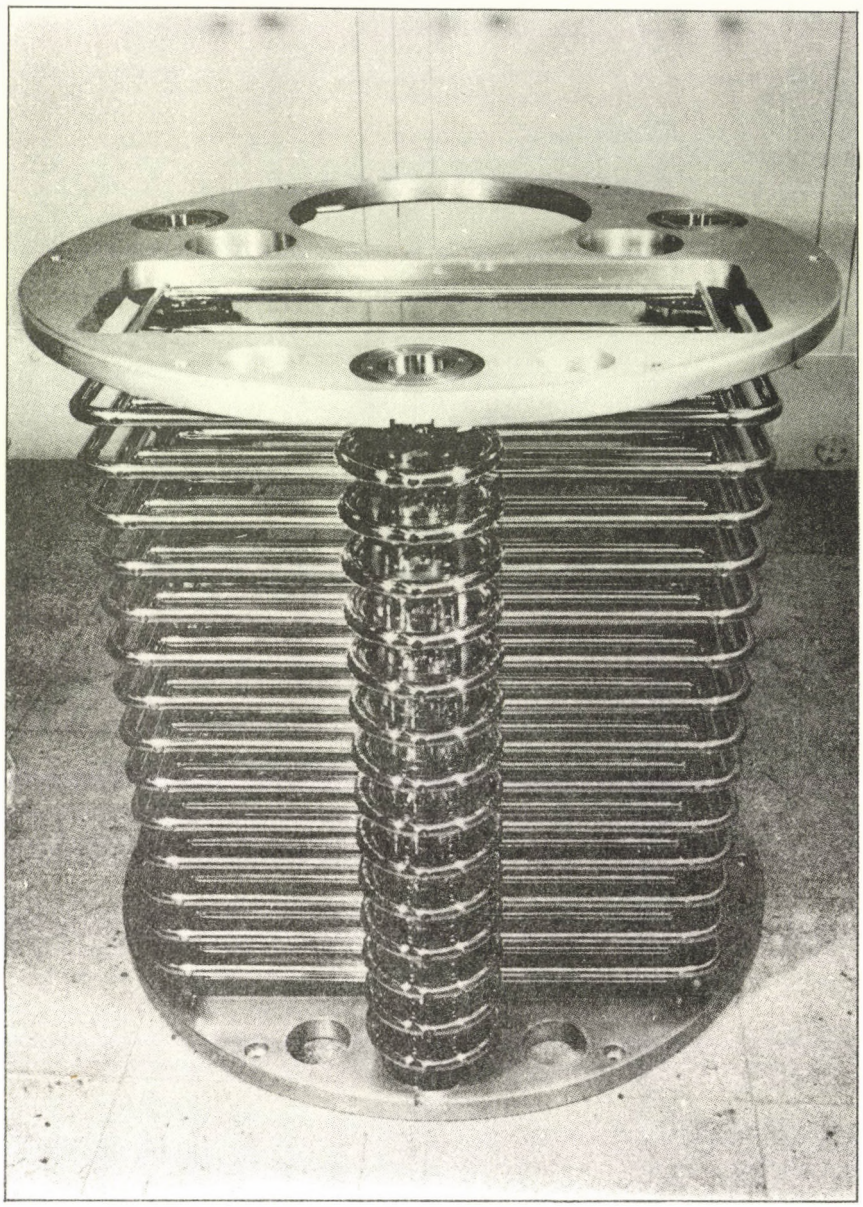


Fig.3. Photograph of the stack module.

3.ábra Oszlop modul fényképe.

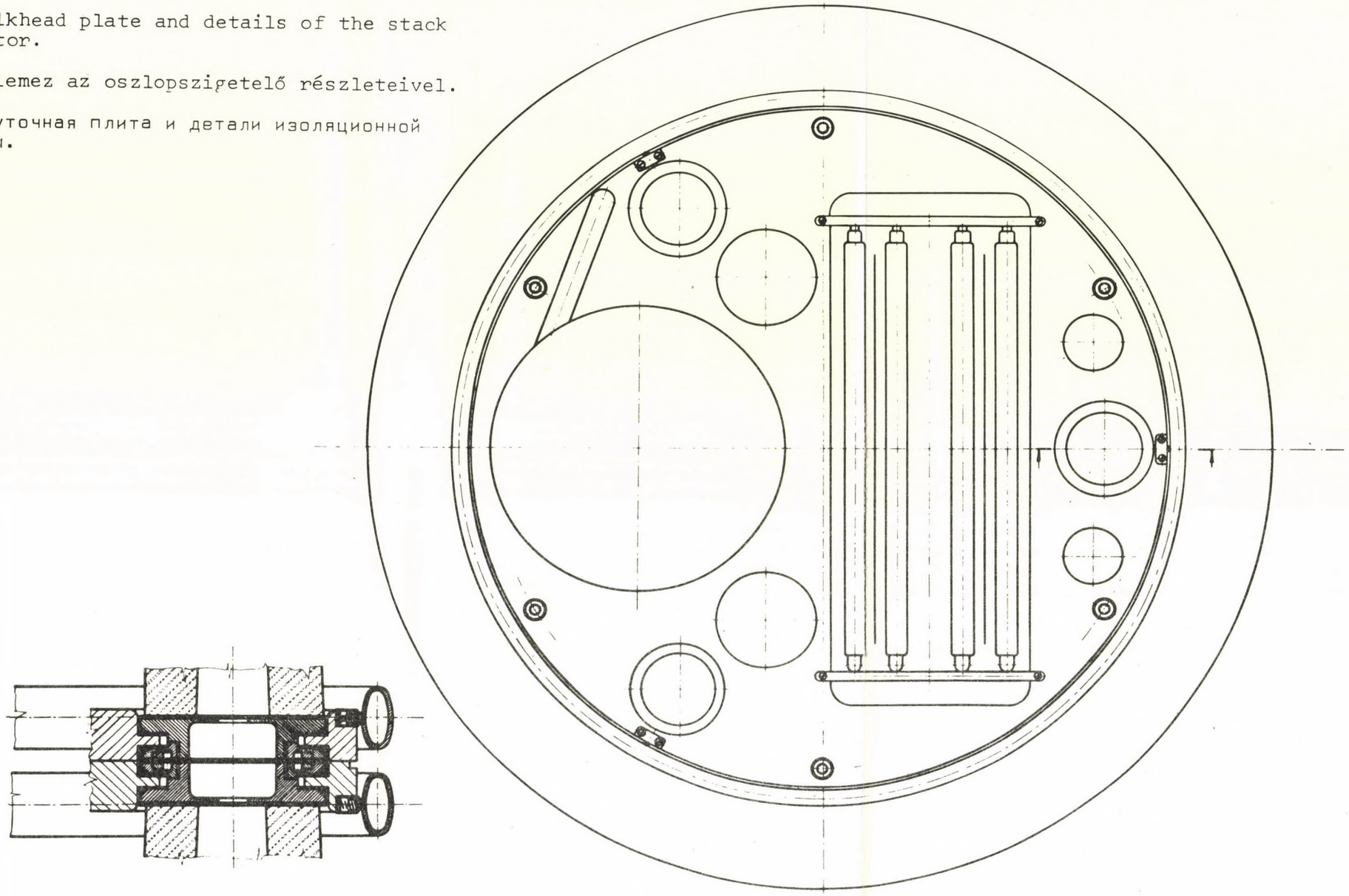
Рис.3. Вид модуля колонны.

A

Fig.4. The bulkhead plate and details of the stack insulator.

4.ábra Emeletlemez az oszlopszigetelő részleteivel.

Рис.4. Промежуточная плита и детали изоляционной колонны.



2.2.1. Stack insulators.

The insulating legs are built of glass rings and plane stainless steel electrodes joined together with polyvinyl acetate adhesive. The technology of cementing, also used in building the acceleration tube, will be described elsewhere.
The insulating material used for producing the stack rings is borosilicate glass Type C-9 of the Glass Factory, Karcag /Hungary/. This material has been successfully tested in form of acceleration tube rings in the breakdown measurements of R.Dzmuran [10].
The difficulties of obtaining perfect mechanical homogeneity of the glass insulators under the condition of our big dimensions /outer diameter 112 mm, height 58 mm/ have been considerably reduced by replacing the conventional glass discs by rings with inner diameter of 50 mm.
Two mm thick stainless steel electrodes with the shape of an annulus /outer and inner diameter 133 mm and 20 mm, respectively/ have been glued between adjacent glass rings.
This electrodes serve as holders of toroidal protection rings each placed to the electrode by a grooved intermediate ring cut in two halves and fastened there with set screws.
The thick end flange used for mounting the insulator leg to the bulkhead plate is glued to the glass ring by inserting a 1 mm thick metal disc. The material of this disc /Vd-50/ has the same coefficient of thermal expansion as normal hard glasses.
The technical details of the construction can be seen in the insets of Figs. 4 and 5.

2.2.2. Bulkhead plates.

Each stack module is terminated at both ends by aluminium bulkhead plates 35 mm thick. The end flanges of the insulation legs are connected to the plates following the construction of Caruzo and Milazzo [11] aiming at an elastic locking by compression of a rubber O-ring. The plates contain apertures through which the acceleration tube, the charging belt, the ion source control elements pass. Other apertures are made for the visual observation of the ion source and its meters. At the connection of two neighbouring stack modules two bulkhead plates compose a short circuited pitch of the stack.
The drawing of the bulkhead plate is given in Fig.4.

2.2.3. Equipotential frames.

Equipotential frames built of stainless steel tube of 20 mm diameter are placed along the stack with a pitch of 60 mm. The frames serve as axial voltage grading elements connecting the insulator protection rings at the same level. In order to avoid redundant constraints in the stack one point of the frame is rigidly bound to one of the rings / see point A in Fig.5./,

while the parallel arms of the frame are connected to the other two rings with slide fittings /points B and C/. Two rods of 12 mm diameter bolted to the frame hold the belt grading bars. Bars along the inner belt surfaces are to be removed when changing the belt. Bars at the bulkheads and at the middle of each stack modules are covered with a layer of insulating "ELASZTIROL-M.29" resin in order to prevent the belt from contacting the rods in case of eventuel belt vibrations of higher amplitude. The drawing of the frame is shown in Fig. 5.

2.2.4. Equipotential hoops.

As already mentioned in the part on electrostatic design, the shape of the equipotential hoops has been defined according to the article of Boag [7]. The profile curve defined by the equations

$$x = \lambda \log_e \tau$$

$$y = 2\{\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a-\tau}{\tau-1}} - \frac{1}{\sqrt{a}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a-\tau}{a(\tau-1)}}\}$$

$$1 \leq \tau \leq a$$

/equation (71) of article [7]/ has been realized with the parameter values $a = 121$, $\lambda = 0.2977$ . For this case the radial and axial stress multiplication factors amount to $f_{rad} = 1.17$ and $f_{ax} = 6.5$ , respectively. The length of the major axis, collinear with the y-axis along the stack, is 44 mm; the co-ordinates of the profile curve as function of the parameter $\tau$ are given in Table 3.

The closed hoops are manufactured from aluminium tubes of the above defined cross-section ( wall thickness 2.5 mm ).
The hoops are fixed to the insulator protection rings with spring-pins. For a safe locking two cylindrical and one conical shaped pins are used at each hoop.

2.2.5. Grading resistors.

The voltage grading resistor chain is composed of 390 MOhm carbon film resistors type H26 produced by the Welwyn Electric Limited. According to the specification the maximum operating voltage under atmospheric conditions is 30 kVolt. The length of 170 mm and the turned brass caps at each end ensured the safe use of the resistors at our 21 kVolt voltage difference appearing at 5 MV terminal voltage of the machine. The tapped holes of the caps made the mechanical connection very easy. Four seriesly connected resistors are used between two equipotential frames in units each composed of two resistors. The ends of the units are fixed to the insulator protection rings and to the contact points of the acceleration tube, respectively. The current through the chain is 53 μA at 5 MVolt, the load of each resistor as low as 1.2 Watt is to be compared to the wattage rating 7 Watt.

Fig.5. The equipotential frames and details of the stack insulator.

5.ábra Ekvipotenciális keret az oszlopszigetelő részleteivel.

Рис.5. Эквипотенциальные рамки и детали изоляционной колонны.

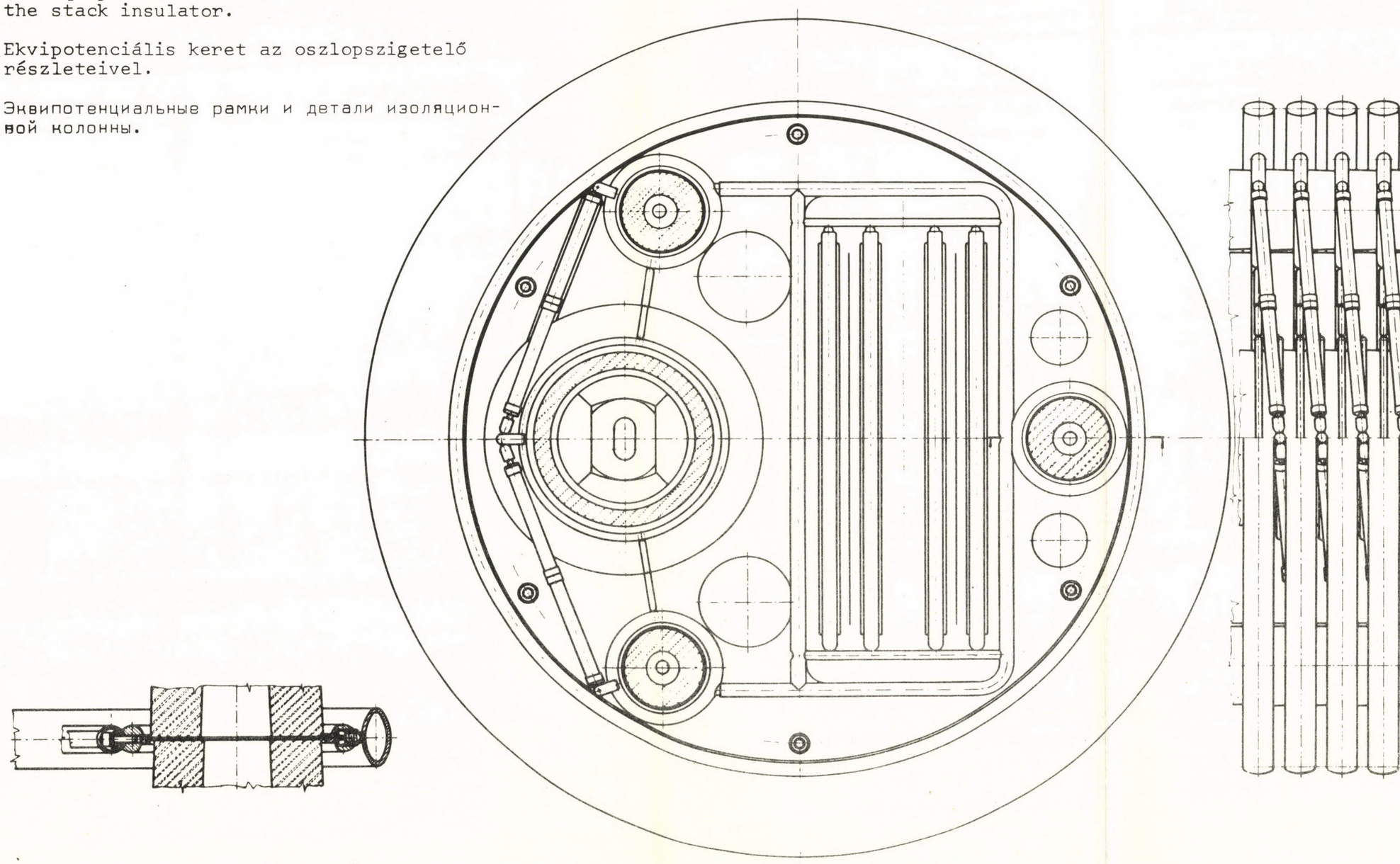
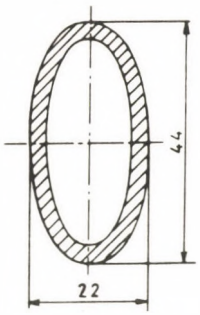


Table 3.

Cross-section of the equipotential hoops



Co-ordinates of points on the profile curve

| † | 1 | 5 | 10 | 15 | 20 | 25 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $x_{mm}$ | o | ± 3.69 | ± 5.28 | ± 6.21 | ± 6.87 | ± 7.38 |
| $y_{mm}$ | ± 22 | ± 20.73 | ± 19.49 | ± 18.49 | ± 17.61 | ± 16.81 |
| † | 30 | 35 | 40 | 45 | 50 | 55 |
| $x_{mm}$ | ± 7.80 | ± 8.15 | ± 8.46 | ± 8.73 | ± 8.97 | ± 9.19 |
| $y_{mm}$ | ± 16.06 | ± 15.35 | ± 14.67 | ± 14.01 | ± 13.37 | ± 12.73 |
| † | 60 | 65 | 70 | 75 | 80 | 85 |
| $x_{mm}$ | ± 9.39 | ± 9.57 | ± 9.74 | ± 9.90 | ± 10.05 | ± 10.19 |
| $y_{mm}$ | ± 12.10 | ± 11.47 | ± 10.83 | ± 10.19 | ± 9.53 | ± 8.85 |
| † | 90 | 95 | 100 | 105 | 110 | 115 |
| $x_{mm}$ | ± 10.32 | ± 10.44 | ± 10.56 | ± 10.67 | ± 10.78 | ± 10.88 |
| $y_{mm}$ | ± 8.14 | ± 7.39 | ± 6.59 | ± 5.71 | ± 4.70 | ± 3.45 |
| † | 121 | | | | | |
| $x_{mm}$ | ± 10.99 | | | | | |
| $y_{mm}$ | 0 | | | | | |

The reliability of the resistors under the special working conditions of an electrostatic generator can be characterised by the fact that about 20 % of the resistors was to be replaced due to resistance changes or damages after a working period of 6000 hours.

### 2.3. *Charging system.*

The accelerator is charged using the classical combination of charging belt and corona needles.

The details of the belt driving unit situated under the earthed base plate of the generator are shown in Fig.6. This construction is very similar to that described by Malyshev et al in [12].The lower belt pulley together with the belt drive motor at one end of the pulley shaft are mounted on a rigid steel bridge. The weight of the motor is balanced by a counterweight on the other end of the bridge. Two degrees of freedom enabling the necessary adjustment of the belt tension and of the lateral belt position on the pulley are present in this arrangement. The height of the bridge can be changed from outside of the vessel by the appropriate shifting of the inner tube of the central belt tension unit. This can be done by rotating the threaded spindle connected to the inner tube through a pair of pre-stressed volute springs. The deformation of the lower spring indicated by a lever mechanism is a measure of the actual belt tension. The tilting of the bridge around a horizontal axis perpendicular to the plane of the belt can be achieved from outside by the appropriate manual turning of an excentric wheel through worm gear drive.

The upper and lower pulleys are of the same dimensions and of the same shape. An 3 kWatt inverted alternator type P-20546 of the High Voltage Engineering Corporation serves as upper belt pulley. The lower pulley is driven by a 15 kWatt water-cooled electric motor with a speed of 2900 r.p.m. producing a belt speed of 23.4 m/sec.

Belts of different origin have been used in the machine.The belt type D-BL-207.376 of the High Voltage Engineering Corporation /526 mm width, 955 mm total circumference length/, presently used in the generator, has operated now for 3400 hours and appears to be in a perfect condition.

Positive charge is sprayed onto the inner surface of the ascending belt from a comb constructed of sewing machine needles of 0.8 mm diameter.
The comb is divided into lo isolated sectors of 15 needles per sector each one connected to the charging power supply through a 50 MOhm resistance.
A zone of 450 mm width is used on the belt for charge transfer. Belt guiding bars are applied to prevent the belt from touching the needles above and under the comb. An insulated counterelectrode is positioned across the belt at the level of the needles. At higher gas pressure an additional high voltage can be added to the electrode in order to increase to total charging voltage. The appearing of a current on the counterelectrode has been found to indicate the breakdown of the belt.
Therefore, a current meter is connected to the electrode for continuous checking the condition of the belt.

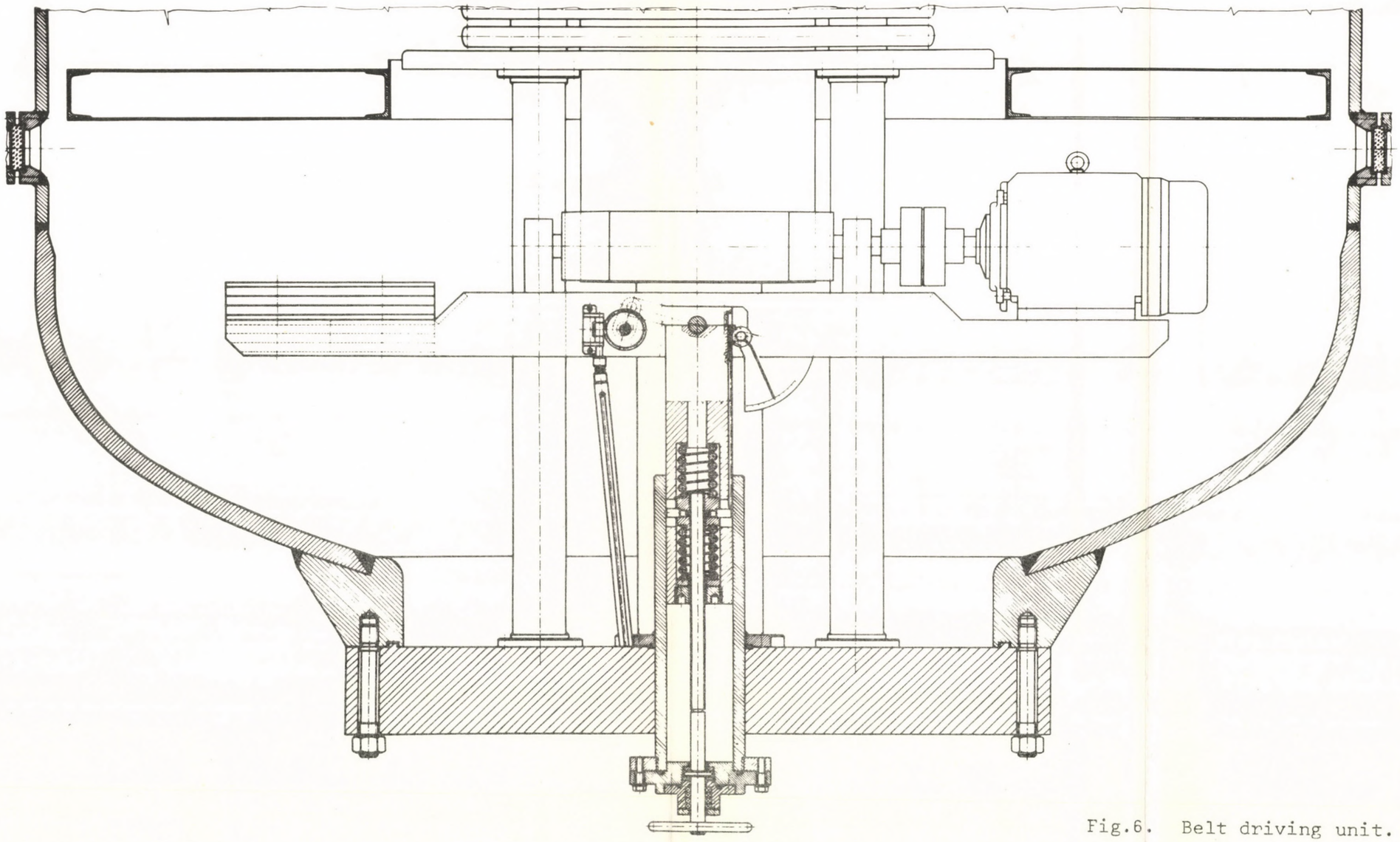


Fig.6. Belt driving unit.

6.ábra Szalaghajtómü.

Рис.6. Устройство для привода ленты.

*2.4. Control rods of the ion source*

Eight lucite shafts moving variacs and electrical switches in the power supply units of the ion source are also built in the stack of the generator. In the former case they are to be turned via pairs of selsyns, the angular position of the shafts are sensed by potentiometers situated at the lower end of the shafts. In the latter case they are actuated by pulling magnets turning the shafts with an angle of about 20 degrees. The two end positions correspond to states off and on of the switches, respectively.
Each shaft is devided into four pieces according to the modules of the stack. They are fixed into ball bearings at the bulkheads. The construction takes the difference in the thermal expansion of the lucite and the glass into account.

## 3. Acknowledgement

Valuable information has been gathered in discussions with the experts of the following institutes:

- Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark,
- Nuclear Physics Laboratory, Oxford, United Kingdom,
- Joint Institute for Nuclear Research, Laboratory for Neutron Physics, Dubna, USSR,
- Central Research Institute for Physics, Budapest.

Thanks are due to the following companies for co-operation:

- Machine Factory for Chemical Industry,Kiskunfélegyháza,
- Institute for Technology of Engineering Industry. Budapest,
- Karcag Glass Works, Glass Industry Works, Karcag,
- United Electric Machine Factory, Budapest,
- Individual Machine Factory, Csepel Iron and Steel Works Budapest-Csepel
- HUNGARIA Plastic Factory, Debrecen

Part of the construction work and building up has been done in collaboration with Dr. I. Berecz and I. Sándor in this Institute.

The collaboration of the members of the Electrostatic Accelerator Department and the Engineering Department of the Institute is acknowledged.

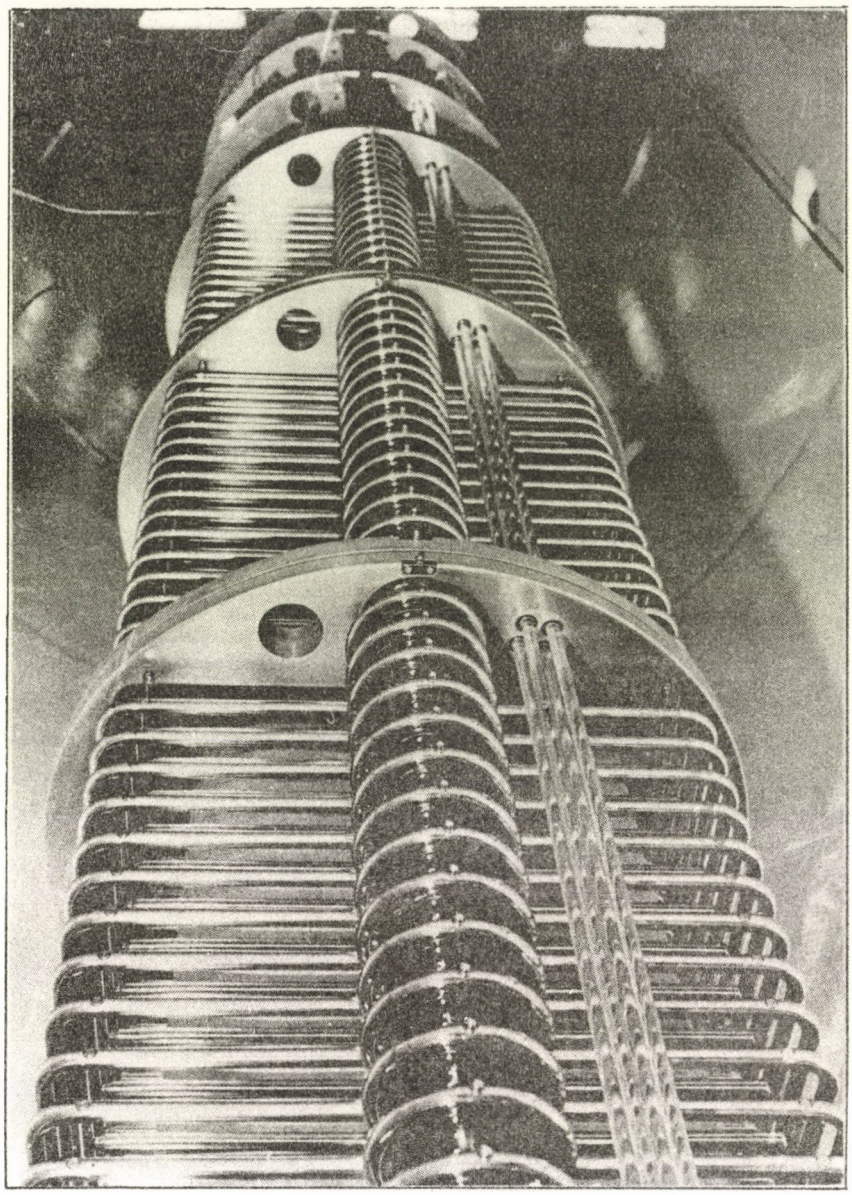


Fig.7. Photograph of the stack with hoops removed.

7.ábra Az oszlop fényképe levett ekvipotenciális gyürükkel.

Рис.7. Вид колонны ускорителя без эквипотенциальных колец.

References


[1] E. Koltay, A. Szalay: ATOMKI Közlemények 16 /1974/ 181

[2] E. Koltay, Gy. Mórik, E. Somorjai: ATOMKI Közlemények 17 /1975/ 131

[3] Kiss Á., Koltay E., Szalay S. : ATOMKI Közlemények 8 /1966/ 101

[4] Á. Kiss, E. Koltay, A. Szalay : Nucl. Instr. Meth. 46 /1967/ 130

[5] Á. Kiss: Acta Physia Hungarica 28 /1970/ 135

[6] Á. Kiss: Nucl. Instr. Meth. 92 /1971/ 361

[7] J.W. Boag: Proc IEEE 100 IV, No.51 /1953/ 63

[8] E. Koltay, Á. Kiss : Proceedings of the International Conference on the Technology of Electrostatic Accelerators. 4-7 May 1973. p.200 Daresbury

[9] D.A. Eastham : Proceedings of the International Conference on the Technology of Electrostatic Accelerators. 4-7 May 1973. p.195. Daresbury

[10] R. Dzmuran, private communication /1967/

[11] E. Caruso, M. Milazzo: CISE-N-130 /1969/

[12] I.F. Malyshev, F.G. Zheleznikov. G.Ya. Rorshal in the book Elektrostaticheskie uskoriteli zaryazhennyh chastic. Editor: A.K. Valter, Gosatomizdat. Moskva. /1963/ p.212.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 25-29

# SOME STUDIES ON THE APPLICATIONS OF DIELECTRIC TRACK DETECTORS IN ACCIDENTAL NEUTRON DOSIMETRY

G.M.HASSIB*

Institute of Nuclear Research of the
Hungarian Academy of Sciences
ATOMKI H 4001, Debrecen Pf.51. Hungary

A short summary is presented of a Candidate dissertation submitted to the Hungarian Academy of Sciences**. The subject deals with the registration of the neutron-induced recoil nuclei and alpha particles in plastic track detectors and its applications for fast neutron dosimetry. Two different measuring techniques were employed to evaluate the integral neutron-induced effect, namely,a visual counting method, and a microdensitometric method. The dissertation contains 93 pages, including 33 figures and tables, 9 empirical formulae, and 83 references.

DIELEKTROMOS NYOMDETEKTOROK BALESETI NEUTRONDOZIMETRIÁBAN TÖRTÉNŐ ALKALMAZÁSÁVAL KAPCSOLATOS VIZSGÁLATOK

Az MTA Tudományos Minősitő Bizottsághoz benyujtott kandidátusi értekezés rövid összefoglalása. A vizsgálatok tárgya gyors neutronok által visszalökött atommagok és magreakciókból származó alfa-részecskék nyomainak müanyag nyomdetektorokkal történő észlelése, valamint ezek alkalmazása gyorsneutron dozimetriai célra. A neutronok által létrehozott effektus kiértékelése két különböző mérési technikával történt: vizuális nyomszámlálással és mikrodenzitométeres módszerrel. Az értekezés 93 oldalon 33 ábrát, illetve táblázatot, 9 empirikus formulát és 83 irodalmi hivatkozást tartalmaz.

*On leave from the Atomic Energy Establishment, Cairo, Egypt.
*Из учреждения атомной энергии, Каир, Египет.

**Supervisor: Dr.L.Medveczky
**Руководитель: Др. Л. Медвецки

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИМЕНЕНИЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ В АВАРИЙНОЙ НЕЙТРОННОЙ ДОЗИМЕТРИИ.
Представляется краткое изложение кандидатской диссертации, представленной к защите в Венгерской академии наук**. Тема касается регистрации ядер отдачи и альфа-частиц в пластмассовых трековых детекторах и ее применения в дозиметрии быстрых нейтронов. Были использованы два метода измерений для определения эффекта, вызванных нейтронами, а именно: визуальный метод и микродозиметрический метод. Диссертация содержит 93 страницы, включая 33 рисунка и таблицы, 9 эмпирических формул и 83 литературных ссылки.

## 1. The problem

The problems of evaluating emergency neutron doses rapidly after nuclear accidents are well known. Most attempts at these tasks are currently undertaken using multiple activation foil techniques, fission track detectors, and/or recoil proton proportional counters. However, the problems with half-lives of activation products, the need for somewhat specialized counting equipment, and the radiotoxicity of fissionable materials encouraged the investigation of alternative, or at least supplementary, methods.

The detection of fast neutrons by registration of induced recoil nuclei and alpha particles in plastic track detectors may overcome most of these limitations. In spite of this advantage, the application of this technique in practice has not yet produced a completely satisfactory dosimetric system for neutrons. This may be due to the fact that the resulting etch-pits are characterized by a wide spectrum of track diameters and ranges which make the visual counting difficult, unreliable, and time-consuming.

The present work describes some efforts to evaluate the integral neutron-induced effect in plastic track detectors by a simpler and more reliable technique. Such an investigation may provide new and essential information if the direct interaction method is to be used in neutron dosimetry.

## 2. Experimental arrangement

The plastic detectors studied here are classified in two categories, according to the measuring technique used:

a Kodak LR-115 cellulose nitrate was subjected to a simple visual counting technique. This detector is characterized by a unique property: that the etched tracks which penetrate the film appear as bright holes in a dark background. The contrast between the genuine holes and the general surface imperfections is extremely good, which makes it much easier to identify and count under an optical microscope.

b Lexan polycarbonate, Melinex polyethylene-terephthalate, and Cellit cellulose acetate were subjected to microdensitometric measurements. This technique is based on the fact that the light transmission through a dielectric track detector is strongly dependent on the track densities and etching conditions.

Samples of each type were irradiated with four neutron spectra, namely, a fission spectrum, neutrons from a Pu-Be source, 3 MeV neutrons, and 14 MeV neutrons. The neutron-induced effects were studied using both measuring techniques with respect to etching condition, neutron fluence, and neutron energy.

## 3. Conclusions

Generally the most important conclusion from the present work was that the neutron sensitivity of the direct interaction method follows an increasing function with neutron energy, within the range between fission spectra and 14 MeV.

Furthermore, for each measuring technique there are some specific conclusions; the significant features are summarized below.

### A. Visual counting of the etched holes in LR-115 cellulose nitrate

1. The dosimetric properties of LR-115 are summarized below in the form of empirical formulae after etching the foils 80 min in 10 % NaOH at 60°C:

$$S = 4.14 \times 10^{-8} E^{2.25}$$

$$D = 6.37 \times 10^{-8} S^{0.20}$$

$$R = 22.2 E^{1.7}$$

where:

S is the detector sensitivity in holes/neutron,

E is the energy of the incident neutrons in MeV,

D is the absorbed dose in rad per unit fluence, and

R is the rad-response factor of the detector in holes/cm$^2$ rad.

2. At a given neutron dose, there was a continuous growth in the hole density with etching time and no saturation state was observed considering that no overlapping took place.

3. The incubation etching time needed to reveal the first hole depends on the neutron energy.

4. After 80 min etching time in 10 % NaOH at 60°C, the distribution of the hole diameters was found to be independent of the neutron energy.

5. The neutron sensitivity of LR-115 increases as the thickness of the CN layer is decreased.

## B. Microdensitometric measurements

1. At a given neutron dose, a saturation effect was observed after removing about 15 µm, where the optical density is independent of the etching condition.

2. Lexan has a higher neutron sensitivity compared with Melinex and Cellit.

3. The change of the optical density measured at the saturation region becomes more pronounced after a certain neutron dose which is controlled by the background noise. This background noise was found to be equivalent to about 50 rad.

4. An oversensitivity was observed at 14 MeV neutrons, which was attributed to (n, $\bar{n}$ 3α) reactions.

5. The correlations between the optical density B and the neutron dose D in rad are given below for Lexan and Melinex after they were irradiated with 3 different neutron spectra and etched up to the saturation region:

Lexan

$$D_{14} = 1.8 \times 10^{3} B^{3.0}$$

$$D_{4.5} = 1.6 \times 10^{4} B^{4.2}$$

$$D_{1.4} = 1.1 \times 10^{5} B^{4.2}$$

Melinex

$$D_{14} = 6.8 \times 10^{3} B^{4.0}$$

$$D_{4.5} = 2.3 \times 10^{6} B^{9.1}$$

$$D_{1.4} = 3.1 \times 10^{7} B^{9.1}$$

## 4. Connected publications


1 Hassib, G.M., and M.A. Gomaa,
Development properties of fission fragment tracks in natural mica,
Health Physics, 19 (1970) . 325

2 Hassib, G.M., and L. Medveczky,
New characteristics for CN as a neutron recoil track detector, ATOMKI Közlemények 16 (1974) 315 and
Proc. 2nd Symp. Neutron Dosimetry, Neuherberg/München, Vol.I, 535 (1975)

3 Hassib, G.M., and L. Medveczky,
Immediate estimation of emergency neutron dose by a rad-response recoil track detector,
Nucl. Instr. Methods, 123 (1975) 395

4 Hassib, G.M.,
Microdensitometric measurements of neutron-induced recoil tracks in plastics and their applications for fast neutron dosimetry,
Nucl. Instr. Methods, 131 (1975) 125

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 31-36

# ON THE COMPLEX OPTICAL POTENTIAL IN THE LANE-MODEL

B.GYARMATI, T.VERTSE

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

G.YA.TERTYCHINY, E.L.YADROVSKY

Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, USSR

By comparing the total widths of the IAR's in $^{209}$Bi calculated in a microscopic model to those obtained from the Lane model, it is shown that the decay of the $^{208}$Bi($0^+$) core of $^{209}$Bi in a few lowest-lying IAR's can be taken into account by assuming complex optical potential in the (closed) $T_>$ channel.

KOMPLEX OPTIKAI POTENCIÁL A LANE-MODELLBEN. A $^{209}$Bi izobár analóg rezonanciáinak teljes szélességeit számoltuk egy mikroszkópikus modell és a Lane-modell segítségével. A kétféle módon számított szélességek összehasonlítása révén megmutatjuk, hogy a $^{208}$Bi($0^+$) törzs bomlásának hatása a (zárt) $T_>$ csatornában felvett komplex optikai potenciál használatával figyelembe vehető.

КОМПЛЕКСНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ В МОДЕЛИ ЛЕЙНА. Польные ширины изобар-аналоговых резонансов $^{209}$Bi были расчитаны по микроскопической модели и модели Лейна. Сравнение двумя методами ширин показывает, что эффект распада остова $^{208}$Bi($0^+$) может быть учтен комплексным оптическим потенциалом, взятым в (закрытом) канале $T_>$.

## Introduction

It is well known that the description of the proton elastic scattering in the neighbourhood of an isobaric analogue resonance (IAR) is quite successful in terms of the isospin dependent phenomenological optical potential proposed by A.M. Lane. The isovector part of the potential couples the proton and neutron channels resulting in the so called Lane equations [1]. Both the real and imaginary parts of the optical potential are supposed

to have the same dependence on isospin

$$U(r) = U_o(r) + U_1(r).(\vec{t}.\vec{T}_o) \ , \qquad (1)$$

where $\vec{T}_o$ and $\vec{t}$ are the isospins of the target and the nucleon, respectively, $U_1(r)$ is called the symmetry potential. For the target + proton system the potential terms diagonal in proton neutron representation are

$$U_{pp} = U_o - U_1 \frac{T_o}{2}$$

$$U_{nn} = U_o + U_1 \frac{T_o - 1}{2} \ , \qquad (2)$$

while in the representation characterized by the isospin of the nucleon + core system (Lane-Robson equations [2])

$$U_< = U_o - U_1 \frac{T_o + 1}{2}$$

$$U_> = U_o + U_1 \frac{T_o}{2} \ . \qquad (3)$$

In a ground-state target + neutron system the proton-neutron and the total-isospin formalisms coincide and the diagonal potential is equal to $U_>$. So for the bound system, at least when the low-lying states are considered, $U_>$ must be real. Still it has been observed, that the total widths of the resonances in $^{209}$Bi analoguous to the low-lying states of $^{209}$Pb are seriously underestimated if Im $U_> = 0$ is assumed in the description of proton scattering on $^{208}$Pb with the Lane equations. One of the reasons of this contradiction is that the underlying phenomenological picture does not take into account the fact that the core state itself, to which the neutron is bound (analogue of $^{208}$Pb ground), is unstable against proton emission due to the high Coulomb energy shift.

The aim of this note is to answer the question whether or not the effect of the core decay can be incorporated in the phenomenological description by using a properly chosen complex potential in the $T_> = T_o + 1/2$ channel. To ensure that only the pure effect of the core decay be regarded, the results of the Lane equation are compared to those of a microscopic model calculation that accounts for this very effect.

## The microscopic model

For the microscopic calculation of the total width the "reduced width method" [4], which was applied to IAR first in [5], has

been used.

In this method the total width of a $|\lambda>$ state $\Gamma^{\lambda}_{tot}$ appears as the sum of the partial widths $\Gamma_{\lambda c}$ to channels c

$$\Gamma^{\lambda}_{tot} = \sum_{c} \Gamma_{\lambda c} \qquad (4)$$

and

$$\Gamma_{\lambda c} = 2P_c \gamma^2_{\lambda c} \ , \qquad (5)$$

where $P_c$ is the barrier penetration factor, and $\gamma^2_{\lambda c}$ the reduced width, is connected to the $<r,c|\lambda>$ coefficients of the expansion of $|\lambda>$ in terms of channel function times single particle function, and a good estimate for the reduced width (correct in a square-well model) is the following

$$\gamma^2_{\lambda c} = [\sum_{r} (-1)^r <r,c|\lambda>]^2 \frac{\hbar}{mR^2} \ , \qquad (6)$$

where r runs over the radial quantum numbers of the single--particle states, m is the reduced mass, R is the well radius. The expansion coefficients are to be determined by the diagonalization of the Hamiltonian on the basis consisting of the states $|r,c>$.

The pure IAR is defined as the sum of the target + proton and analogue (of the target) + neutron system. So, for a doubly magic target it is reasonable to choose the elements of the basis as

$$\begin{aligned} &|N_1,pj> \ , \quad |[(N,nj')^{-1} \ (N,pj')]^{0^+} \ (N_1,nj)> \ , \\ &|N_1+1,pj>, \quad |[(N,nj')^{-1} \ (N+1,pj')]^{0^+} \ (N_1,nj)> \ , \\ &|N_1+2,pj>, \quad |[(N,nj')^{-1} \ (N+2,pj')]^{0^+} \ (N_1,nj)> \ , \ldots \end{aligned} \qquad (7)$$

where N and j' denote the radial quantum number and the angular momentum of a single-particle state outside the N=Z core in the target, j' runs through the states filled with neutrons, $N_1$ and j stand for the radial quantum number and angular momentum of a single-particle state of the lowest shell not occupied by neutrons in the target, p and n denote proton and neutron, respectively, the target ground state is regarded as the vacuum, $[\ ]^{0^+}$ means angular momentum coupling to $J^{\pi}=0^+$. Because of

the Coulomb interaction the proton single-particle states corresponding to bound neutron single-particle states may lie in the continuum. Unbound proton states labelled by j give rise to an elastic proton width ($\Gamma_p$), while those labelled by j' produce non-vanishing inelastic proton widths. The latter ones describe the decay of the core state (analoguous to the target ground state), which is sometimes referred to as the "phonon component" since it contains (neutron) holes and (proton) particles coupled to $0^+$.

In this paper oscillator single particle wave functions have been used. The single-particle energies for neutron have been taken as the experimental binding energies in the $^{209}$Pb [6], for protons the energy shift has been calculated using the value of the $2g_{9/2}$ single-particle energy from [7]. For the energy difference between the shells characterized by $r=N(N_1)$ and $r=N+1(N_1+1)$ the value 13 MeV has been accepted.
The total and proton partial widths for several resonances have been calculated on two different bases consisting of the first line and of the first + second lines of (7), respectively. A residual interaction of the form

$$V^R = \sum_{i>j} g(1-\alpha+\alpha(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_j))\,\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$$

has been used with parameters g=881.79 MeV.fm$^3$ and $\alpha$=0.135. The results are presented in Table 1.

## The phenomenological calculation of the total width

In the course of this calculation the hypothesis was accepted that the decay of the $^{209}$Bi "phonon component" of the analogue resonances in $^{209}$Bi can be simulated by absorption. By varying the imaginary strength in the proton channel between reasonable limits no appreciable change was experienced in the value of the total width if the usual condition for the closed $T_>$ channel, $\mathrm{Im}\ U_> = 0$, was kept. This fact is not much surprising since the decay takes place in the neutron channel. So we kept all the optical parameters at usual values and varied the imaginary strength in the $T_>$ channel so as to give the minimum mean square deviation of the total widths from the values calculated microscopically. The optical potential in the Lane equations was the following:

$$U_o = (V_o+iW_o)f(r) + V_{SO}\frac{2}{r}\frac{df(r)}{dr}(\vec{l}\cdot\vec{\sigma})$$

and

$$U_1 = (V_1+iW_1)f(r)$$

where

$$f(r) = - [1 + \exp (\frac{r - r_o A^{1/3}}{a})]^{-1}$$

with $r_o$=1.19 fm a=0.75 fm $V_o$=56.4 MeV $V_{SO}$=5.8 MeV
$V_1$=0.5 MeV and $W_{pp}=W_o-W_1 T_o/2$=4.5 MeV.

The parameter values are the same as in [8], $W_{pp}$ came from [9] by extrapolation. The scattering function S(E) as a function of the energy resulted from the coupled Lane equations by numerical integration and was parametrized with the

$$S^1(E) = e^{2i\delta(E)} - i \frac{e^{2i\xi} \Gamma_p}{E-E_o+\frac{1}{2} i \Gamma_{tot}}$$

one level formula.

Here $E_o$, $\Gamma_{tot}$ and $\Gamma_p$ are the position, the total width and the elastic proton width of the IAR. By assuming a linear energy dependence for the complex non-resonating background phase shift, the best-fit values of the parameters have been determined. $\Gamma_{tot}$ and $\Gamma_p$ are presented in Table 1.

Table 1

Values of the total and partial elastic proton width of IAR's in the $^{209}$Bi calculated microscopically and phenomenologically.

| | 7x7 | | $W_>$ = +0.11 | | 14x14 | | $W_>$ = +0.19 | | $W_>$ = 0.0 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $J^\pi$ | $\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_p$ | $\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_p$ | $\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_p$ | $\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_p$ | $\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_p$ |
| $9/2^+$ | 182.8 | 20.8 | 202.9 | 39.6 | 246.0 | 47.0 | 304.0 | 39.7 | 52.0 | 39.2 |
| $5/2^+$ | 233.5 | 71.5 | 239.5 | 85.8 | 351.2 | 152.2 | 325.4 | 85.0 | 114.5 | 85.5 |
| $1/2^+$ | 247.1 | 85.1 | 222.0 | 84.2 | 282.4 | 83.4 | 296.4 | 83.8 | 116.0 | 84.6 |
| $7/2^+$ | 208.0 | 46.0 | 222.9 | 63.4 | 303.2 | 104.2 | 324.7 | 63.1 | 78.9 | 63.5 |
| $3/2^+$ | 252.8 | 90.8 | 225.8 | 83.9 | 392.3 | 193.3 | 306.1 | 82.7 | 110.7 | 83.4 |

## Results, conclusion

In Table 1, the numerical results are summarized. Those of the microscopic calculations are presented in the columns denoted by 7x7 and 14x14. The notation refers to the dimension of the bases used. It can be seen that in both cases it was possible to find a $W_>$ value which reasonably reproduced the total widths. The partial widths are not much influenced by the change of $W_>$, so the increase of the $\Gamma_p$ values from the 7x7 basis to the 14x14 one is not reproduced by the phenomenological model. (Though we did not aim at making comparison with experiment, it is worth noting that it is the microscopic model which seriously overshoots the partial widths.)

In the last colum the widths calculated with the usual (Bondorf) condition are shown. Changing the value $W_{pp}$ from +4.5 MeV to +9.0 MeV caused at most 20 % increase in the total widths and not more than 30 % in the partial ones.

Taking into account that no many-parameter fitting was attempted and only $W_>$ was varied, from the results presented one may conclude that this simple way of incorporating the core-decay in the Lane-model is successful.

## REFERENCES


[1] A.M.Lane: Nucl.Phys., 35 (1962) 676.

[2] D.Robson: Phys.Rev., 137 (1965) B535.

[3] J.P.Bondorf, H.Lütken, S.Jägere: in Isobaric Spin in Nuclear Physics Ed. J.D.Fox and D.Robson Academic Press, New York and London, 1966 pp.576.

[4] V.V.Balashov, E.L.Yadrovsky: Phys.Lett., 22 (1966) 509.

[5] G.Ya.Tertychny, E.L.Yadrovsky: Jad.Fiz. 18 (1973) 39.

[6] A.Bohr, B.R.Mottelson: Nuclear Structure I, W.A.Benjamin, Inc. New York, Amsterdam, 1969. p.324.

[7] V.L.Korotkich, V.M.Moskovkin and N.P.Yudin: Izv.A.N. SSSR Ser.Fiz. 30 (1966) 320.

[8] S.A.A.Zaidi, S.Darmodjo: Phys.Rev.Letters 19 (1967) 1446.

[9] T.Mo and R.H.Davis; Phys.Rev. C6 (1972) 231.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 37-50

# CSOPORTKONSTANS-MATRIX NEUTRONGAZ-FIZIKAI TOBBCSOPORT-SZAMOLASOKHOZ

ERDEI KAROLY

KLTE Számitóközpont, Debrecen

Neutrongáz-fizikai többcsoport-számolásokhoz szükséges csoportkonstansok előállitását adjuk meg. A csoport-spektrum függvényeket 1/E-s lefutásu intervallumfüggvé-nyeknek választottuk. A szórási kernelnél csak rugalmas szóródást engedtünk meg, és szénnél nehezebb elem esetén lineárisan anizotróp szórásra szoritkoztunk. A számolt csoportkonstansok helyességét modellproblémában ellen-őriztük: viz Fermi korát számoltuk gömbi harmónikus ope-rátor módszerrel.

GROUP CONSTANT MATRIX FOR MULTIGROUP CALCULATIONS IN NEUTRON TRANSPORT THEORY.
Group constants necessary for multigroup calculation in neutron transport theory are given. The functions of group spectrum have been chosen as interval functions of the 1/E type. The scattering kernel contains only elastic scattering, and for elements heavier than coal linear anisotropic scattering was taken into account. For the control of the group constants the Fermi age of water was calculated with spherical harmonic method.

МАТРИЦАГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ МНОГОГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ В ТЕОРИИ ТРАНСПОРТА НЕЙТРОНОВ.
В работе приводятся расчеты групповых констант,необходимых для многогрупповых вычислений в области теории транспорта нейтронов. Для внутригрупповых спектральных функций были взяты интервальние функции типа 1/E. При кернеле рассея-ния допускалось только упругое рассеяние, а при элементах тяжелее углерода было рассмотрено только линейное ан-изотропное рассеяние. Правильность вычисления групповых констант была проверена подсчетом возраста Ферми для воды методом сферического гармонического оператора.

## I. Bevezetés

A neutrongáz-fizikai problémáknál a neutroneloszlás a Boltzmann egyenletből határozható meg. Ez a neutrontermelő és -fogyasztó folyamatok egyensulyát irja le az adott közegben. A neutronfluxus definiciója

$$\Psi(\vec{r},\vec{\Omega},E) \equiv v\, N(\vec{r},\vec{\Omega},E),$$

ahol $N(\vec{r},\vec{\Omega},E)$ a neutronsürüség a fázistérben, pontosabban az $(\vec{r},E,\vec{\Omega}=\vec{v}/v)$ térben. A fluxus a hely, a szög és az energia függvényében az egyenletből közelitő módszerekkel határozható meg /egyszerü esetektől eltekintve/. Az anyagi minőséget az energia és szög szerint differenciális hatáskeresztmetszetek képviselik az egyenletben. Ezek azonban nem közvetlenül, hanem a tárgyalási módtól függően processzált formában, mint un. csoportállandók jelennek meg.

A Boltzmann egyenlet megoldására a gömbi harmónikus operátor módszert /a Dede módszert/ használva, a fluxus kifejezésében a geometriától és az anyagi minőségtől függő paraméterek szeparálódnak. Az előbbieket bizonyos operátorok jelentik, melyek a különböző geometriákra /derékszögü, henger, gömb/ előre képezhetők. Az utóbbit az $\hat{A}n$ csoportkonstans mátrix /ill. néhány járulékos - az $\hat{A}n$ mátrixot tartalmazó - mennyiség/ képviseli. A szeparálódás miatt az $\hat{A}n$ csoportkonstans mátrix az adott közeg tetszőleges geometriáju problémájában használható a neutronfluxus meghatározására.

A csoportkonstans mátrix definicióját a II. részben adjuk meg, a Dede formalizmus rövid összefoglalásának keretében, a III.rész az $\hat{A}n$ mátrix számolását tartalmazza, a IV. rész az $\hat{A}n$ mátrix felhasználásaként - és ellenőrzéseként - a Fermi kor számolását ismerteti.

## II. Dede formalizmus, $\hat{A}n$ mátrix

Az

$$\vec{\Omega}\nabla\Psi(\vec{r},\vec{\Omega},E) + \sigma_t(E)\Psi(\vec{r},\vec{\Omega},E) = \int_0^\infty \int_{4\pi} \sigma(E_o\to E,\vec{\Omega}_o\to\vec{\Omega})\Psi(\vec{r},\vec{\Omega}_o,E_o)\,d\vec{\Omega}_o\,dE_o \qquad (1)$$

Boltzmann egyenlet egzakt megoldását a Dede formalizmus az alábbi sor alakjában adja [1]:

$$\Psi(\vec{r},\vec{\Omega},E) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=o}^{\infty} (2n+1) \sum_{p=-n}^{n} \Lambda_n^p(\vec{\Omega},\nabla) U_n^p(\vec{r}) \qquad (2)$$

$\Lambda_n^p(\vec{\Omega},\nabla)$ a gömbi harmónikus operátor; konkrét alakját különböző geometriákra, n és p értéke szerint tabellázva táblázatok tartalmazzák ld. pl. [2]; az operátor az adott geometrián célszerü általános koordináták szerinti deriválásokat tartalmaz. $U_n^p(\vec{r},E)$ meghatározására az alábbi rekurziv egyenletek szolgálnak:

$$(n+|p|+1)\Delta U^p_{n+1}(\vec{r},E) + (n-|p|)U^p_{n-1}(\vec{r},E) +$$
$$(2n+1)[\sigma_t(E)U^p_n(\vec{r},E) - \int_0^\infty \sigma_n(E_o\to E)U^p_n(\vec{r},E_o)dE_o] = 0, \qquad (3)$$

ahol $\sigma_n(E_o\to E)$ a $\sigma(E_o\to E,\mu,\phi)$ szórási kernelnek a Legendre polinomok szerinti sorfejtésből adódó momentuma:

$$\sigma(E_o\to E,\mu,\phi) = \frac{1}{4\pi}\sum_{n=o}^{\infty}(2n+1)\sigma_n(E_o\to E)P_n(\mu), \qquad (3a)$$

$\mu \equiv \cos\Psi$, $\Psi$ a laborrendszerbeli szóródási szög.
A fluxus $P_N$ közelitését az egzakt (2) sor $n>N$ tagjainak elhanyagolásával kapjuk:

$$U^p_{N+1}(\vec{r},E) = 0 \qquad (4)$$

Az energiafüggést egy alkalmas ortogonális függvényrendszer véges sorával reprezentáljuk ($\omega_Q$ közelités):

$$U^p_n(\vec{r},E) = \sum_{s=1}^{Q}\omega_s(E)U^p_{ns}(\vec{r}) = \tilde{\omega}^*(E)\tilde{U}^p_n(\vec{r}), \qquad (5)$$

ahol $\tilde{\omega}^*(E)$ ill. $\tilde{U}^p_n(\vec{r})$ sor ill. oszlopvektor /az $\omega_s(E)$ függvényt csoportspektrum függvénynek nevezzük/. (3)-nak e sorral történő átalakitása az

$$(n+|p|+1)\Delta\sum_{s=1}^{Q}\omega_s(E)U^p_{ns}(\vec{r}) + (n-|p|)\sum_{s=1}^{Q}\omega_s(E)U^p_{n-1s}(\vec{r}) +$$
$$(2n+1)[\sigma_t(E)\sum_{s=1}^{Q}\omega_s(E)U^p_{ns}(\vec{r}) - \int_0^\infty\sigma_n(E_o\to E)\sum_{s=1}^{Q}\omega_s(E_o)U^p_{ns}(\vec{r})dE_o] = 0 \qquad (6)$$

egyenletre vezet. (6)-ot megszorozva az $\omega^+_q(E)$ $(q = 1,2,\ldots Q)$ adjungált függvényekkel, melyek kielégitik az

$$\int_0^\infty\omega^+_q(E)\omega_s(E)dE = \delta_{qs} \qquad (7)$$

ortogonalitási relációt, és integrálva E szerint, az

$$(n+|p|+1)\Delta U^p_{n+1,q}(\vec{r}) + (n-|p|)U^p_{n-1,q}(\vec{r}) +$$
$$(2n+1)\sum_{s=1}^{Q}[\int_0^\infty\omega^+_q(E)\sigma_t(E)\omega_s(E)dE -$$
$$\int_0^\infty\int_0^\infty\omega^+_q(E)\sigma_n(E_o\to E)\omega_s(E_o)dE_o dE]U^p_{ns}(\vec{r}) = 0 \qquad (8)$$

egyenletet kapjuk (q = 1,2... Q). Ez a

$$(\hat{A}_n)_{qs} \equiv \int_o^\infty \omega_q^+(E)[\sigma_t(E)\omega_s(E) - \int_o^\infty \sigma_n(E_o \to E)\omega_s(E_o)dE_o]dE \qquad (9)$$

csoportkonstans mátrix bevezetésével az

$$(n+|p|+1)\Delta\tilde{U}^p_{n+1}(\vec{r})+(n-|p|)\tilde{U}^p_{n-1}(\vec{r})+(2n+1)\hat{A}_n\tilde{U}^p_n(\vec{r}) = 0 \qquad (10)$$

alakba irható. Ebből az egyenletből az $\tilde{U}^p_n(\vec{r})$ vektorfüggvény meghatározható. A p=0 esetet tekintve,* a $n^{(lo)}$ egyenletet rekurzive alkalmazva az $\tilde{U}_n(\vec{r})$ függvényt kifejezhetjük az $\tilde{U}_o(\vec{r})$ függvénnyel. Belátható, hogy ekkor $\tilde{U}_n(\vec{r})$ az alábbi alakban adódik:

$$\Delta^n\tilde{U}_n(\vec{r}) = \hat{F}_n(\Delta)\tilde{U}_o(\vec{r}) \qquad (11)$$

$\hat{F}_n(\Delta)$a $\Delta$ operátor n+2 foku polinomja (n+2,n/2 egészrészét jelöli), ahol a polinom együtthatói Q dimenziós négyzetes mátrixok. A polinomot egy mátrixba összevonva $\hat{F}_n(\Delta)$ olyan mátrixot jelent, melynek minden eleme a $\Delta$ operátor legfeljebb $\nu$=n+2 foku polinomja. A $P_N$ közelités (4) feltétele igy az

$$\hat{F}_{N+1}(\Delta)\tilde{U}_o(\vec{r}) = 0 \qquad (12)$$

egyenletet adja. A nemtriviális megoldás létezéséhez a determinánsnak el kell tünnie:

$$\det(\hat{F}_{N+1}(\Delta)) = 0 \qquad (13)$$

A determinánst kifejtve, az összevonás után a $\Delta$ operátor $\nu=Q\nu'$ foku polinomját kapjuk, ez felirható gyöktényezős alakban:

$$(\Delta-k_1^2)(\Delta-k_1^2)..... \quad (\Delta-k_\nu^2) = 0$$

A $k_j^2$ értékek a karakterisztikus gyökök. Ezek numerikus meghatározása során a $\hat{F}_{N+1}(\Delta)$ mátrixban az operátort célszerüen $k^2$-vel helyettesitjük, és a determináns kifejtése során igy kapott, $k^2$-ben $\nu$-ed foku polinom $\det(\hat{F}_{N+1}(k^2))$ gyökeit határozzuk meg. Az $\hat{F}_{N+1}(k^2)$ meghatározására szolgáló rekurziv összefüggést $(lo)$-ből kapjuk, ha erre a $\Delta^n$ operátort alkalmazuk és $(11)$ -t figyelembe vesszük:

---

* A könnyebb követhetőség érdekében az energiafüggés további tárgyalását a célproblémára adaptáltuk (ahol p=0), a tárgyalás menete analóg az általános esetben követett menettel.

$$(n+1)\hat{F}_{n+1}(k^2) = -(2n+1)\hat{A}_n\hat{F}_n(k^2) - nk^2\hat{F}_{n-1}(k^2),\ \hat{F}_o(k^2) = \hat{1}. \quad (14)$$

A (12) egyenlet megoldását a

$$\Delta u_J(r) = k_J^2\, u_J(r) \quad (15)$$

Kirchoff egyenletnek eleget tevő függvényekből rakjuk össze:

$$\tilde{U}_o(r) = \sum_{J=1}^{\nu} \tilde{f}_J u_J(\vec{r}) \quad (16)$$

(16) és (12) alapján látható, hogy ez valóban megoldás, ha az $\tilde{f}_J$ numerikus oszlopvektorokat az

$$\hat{F}_{N+1}(k_J^2)\tilde{f}_J = 0 \quad (17)$$

egyenletrendszerből határozzuk meg. Az $\tilde{U}_o(\vec{r})$ megoldás ismeretében az $\tilde{U}_n(\vec{r})$ függvényeket a (11)-ből adódó

$$\tilde{U}_n(\vec{r}) = k^{-2n}\hat{F}_n(k^2)\tilde{U}_o(\vec{r}) \equiv \hat{G}_n(k^2)\tilde{U}_o(\vec{r}) \quad (18)$$

összefüggés alapján állithatjuk elő.

A (2) fluxust igy $P_N\omega_Q$ közelitésben az

$$\Psi(\vec{r},\vec{\Omega},E) = \frac{1}{4\pi}\sum_{n=0}^{N}(2n+1)\Lambda_n(\vec{\Omega},\Delta)\sum_{J=1}^{\nu}\tilde{\omega}(E)\hat{G}_n(k_J^2)\tilde{f}_J u_J(\vec{r}) \quad (19)$$

alakban kapjuk. A $\hat{G}_n(k^2)$ mátrixra a rekurziós összefüggést (14) és (18) egybevetéséből kapjuk:

$$(n+1)k^2\hat{G}_{n+1}(k^2) = -(2n+1)\hat{A}_n\hat{G}_n(k^2) - n\hat{G}_{n-1}(k^2),$$

ahol $\hat{G}_o(k^2)$ az egységmátrix.

A Dede-formalizmust használva a Boltzmann egyenlet megoldására látható, hogy a neutroneloszlás tényleges meghatározásához egyrészt az $\hat{A}_n$ csoportkonstans mátrixot kell meghatározni az adott közegre, másrészt az $u_J(\vec{r})$ függvényben szereplő paramétereket kell a határfeltételekkel rögziteni. Az $\hat{A}_n$ mátrix ismeretében a járulékos $\hat{F}_{N+1}$, $k^2$, $\tilde{f}$, $\hat{G}_n(k^2)$ mennyiségek számolhatók, a $\Lambda_n(\vec{\Omega},\Delta)$ operator pedig táblázatból keresendő ki.

## III. Az $\hat{A}_n$ csoportkonstans mátrix számolása

Az $\hat{A}_n$ mátrixot a következő képlet definiálja:

$$(\hat{A}_n)_{qs} \equiv \int_o^\infty \omega_q^+(E)\sigma_t(E)\omega_s(E)dE - \int_o^\infty\int_o^\infty \omega_q^+(E)\sigma_n(E_o\to E)\omega_s(E_o)dE_o dE \ .$$

A $\sigma(E_o\to E,\mu,\phi)$ szórási kernel szimutális szimmetriája miatt

$\sigma(E_o\to E,\mu) = 2\pi\sigma(E_o\to E,\mu,\phi)$, igy

$$\sigma_n(E_o\to E) = \int_{-1}^{1}\int_o^{2\pi} \sigma(E_o\to E,\mu,\phi)P_n(\mu)d\mu d\phi = \int_{-1}^{1} \sigma(E_o\to E,\mu)P_n(\mu)d\mu \ .$$

Az $\omega_s(E)$ csoportspektrum függvényeket az alábbinak választottuk:

$$\omega_s(E) \equiv \begin{cases} \dfrac{1}{E\ \ln(E_{s+1}/E_s)} & E\ \varepsilon[E_s,E_{s+1}] \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \qquad (21)$$

Az $\omega_s(E)$ függvények ilyen megválasztása az energiaspektrumnak az $u\equiv\ln(E_o/E)$ letargia skála szerinti lépcsős függvény közelitését jelenti. Az adjungált függvényrendszert a következőnek választottuk.

$$\omega_q^+(E) \equiv \begin{cases} 1 & E\ \varepsilon[E_q,E_{q+1}] \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \qquad (22)$$

a fenti reprezentációk kielégitik a (7) ortonolmáltsági relációt.

A szórási kernel alakjának megadásánál rugalmas szórásra szoritkoztunk és feltételeztük, hogy a szóródási szögeloszlás a tmkp-i rendszerben izotróp. Rugalmas szórás esetén a szóródás előtti és utáni energiák ($E_o$,E) és a tmkp-i rendszerbeli szóródási szög ($\Theta$), ill. a tmkp-i és laborrendszerbeli szóródási szögek kapcsolatát

$$\frac{E_o}{E} = \frac{A^2+2A\cos\Theta+1}{(A+1)^2}$$

ill.

$$\mu = \cos\Psi = \frac{A\cos\Theta+1}{A^2+2A\cos\Theta+1}$$

adja, igy a szórási kernel változói nem függetlenek ($\mu=\mu(E_o,E)$).

Ezért $\sigma(E_o \to E,\mu)$ szögfüggését egy

$$\int_{-1}^{1} \delta(\mu-\mu_o)d\mu = 1$$

tulajdonságu Dirac-deltával reprezentáljuk:

$$\sigma(E_o \to E,\mu) = \sigma(E_o \to E)\delta(\mu-\mu_o(E_o,E)).$$

Ezzel a $\sigma_n$ sorfejtési együttható alakjára a következőt kapjuk:

$$\sigma_n(E_o \to E) = \sigma(E_o \to E)P_n(\mu(E_o,E)) \quad . \qquad (23)$$

A szóródás előtt $E_o$energiáju neutron az $[\alpha E_o, E_o]$ intervallumba szóródhat egyenletes eloszlással
($\alpha \equiv (A-1)^2/(A+1)^2$, A a szóró mag tömegszáma), ezért a magfüggvény

$$\sigma(E_o \to E) = \begin{cases} \dfrac{\sigma_s(E_o)}{E_o(1-\alpha)} & E \in [\alpha E_o, E_o] \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \qquad (24)$$

alaku ($\sigma_s(E_o)$ a szórási hatáskeresztmetszet).

(21), (22),(24) figyelembe vételével kapjuk az $\hat{A}_n$ mátrix elemeinek konkrét alakját:

$$(\hat{A}_n)_{qs} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_t(E)\left(E \ln \frac{E_{s+1}}{E_s}\right)^{-1} dE - \int_{\varepsilon}\int_{\varepsilon_o} \frac{\sigma_s(E_o)P_n(\mu(E_o,E))}{E_o^2(1-\alpha)\ln \dfrac{E_{s+1}}{E_s}}\, dE_o dE \quad .$$

(25)

Az integrálási határokat az értelmezési tartományok egybevetése alapján rögzithetjük: az első tagban $[E_1,E_2] \equiv [E_q,E_{q+1}] = [E_s,E_{s+1}]$
(az első tag csak főátlós elemeket ad): a második tagban E szerint a

$$\varepsilon \equiv [E_q,E_{q+1}] \cap [\alpha E_o, E_o]$$

halmaz felett, $E_o$ szerint az $[E_s,E_{s+1}]$ intervallumnak az $\varepsilon$ nem üres halmaz mellékfeltételt kielégitő részén ($\varepsilon_o$) kell integrálni. Az $\varepsilon_o$és $\varepsilon$ halmazok alapján látható, hogy az $\hat{A}_n$ mátrixok főátló alatti elemei eltünnek. Ez a szórási kernel(24) alakjának következménye, a szóródó neutron energiában csak lefelé szóródhat; vagy saját csoportjában marad, vagy ez alá szóródik.
Az $A_n$ mátrixok felső háromszögmátrix jellege a $k^2$ gyökök és az

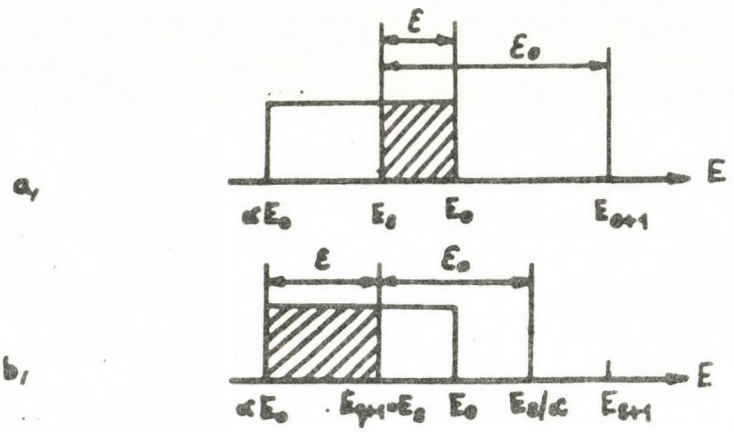
$\tilde{f}$ vektorok számolásának egyszerüsödéséhez vezet.

Az $\hat{A}_n$ csoportkonstans mátrix számolásánál a szóródás anizotrópiájának különböző foka miatt az elemeket két tipusra osztottuk fel: hidrogén, ill. nem hidrogén tipusu elemekre. Hidrogén esetén a szóródás anizótrópiáját teljesen a($P_N$ közelités erejéig) figyelembe vettük, nem hidrogén tipusu elemeknél (gyakorlatilag a szén és az ennél nagyobb rendszámu elemek) lineárisan anizotróp szórásra szoritkoztunk. Ezen elemekre tehát $\sigma_n(E_o \to E) = 0$, ha $n>1$. Hidrogén esetén az $A_n$ mátrix valamennyi nem főátló alatti eleme nullától különböző: a szórt neutronok a $[0, E_o]$ intervallumot fedik le. Egyéb elemekre, olyan csoporthatárok és elemek esetén, melyekre a

$$E_q/E_{q+1} < \alpha \; (= E_o\alpha/E_o)$$

feltétel minden q -ra teljesül, a szórt neutronok tartománya $[\alpha E_o, E_o]$ egyetlen energiacsoportot sem fed le, az $\hat{A}_n$ mátrix csak főátlós és főátló melletti elemeket tartalmaz. Ez szénnél nehezebb elemekre, nem szélsőségesen szük csoportbeosztás mellett mindig igaz.

Az $\varepsilon$ és $\varepsilon_o$ halmazokat az 1.ábra szemlélteti.




1.ábra Integrálási tartomány az $\hat{A}_n$mátrix számolásánál.
a. q=s mindkét eset
b. q+1=s, nem hidrogén tipusu elemek esetén.

Fig.1. Range of integration by calculating the $\hat{A}_n$ matrix.
a. q=s, both cases
b. q+1=s, in the case of elements of not hydrogen type.

Рис.1. Пределы интегрирования при вычислении матрицы $\hat{A}_n$
а. q=s, в обоих случаях
б. q+1=s, в случае элементов неводородного типа.

## IV. Az $\hat{A}_n$ csoportkonstans mátrix ellenőrzése

Az $\hat{A}_n$ mátrixok helyességét a szükebb értelemben vett csoportállandók alapján ellenőriztük. Ezen a $\langle\sigma_t\rangle$,$\langle\sigma_{ik}\rangle$ ,$\langle\mu_{ik}\rangle$ mennyiségeket, a teljes, a szóródási keresztmetszetek és a szóródás koszinuszának csoportátlagát értjük, melyek rögzitett csoportbeosztás mellett táblázva vannak ld. pl.[3]. A fenti csoportkonstansokból nem hidrogén tipusu elemekre előállithatók az $\hat{A}_n$ mátrixok, hidrogén esetén csak az $\hat{A}_o$ és $\hat{A}_1$ mátrix rakható össze:

Az $\hat{A}_o$ ill. $\hat{A}_1$ mátrix főátlós elemeit

$$(\hat{A}_o)_{ii} = \langle\sigma_t\rangle_i - \langle\sigma_{ii}\rangle$$

ill.
$$(\hat{A}_1)_{ii} = \langle\sigma_t\rangle_i - \langle\mu_{ii}\rangle\langle\sigma_{ii}\rangle$$

adja, a főátlón kivüli elemek előállitása pedig

$$(\hat{A}_o)_{ki} = -\langle\sigma_{ik}\rangle$$

$$(\hat{A}_1)_{ki} = -\langle\mu_{ik}\rangle\langle\sigma_{ik}\rangle$$

Az $n>1$ esetben az $\hat{A}_n$ mátrix elemeit csak nem hidrogén tipusu elemekre kaphatjuk meg:

$$(\hat{A}_{n>1})_{ii} = \langle\sigma_t\rangle_i$$

Valamennyi $\hat{A}_n$ mátrix helyességét egy, a neutrongázfizikában fundamentális problémán próbáltuk ki: gömbszimmetrikus pontforrás neutroneloszlásának lassulási sürüségéből a termikus neutronok Fermi korát határoztuk meg végtelen közegre. /A Fermi kor arányos annak a távolságnak négyzetes átlagával, amelyre a pontforrásból származó neutronok a termikus szintre való lassulásig megtesznek, a lassulási sürüség pedig azon neutronok számát adja meg, amelyek az r hely körüli egységnyi térfogatban időegységenként adott energiaszint alá lassulnak./ A számolásokat vizre végeztük. A neutroneloszlást a Dede formalizmus többcsoport változatával határoztuk meg.

A neutronfluxus (2) kifejezésében a $\Lambda_n(\vec{\Omega},\nabla)$ operátor alakja gömbszimmetrikus esetben

$$\Lambda_n(\vec{\Omega},\nabla) = P_n(\mu)R_n \quad ,$$

ahol

$$R_n \equiv \begin{cases} (\partial_r - \frac{n-1}{r})(\partial_r - \frac{n-2}{r})\ldots\partial_r & n>0 \\ 1 & n=0 \end{cases} \quad , \qquad (26)$$

az $u_{lj}(r)$ alakja ez esetben

$$u_{lj}(r) = A_{lj} . e^{-k_{lj} r} . r^{-1} , \qquad (27)$$

$A_{lj}$ a határfeltételek által rögzitett konstans. Ezzel a azimutális szögre integrált fluxus

$$\Psi(r,\mu,E) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{N} (2n+1) P_n(\mu) \Phi_n(r,E) ,$$

$$\Phi_n(r,E) \equiv \sum_{l=1}^{Q} \sum_{j=1}^{(N+1)\div 2} \omega^*(E) \tilde{f}^n_{lj} A_{lj} R_n(r^{-1} e^{-k_{lj} r}) \qquad (28)$$

alaku. A poláris szögre is integrált fluxust a $\Phi_o(r,E)$ momentum adja:

$$\Phi_o(r,E) = \sum_{l=1}^{Q} \sum_{j=1}^{(N+1)\div 2} \sum_{q=1}^{Q} \omega_q(E) f^o_{lj,q} A_{lj} R_n \frac{e^{-k_{lj} r}}{r} ,$$

ebből az s-ik energiacsoportra a csoportfluxust az energiafüggés leválasztása után kapjuk:

$$\Phi^s_o(r) = \int_o^\infty \omega^+_s(E) \Phi_o(r,E) dE = \sum_{l=1}^{Q} \sum_{j=1}^{(N+1)\div 2} f^o_{lj,s} A_{lj} R_n \frac{e^{-k_{lj} r}}{r} . \qquad (29)$$

A Fermi kort $r^2$-nek a termikus szint lassulási sürüségével, mint eloszlásfüggvénnyel képzett átlaga adja. A lassulási sürüséget arányosnak tekinthetjük a termikus feletti csoport (s=2) fluxusával. Igy

$$\tau \equiv \frac{\langle r^2 E_2 \rangle}{6} = \frac{1}{6} \frac{\int_o^\infty r^2 \Phi_o^2(r) dv}{\int_o^\infty \Phi_o^2(r) dv} .$$

A csoportfluxus (29) kifejezésében szereplő $A_{lj}$ konstansokat a határfeltételi egyenletekből határozzuk meg. A határfeltétel a neutronmegmaradást mondja ki a két közeg végtelen vékonynak tekintett határfelületén történő áthaladásra: az egyik közegben

a határfelület $r_o$ pontját $\vec{\Omega}$ irányban elhagyó neutron megtalálható, mint a másik közegbe az $r_o$ pontban $\vec{\Omega}$ irányból belépő neutron (azaz a neutronáram normális komponense folytonos):

$$\mu\Psi_I(r_o,\mu) = \mu\Psi_{II}(r_o,\mu) \qquad (30)$$

Besugárzott felszin esetén - a vákuummal határolt közeget adott $J(r_o,\mu)$ neutronárammal sugározzuk be - a határfeltétel

$$\mu\Psi(r_o,\mu) = J(r_o,\mu) \qquad \mu > 0 \qquad (31)$$

alakban irható. A (31)egyenlet mindkét oldalát egy a $\mu>0$ tartományon ortogonális $\chi_n(\mu)$ $n=0,1,...$ függvényrendszer szerint sorbafejtve

$$\mu\Psi(r_o,\mu) = \sum_{n=o}^{\infty} a_n\chi_n(\mu)$$

$$J(r_o,\mu) = \sum_{n=o}^{\infty} b_n\chi_n(\mu) \quad ,$$

a határfeltétel az

$$a_n = b_n \qquad n = 0,1,... \qquad (32)$$

feltétellel ekvivalens. A (28) fluxusban lévő illeszthető paraméterek véges száma miatt (32)-őt $P_N$ közelitésben valamennyi n-re nem tudjuk kielégiteni, ezért a sort $n=K$-nál levágjuk, és a konstansokat az

$$\int_o^1 \mu\Psi(r_o,\mu)\chi_n(\mu)d\mu = \int_o^1 J(r_o,\mu)\chi_n(\mu)d\mu \qquad n=0,1,...K \qquad (33)$$

egyenletrendszerből határozzuk meg.(K-t ugy választjuk, hogy az egyenletrendszer megoldása egyértelmü legyen.) A (33) határfeltételi egyenletnek minden energiára teljesülnie kell. Az $\omega_Q$ közelités keretén belül ez kielégithető, ha megköveteljük ezen egyenletek teljesülését a fluxus minden

$$\int_o^{\infty} \omega_q^+(E)\Psi(r_o,\mu,E)dE$$

energiamomentumára.

Gömbszimmetrikus geometriára végtelen közeg esetén a Kirchoff egyenlet megoldását(27) adja, $P_N$ közelitésben energiacsoportonként $(N+1)\div 2$ konstans lép fel. A végtelen geometria miatt egy

határfeltételt adhatunk meg - ez a forrásfeltétel - , ezért K értékét $(N-1)\div 2$ -nek választjuk.

A forrásfeltétel:
Az origóba helyezett pontforrást, amely időegységenként S számu neutront bocsát ki izotróp szögeloszlás mellett, körülvesszük egy kis $r_o$ sugaru gömbbel, és ezt a tartományt kizárjuk a közegből. A közeg igy kapott uj határfelszinét besugárzott felszinnek tekintve a

$$\mu\Psi(r_o,\mu,E) = J(r_o,\mu,E) \qquad (34)$$

határfeltételt irhatjuk fel, ahol az $r_o$ helyen a besugárzó áramot egyrészt a közegbe "kivülről" - azaz az üreg falának többi részéről - $-\mu$ irányból érkező neutronok jelentik, ld. 2.ábra, áramuk $\mu\Psi(r_o,-\mu,E)$ , másrészt a forrás adja. A forrásból származó neutronok a gömb egységnyi felületét $S/(4\pi r_o^2)$ árammal sugározzák be, az izotróp kibocsátás miatt ez azonban csak a $\mu=1$ esetben, radiális irányban jelent járulékot. Igy a besugárzó áram

$$J(r_o,\mu,E) = \mu\Psi(r_o,-\mu,E) + \frac{S}{4\pi r_o^2}\,\delta(\mu-1) \qquad (35)$$

alakban vehető fel ($\delta(\mu-1)$ a $[0,1]$ tartományra normált deltafüggvény). Az $r_o$ sugaru tartománynak a közegből történt kizárását az $r_o \to 0$ határátmenettel korrigáljuk.

A $\chi_n(\mu)$ függvényrendszert

$$\chi_n(\mu) = P_{2k}(\mu)$$

nek választjuk. Ez a pozitiv féltérben ortogonális függvényrendszer. A fluxusnak(28) és a besugárzó áramnak(35) szerinti alakjával a (33) egyenletrendszer az

$$2 \sum_{n=1,3}^{N} \sum_{l=1}^{Q} \sum_{j=1}^{(N+1)\div 2} D^{+}_{kn}\, \tilde{\omega}^{*}(E)\, \tilde{f}^{n}_{lj}\, A_{lj}\, R_n\, \frac{e^{-k_{lj}r}}{r} = \frac{S(E)}{4\pi r_o^2}$$

$$D^{+}_{kn} \equiv \int_0^1 \frac{2n+1}{2} P_n(\mu)\mu P_k(\mu)\,d\mu \quad , \qquad k=0,2,\ldots(N+1)\div 2\cdot 2$$

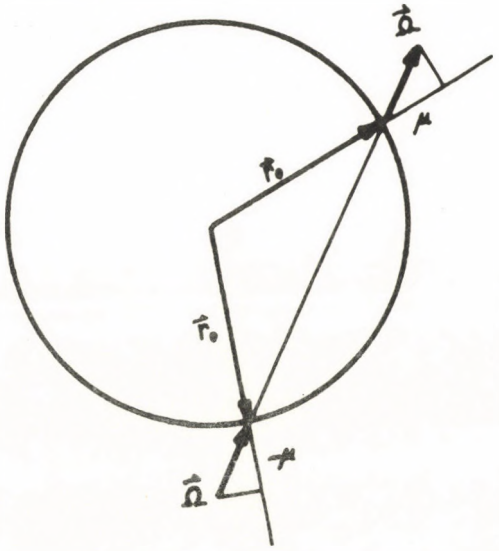
alakban adódik. Az energiafüggés leválasztása után az konstansokat a

$$\sum_{n=1,3}^{N} \sum_{l=1}^{Q} \sum_{j=1}^{(N+1)\div 2} D^{+}_{kn}\, f^{n}_{lj,s}\, A_{lj} R_n\, \frac{e^{-k_{lj}r}}{r} = \frac{S_s}{8\pi r_o^2} \qquad s=1,2,..\ Q$$

egyenletből határozhatjuk meg, ahol

$$S_s \equiv \int_0^\infty \omega_s^+(E)S(E)dE$$

a forrás energiamomentuma. Az egyenletben az $r_o$ -tól függő tagok $r_o \to 0$ határátmenetnél fellépő divergenciájának kiküszöbölésséhez az egyenletet $r_o$ megfelelő, a konvergenciát biztositó, hatványával szorozzuk meg.




2.ábra Vázlat a határfeltétel származtatásához a forrásnál.

Fig.2. Sketch for the boundary condition at the source.

Рис.2. Схема к граничным условиям у источника.

A Fermi kor számolásának eredményeit az I.táblázat tartalmazza. A mérések a neutronok Fermi korát az In rezonancia tartományára meghatározott neutroneloszlás alapján adják meg. Ezért a Fermi kor számolásához az eloszlásfüggvény azonositottuk az In rezonanciát magában foglaló termikus feletti csoport fluxusával. A számolást hétcsoport közelitésben végeztük.

A számolt Fermi kor értékeknek az I.táblázatbeli értékekkel való jó egyezése az $\hat{A}_D$ csoportkonstans mátrix helyes előállitását jelenti, igy lehetővé teszi ennek felhasználását más geometria vagy anyagi minőség esetén a neutronfluxus meghatározására.

A csoportkonstans mátrixot számoló program a magfizikai program-

nyilvántartásban elérhető [5].

Köszönetemet fejezem ki Dr.Dede Miklósnak munkám támogatásáért.

1.Táblázat

Fermi kor értékek vizre

| referencia | értékek |
|---|---|
| [6], mért | 29,4 ± 1.5 |
| [7], mért | 27,3 ± o.9 |
| [8], mért | 31,o |
| [4], számolt, Monte-Carlo | 26.7 |
| [4], számolt, P1 | 25.3 |
| [4], számolt, Fourier tr. | 25.9 |
| Erdei, számolt, P1 | 29.1 |
| Erdei, számolt, P3 | 29.2 |

## Irodalom

[1] K.M.Dede: Nukleonik 8 /1966/ 383.

[2] Dede, M.: Kandidátusi értekezés /1975/

[3] Abagjan, L.: Групповые константы для расчета ядерных реакторов, Москва, Атомиздат /1964/.

[4] Ferziger, J. - Zweifel, P.: The Theory of Neutron Slowing Down in Nuclear Reactors, Oxford, Pergamon /1966/.

[5] ATOMKI Közlemények, 16 /1974/ 413.

[6] Barkov, L. - Mukhin, K.: Атомная Энергия 1 /1956/ 31.

[7] Lombard, D. - Blanchard, E.: Nucl.Sci.Eng. 1 /1960/ 448.

[8] Wade, J.: Nucl.Sci.Eng. 4 /1958/ 12.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 51-72

# A BELSŐ FÉKEZÉSI SUGÁRZÁS SPEKTRUMÁNAK KIÉRTÉKELÉSE

Székely Géza

ATOMKI H-4001. Debrecen Pf.51 Hungary

A $^{59}$Ni Ge(Li) detektorral mért belső fékezési sugárzásának spektrumát egy általunk kidolgozott módszerrel értékeltük ki. A kiértékelés fizikai szempontból érdekes eredményeit [1]-ben közöljük, itt a kiértékelés menetét irjuk le számitástechnikai szempontból. A módszer fő fázisai: a monoenergetikus spektrumok előállitása, a mért spektrum felbontása monoenergetikus spektrumok összegére, a mért spektrum korrekciói és a korrigált spektrumra különböző elméletek függvényeinek illesztése.

ANALYSIS OF THE INTERNAL BREMSSTRAHLUNG SPECTRUM.
The internal bremsstrahlung spectrum of $^{59}$Ni measured with Ge(Li) detector was analysed by a method depeloped by us.
Results of the analysis interesting from the physical point of view are published in [1], here we describe way of the analysis from the computational point of view.
Main phases of the method are: construction of monoenergetic spectra, decomposition of the measured spectrum to the sum of monoenergetic spectra, corrections on the measured spectrum and fitting the corrected spectrum by functions based on different theories.

АНАЛИЗ СПЕКТРА ВНУТРЕННЕГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.
Спектр внутреннего тормозного излучения ядра $^{59}$Ni, измеренный Ge(Li) детектором, был обработан методом, разработанным нами. С физической точки зрения интересные результаты анализа публикуются в [1], здесь мы описываем ход обработки спектра с точки зрения вычислительной техники. Главные фазы метода: построение моноэнергетических спектров, разложение измеренного спектра на сумму моноэнергетических спектров, корректирование измеренного спектра и подгонка функций разных теорий к корректированному спектру.

## Bevezetés

A belső fékezési sugárzás /a továbbiakban BFS/ spektruma a magnak egy energiatartományban folytonos sugárzása során jön létre, ezért felfogható olyan monoenergetikus spektrumok szuperpozíciójaként, melyek teljes energiáju csucsaihoz tartozó energiák befutják a BFS teljes energiatartományát.
A monoenergetikus spektrumok a teljes energiáju csucson kivül - attól az alacsonyabb energiák felé - járulékokat tartalmaznak, melyektől meg kellett tisztitanunk a BFS spektrumát. Emiatt volt szükség a monoenergetikus spektrumok igen pontos előállitására /I.fejezet/, majd a BFS spektrumának monoenergetikus spektrumok lineáris kombinációjaként való előállitására. A felbontás alapján levontuk a spektrumból a fent emlitett járulékokat és a detektor energia-hatásfok függvényének meghatározásával az egyenlőtlen hatásfoku detektálás torzitó hatásától is megtisztitottuk a spektrumot /II. fejezet/.
Az igy korrigált spektrumra a BFS-t leiró különböző elméletek függvényeit illesztettük /III.fejezet/. A kiértékelés fizikai szempontból érdekes eredményeit [1]-ben közöljük, e cikkben kizárólag a kiértékelés módszerét irjuk le, elsősorban számitástechnikai szempontból.

## I.Monoenergetikus spektrumok előállitása

### 1.*Elméleti alapok*

Ha Ge(Li) félvezető detektorral olyan preparátumot vizsgálunk, amely egyetlen energián bocsát ki gamma-sugarakat, akkor a kibocsátott gamma-kvantumoknak a preparátumon és a detektoron való szóródása következtében a mért spektrum nem egyetlen tüszerü csucsból fog állni, hanem az 1.ábrán látható eloszlást mutatja. Az eloszlásnak három különböző fizikai effektus következtében három jellegzetes pontja van: a teljes energiához tartozó csucs /Full-energy Peak/, a Compton él /Compton Edge/ és a visszaszórási csucs /Backscatter Peak/. E három pont helye között a következő összefüggés áll fenn:

$$E_C = E_\gamma/(1+m_o c^2/2E_\gamma)$$

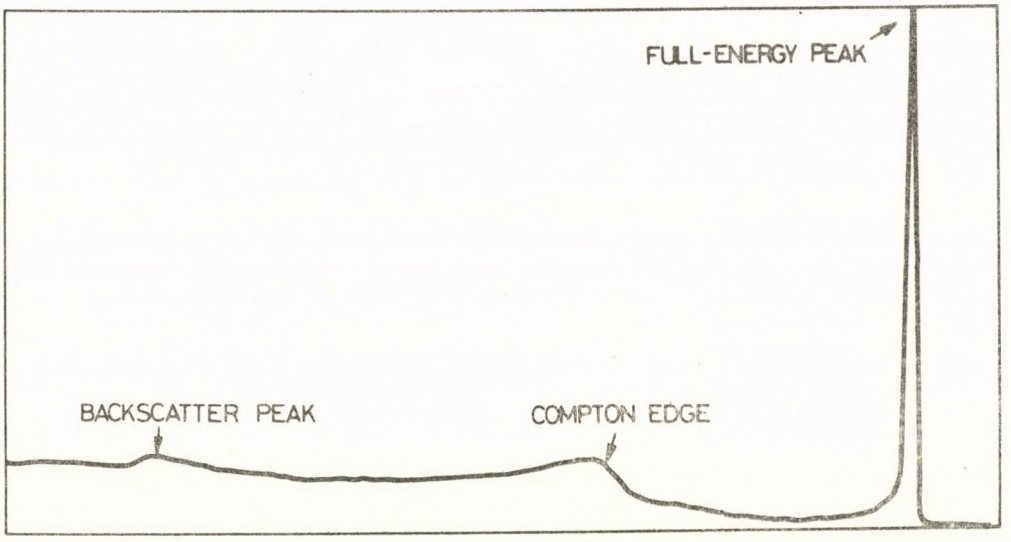
$$E_B = E_\gamma - E_C \,, \qquad (1)$$

ahol $E_C$ a Compton él energiája, $E_\gamma$ a teljes energiáju csucs /a továbbiakban gamma-csucs/ energiája, $E_B$ a visszaszórási csucs energiája, $m_o c^2$ pedig az elektron nyugalmi energiája, melynek értéke 511 keV. A BFS során maga az atommag folytonos spektrumot

bocsát ki. A mért eloszlás ezért a folytonosan változó energiáju gamma-csucsokhoz tartozó fenti tipusu monoenergetikus spektrumok szuperpoziciója. Egy ilyen spektrum feldolgozása szükségszerüen a monoenergetikus spektrumokra való lebontással kezdődik, hiszen a spektrum a számunkra értékes gamma-csucsokon kivül tartalmazza az azoktól a kisebb energiák felé eső farokrészeket, melyek különösen a spektrum alacsonyabb energiáju végén rendkivüli módon felhalmozódnak.
A monoenergetikus spektrum alakja adott kisérleti berendezés esetén csak a gamma-energiától függ, tehát ahhoz, hogy a folytonos spektrumot fel tudjuk bontani, ismernünk kellett néhány egyetlen energián sugárzó preparátum spektrumát.
A következő izotópok spektrumait mértük meg azonos kisérleti körülmények között:

$$^{203}Hg, ^{22}Na, ^{137}Cs, ^{54}Mn, ^{65}Zn.$$

A detektor 512 energiatartományban /csatornában/ gyüjtötte össze a preparátumból kisugárzó gamma-kvantumokat,igy a spektrum 512 darab egész számból áll, melyek az adott csatornában észlelt fotonok számát jelentik. Ezeket a csatornaszám függvényében ábrázolva, az 1.ábrán látható görbét kapjuk.




1.ábra Monoenergetikus spektrum
Fig.1. Monoenergetic spectrum
Рис.1. Моноэнергетический спектр

*2.Standard spektrumok javitása*

A fenti öt mag standard spektruma alapján állitottuk elő az 512 csatornában előforduló összes lehetséges monoenergetikus spektrumot, ezért először az öt standard monoenergetikus spektrumot /a továbbiakban SMS/ megtisztitottuk a mérőberendezés által okozott zajoktól és a jelenség statisztikus voltából adódó statisztikus ingadozásoktól. A SMS-ok javitása az adott energiatartományban a monoenergetikus spektrumok pontosabb előállitását tette lehetővé.

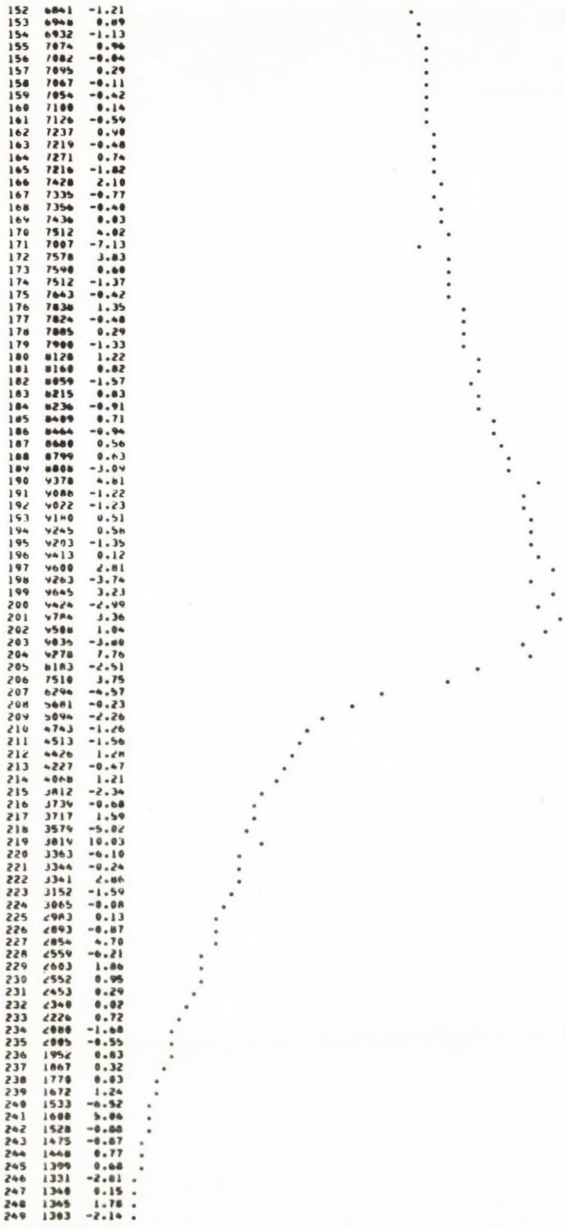
a/ Kiugrások kiszürése

A mérőberendezés hibáiból adódó spektrumbeli kiugrások kiszürését [3] nem bizhattuk a statisztikus ingadozások elsimitását végző simitó eljárásra, mert az eljárás során a kiugrások helyén hamis csucsok jöttek volna létre. Emiatt az erős kiugrásoktól már a simitás előtt meg kellett tisztitanunk a spektrumot.
A vizsgált öt SMS-ban viszonylag kevés /6-10/ kiugrás volt, ezért az alábbi egyszerü eljárás elegendőnek bizonyult a kiszürésükhöz. Programunk az első lépésben a spektrumról három számoszlopot és mellettük egy sornyomtatós rajzot készitett /ennek egy részlete látható a 2. ábrán/.

Minden sorban az első szám a csatornaszám, a második a csatorna tartalma, a harmadik pedig a csatornatartalom relativ eltérése a két szomszédos csatorna tartalmának számtani közepétől.
A sor jobb oldali részében található *jel pedig a megfelelő csatorna tartalmát ábrázolja. Ennek a lista-rajz kombinációnak a tanulmányozásával biztonságosan ki tudjuk választani a kiugrásokat, és a program a második lépésben az általunk megadott csatornákban az ehhez a csatornához szintén általunk hozzárendelt csatornák tartalmainak számtani közepét helyettesiti.
A program bemenő adattól függően a javitott spektrumról is hasonló listát készit.

b/ Simitás

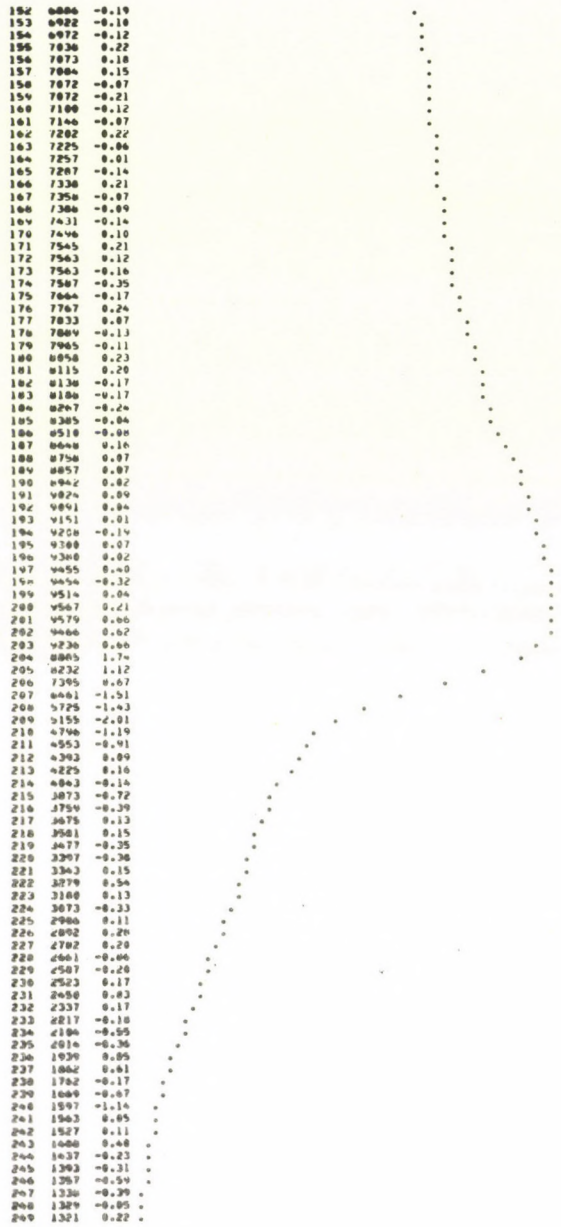
A statisztikus ingadozások csökkentésére a simitás müveletét [4] szokás alkalmazni, amely általában abból áll, hogy a legkisebb négyzetek elve alapján polinomokat illesztünk a tapasztalati függvényre és a polinomok megfelelő helyettesitési értékeit vesszük a tapasztalati függvény pontjai helyett. Minél lassabban változik a tapasztalati görbe differenciálhányadosa, annál nagyobb mértékü simitást hajthatunk végre, azaz több pontra alacsonyabb fokszámu polinomot illeszthetünk és forditva. A spektrum valódi csucsait általában nem simitjuk, mert ott jó a statisztika.




2.ábra Lista a kiugrások kiszüréséhez
Fig.2. List for the filter of outjumps
Рис.2. Список для фильтрации выбросов

Esetünkben a SMS-okat a gamma-csucs kivételével 3- és 5-pont-os simitásnak vetettük alá. Először egy durvább simitást

végeztünk - minden három egymás melletti pontra egyenest illesztettünk -, majd ezután a még megmaradt "kiszögellé-seket" öt-pontonként harmadfoku polinomokkal simitottuk el. A 2. ábrán látott spektrumrészt szemléltetjük a 3. ábrán simitás után.



3.ábra Spektrumrész simitás után
Fig.3. Spectrum part after smoothing
Рис.3. Часть спектра после сглаживания

## 3. *Monoenergetikus spektrumok számitása a SMS-ok alapján*

A monoenergetikus spektrumok alakja azonos mérési körülmények között csak a gamma-energiától függ, ezért sokféle függvényt javasoltak az előállitásukra [5]. Egyik előállitás sem terjedt el azonban mindeddig általánosan, ezért mi is inkább a SMS-ok közötti interpolációt választottuk a monoenergetikus spektrumok előállitására.
E fejezetben ezen interpoláció megtervezését és kivitelezését irjuk le.

### a/ A csatornaszám-energia összefüggés számitása

Az I.fejezetben tárgyaltuk, hogy egy monoenergetikus spektrumnak három jellemző pontja van, melyek között az (1) összefüggés áll fenn. Az (1)-ben szereplő $E_\gamma$, $E_C$ és $E_B$ mennyiségek keV-ben, tehát energiaegységekben vannak megadva, ezért először a csatornaszám és az energia között levő összefüggést kellett megadnunk, hogy a csatornaszámok függvényében adott kisérleti spektrumokra alkalmazni tudjuk a jellemző pontok közötti összefüggést. Ehhez a SMS-okban a gamma-csucsoknak megfelelő csatornaszámokat, illetve az irodalomból [2] ezen izotópokra ismert gamma-energiákat használtuk fel.
A gamma-csucsok pontos helyét a SMS-okban Gauss-görbéknek a csucsokra való illesztésével határoztuk meg.Ismeretes ugyanis, hogy a gamma-csucsok alakja jól jellemezhető a normális eloszlás sürüségfüggvényével [5]. Az illesztéseket a FORGAMMA [6] nevü saját fejlesztésü programmal végeztük el, ezek során megkaptuk a csucsok pontos helyét csatornaszámban, a csucsok területét, félértékszélességét, valamint e mennyiségek szórását. Az $e = ac + b$ energia (e) csatornaszám (c) függvény két paraméterét (a-t és b-t) a következő illesztéssel határoztuk meg [10]:

$$S = \sum_{i=1}^{5} \left\{ \frac{(e_i - ac_i^+ - b)^2}{\sigma_{e_i}^2} + \frac{(c_i - c_i^+)^2}{\sigma_{c_i}^2} \right\} = \text{minimum}, \qquad (3)$$

ahol $c_i$ és $e_i$ a gamma-csucsoknak megfelelő csatornaszám ill. energia, $\sigma_{c_i}$ és $\sigma_{e_i}$ ezen mennyiségek szórása, a $c_i^+$ pedig az illesztés során a $c_i$-hez rendelt csatornaszám, amelyet szintén változtatunk a (3) feladat szerint. Az adatok számszerü értékei

| $c_i$ (csatornaszám) | $\sigma_{c_i}$ | $e_i$ (energia keV-ben) | $\sigma_{e_i}$ |
|---|---|---|---|
| 120.662 | 0.054 | 279.170 | 0.02 |
| 220.572 | 0.024 | 511.006 | 0.005 |
| 285.523 | 0.044 | 661.595 | 0.076 |
| 359.900 | 0.041 | 834.850 | 0.100 |
| 480.330 | 0.045 | 1115.440 | 0.100 |

Megoldásként az alábbi eredményt kaptuk:

$$a = 2.325 \pm 0.00047 \qquad b = -1.803 \pm 0.126 \ .$$

Ennek alapján a továbbiakban bármikor áttérhetünk csatornaszámról energiára és forditva, valamint meg tudjuk adni az áttérés hibáját is.

b/ Interpoláció a SMS-ok között

Mivel nem ismerünk olyan összefüggést, amely megadja monoenergetikus spektrumok alakjának változását a gamma-energia függvényében, ezért kézenfekvő, hogy a SMS-okból kiindulva valamilyen egyszerü interpolációval adjuk meg ezeket a spektrumokat. A lineáris interpoláció nem volna elég pontos; ebben az esetben nem lenne az alak változása eléggé folyamatos, a SMS-ok helyén törések mutatkoznának.
A pontonkénti Lagrange-polinom-illesztés tulzottan időigényes és azt eredményezheti, hogy a két SMS között kapott interpolált érték mind a két SMS-on levő értéknél kisebb vagy nagyobb, ezt pedig nincs okunk feltételezni. Végül is a négyzetes interpolációt valósitottuk meg két-két SMS között; ezzel a módszerrel a 280 keV -1115 keV, azaz a 121 -480 csatorna tartományban tudtunk monoenergetikus spektrumokat előállitani. A SMS-ok gamma-csucs alatti terület szerinti normálása után az előállitandó spektrumok jellemző pontjai között külön-külön végeztük el az interpolációt, ezzel biztositottuk az (1) képlettel adott strukturát.Az interpoláció során jellemző pontoknak /a 4.ábrán/ az alábbiakat vettük:

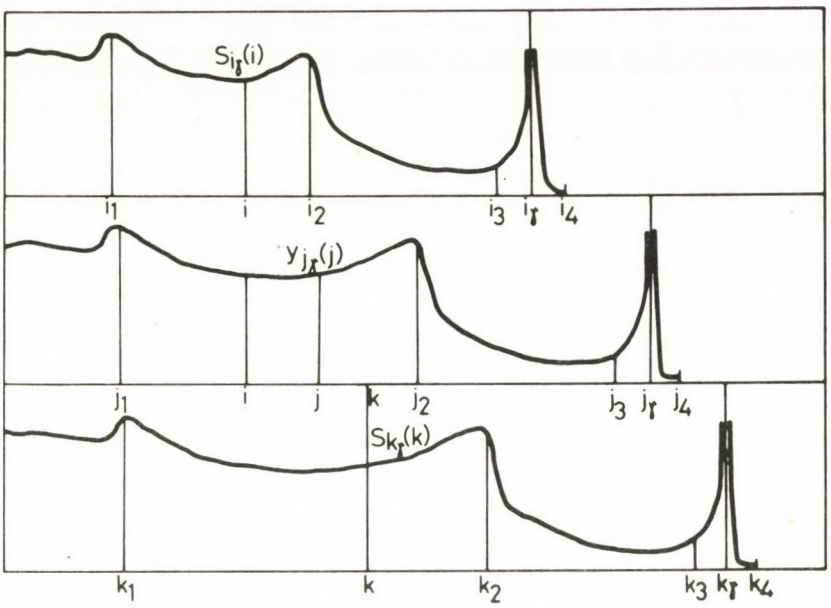
$$j_1 = \frac{E_B - b}{a}, \quad j_2 = j_\gamma - j_1, \quad j_3 = j_\gamma - 3f, \quad j_4 = j_\gamma + 3f,$$

ahol $j_\gamma$ a gamma-csucs helye csatornában, $E_B$ a $j_\gamma$ -hoz tartozó visszaszórási csucs keV-ben, a és b a (3)megoldásai, f pedig a SMS-ok csucsaira illesztett Gauss-görbék félérték-szélessége. Az f a különböző SMS-ok esetén, közel azonosnak adódott, ezért konstansként kezeljük.
A $j_\gamma$-adik csatornában levő gamma-csucshoz tartozó spektrum pontjait $/y_{j_\gamma}(j)/$ a következő módon kapjuk meg:

A/ $j_\gamma$-hoz kiválasztjuk az $i_\gamma$ és $k_\gamma$ csucshelyü legközelebbi SMS-okat, melyekre $i_\gamma \le j_\gamma \le k_\gamma$

B/ a soron következő j-edik csatornáról megállapitjuk, hogy melyik két jellemző spektrumpont között van:
$j \to l$: $j_l \le j \le j_{l+1}$

C/ (4)alapján meghatározzuk, hogy a keresett j-edik csatornának a kiválasztott két SMS-on melyik i és k csatorna felel meg.




4.ábra Monoenergetikus spektrumok interpolációja
Fig.4. Interpolation of monoenergetic spectra
Рис.4. Интерполирование моноэнергетических спектров

D/ (5) alapján elvégezzük a négyzetes interpolációt.

E/ ha $j \neq j_4$, akkor j-t növeljük 1-gyel és B-től folytatjuk az eljárást.

$$\frac{j - j_l}{j_{l+1} - j_l} = \frac{i - i_l}{i_{l+1} - i_l} = \frac{k - k_l}{k_{l+1} - k_l}, \qquad j_l \leq j \leq j_{l+1} \tag{4}$$

$$(l = 1, 2, 3)$$

$$y_{j_\gamma}(j) = \frac{(j-k)^2 S_{i_\gamma}(i) + (j-i)^2 S_{k_\gamma}(k)}{(j-k)^2 + (j-i)^2} \tag{5}$$

## II. A mért spektrum korrekciója

### 1. *A mért spektrum előállitása monoenergetikus spektrumok lineáris kombinációjaként.*

A mérés során kapott spektrumból levonva a hátteret [7] olyan spektrumot kaptunk, amely monoenergetikus spektrumok szuperpoziciójaként fogható fel. A felbontás tehát a következő egyenletrendszer megoldását jelenti:

$$\sum_{i=n_1}^{n_2} y_i(j)x_i = m_j \quad , \quad j = n_1, n_1+1, \ldots, n_2 , \qquad (6)$$

ahol $y_i(j)$ az i-nek csatornához mint gamma-csucshoz tartozó normált spektrum értéke a j-edik csatornában, $x_i$ az $y_i$ spektrum ismeretlen együtthatója, $m_j$ a mért spektrum értéke a j-edik csatornában a háttér levonása után, az $[n_1, n_2]$ intervallum pedig a SMS-ok közötti interpoláció révén elérhető csatornatartomány, melynek értéke [121,480 ].

A mért $^{59}Ni$ spektrum a 463. csatornán tul közelitőleg 0, ezért feladatunk egy 343x343 méretü egyenletrendszer megoldása volt. További feltétel a jelenség természetéből adódóan, hogy az ismeretlenek nem lehetnek negativak:

$$x_i \geq 0 \qquad i = n_1, \ldots, n_2 . \qquad (7)$$

A (6) feladat mátrixa a főátló alatt zérusból áll, ezért a feladat egyértelmüen megoldható Gauss-eliminációval, a megoldások azonban a spektrumban a nagy energiákhoz tartozó nagy statisztikus ingadozások miatt nem teljesitik a (7) feltételt. Emiatt enyhitenünk kell a (6)-ban megkövetelt szigoru egyenlőségen. A

$$\sum_{i=n_1}^{n} y_i(j)x_i \leq m_j \qquad j = n_1, n_1+1, \ldots, n_2$$

$$\underline{x} \geq \underline{0}$$

$$\sum_{j=n_1}^{n_2} \sum_{i=n_1}^{n_2} y_i(j)x_i = \text{maximum}$$

lineáris programozási feladat lehet például az eredeti feladat egy átfogalmazása.
A másik lehetséges közelitő megoldás az, hogy (6) helyett egy

$$\sum_{j=n_1}^{n_2} \frac{\left(m_j - \sum_{i=n_1}^{n_2} y_i(j) x_i\right)^2}{(\Delta m_j)^2} < \varepsilon , \qquad (6^*)$$

legkisebb négyzetes feltételt veszünk, ahol $\Delta m_j$ az $m_j$ mérési hibája, $\varepsilon$ pedig fizikai szempontból megkivánt pontosság, és vagy a (7) korlátozó feltétel mellett valamilyen általánosabb legkisebb négyzetes programmal oldjuk meg, vagy egyszerüen az $x_i = z_i^2$ helyettesitéssel Newton-iterációval kapjuk a megoldásokat. Mindkét megoldási módozat hátránya, hogy a számitógéptől tulzottan nagy memóriát igényel /kb. $n(2n+4)$ szó, $n=343$/, valamint időigényük is tetemes lehet. E nehézségek miatt volt szükség arra, hogy olyan közelitő módszert fejlesszünk ki, amely a speciális feladathoz idomulva lehetővé teszi a nagy memória- és időigény redukálását.

K ö z e l i t ő  a l g o r i t m u s

Az alábbiakban ismertetjük a szerző által kifejlesztett rendkivül egyszerü algoritmust, amelynek segitségével sikeresen megoldottuk a (6*) és (7) feladatot.

Legyen

$$x_i^{(k)} > 0 \qquad (i = n_1, \ldots, n_2;\ k = 0)$$

a megoldásvektor egy kezdőértéke, ahol a felső (k) index az iterációszámot jelenti. Számitsuk ki a

$$t_j = \sum_{i=n_1}^{n_2} y_i(J) x_i^{(k)} \qquad (j = n_1, \ldots, n_2) \qquad (8)$$

összegeket, melyek az $m_j$-k közelitései. Vizsgáljuk meg ezután, hogy a közelités egy megengedett $\varepsilon$ hibán belül van-e, azaz teljesül-e

$$S = \sum_{j=n_1}^{n_2} \frac{(m_j - t_j)^2}{(\Delta m_j)^2} < \varepsilon , \qquad (9)$$

ahol a $\Delta m_j$ a kisérleti értékek ismert szórását jelenti. Amennyiben (9) nem teljesül, az $x_i^{(k)}$-kon az alábbi korrekciót hajtjuk végre:

$$x_i^{(k+1)} = \frac{m_i}{t_i} x_i^{(k)} \qquad (i = n_1, \ldots, n_2) \qquad (10)$$

A korrigált változókkal ujra a $t_j$-ket számoljuk ki (8) alapján és igy tovább. Ha a (9) kritérium teljesül, kellő pontossággal meghatároztuk az $x_i$ megoldásokat, azaz elvégeztük a spektrum komponensekre való bontását.
A módszer a relaxációs eljárások [4] családjába sorolható, hasonlit például a Jacobi- vagy a Gauss-Seidel-iterációhoz. Lényeges eltérés azonban az, hogy mig a relaxálás általában az

$$\underline{r} = \underline{m} - \underline{\underline{y}}\,\underline{x} = \underline{m} - \underline{t}$$

hibavektor csökkentésére irányul, itt "hibavektorként" az

$$\underline{r} = \frac{\underline{m}}{\underline{\underline{y}}\,\underline{x}} = \frac{\underline{m}}{\underline{t}}$$

fogható fel, melynek elemei konvergencia esetén 1-hez tartanak. Mivel az $\underline{\underline{y}}$ és az $\underline{m}$ elemei nem-negativak, a kezdőértékek pozitiv volta, és a (10)korrekció azt eredményezi, hogy nem-negativ megoldásokhoz jutunk. Sejthető, hogy az általunk megoldott

$$\left(\begin{array}{ccccc} & & & & \\ & & & & \\ & & & & \\ & & & & \\ & & & & \end{array}\right)\left(\underline{x}\right) \approx \left(\underline{m}\right), \quad \underline{x} \geq \underline{0} \qquad (11)$$

$\underline{\underline{y}}$

feladatnál / a (6*) és (7)feladat ábrázolása, ahol a mátrixelemek nagyságrendi viszonyait kis monoenergetikus spektrumok berajzolásával szemléltetjük/ általánosabb feladatok esetén is

alkalmazható, ha a mátrix ugy rendezhető, hogy a diagonális elemei sokkal nagyobbak, mint a diagonálison kivül fekvő elemek. A módszer konvergenciájának lényege ugyanis az, hogy csak a mátrix oszlopának maximális eleméhez tartozó változót korrigáljuk helyesen, mert arra számitunk, hogy végül a javulás mértéke (9) szerint meg fogja haladni a nem-diagonális elemek által okozott esetleges romlást.
A konvergencia tehát annál gyorsabb, minél nagyobb az arány a diagonális és a többi elem között. Esetünkben ezen arány általában 5-6 körül volt, és (9)-ben $\varepsilon=n_2-n_1$ választása esetén 6 lépésben jutottunk el az eredményhez*.

K e z d ő é r t é k g e n e r á l á s a

Sok esetben tapasztaljuk, hogy bármennyire is bizonyitottan konvergens egy eljárás, megfelelő kezdőérték nélkül nem boldogulunk vele. Ez esetben dr.Berényi Dénes ötlete nyomán sikerült olyan kezdőértékeket generálni, melyek biztositották a konvergenciát.
Az 5. ábrán a spektrum végének összetételét szemléltetjük. Látható, hogy ha az egymás mellett lévő kis gamma-csucsokat egy bizonyos csucs x-irányu eltolásainak vesszük, akkor az ehhez a csatornához tartozó spektrumérték pontosan e gamma-csucshoz tartozó pontok összegéből áll, mivel a csucs alatti pontok a csucs többi pontjának eltolásaiból származnak. Ennek alapján a következő módon határozhatjuk meg egy összetevő monoenergiás spektrum intenzitását:

$$x_i^{(o)}=\frac{m_i}{\sum_{j=i-3f}^{i+3f} y_i(j)} \qquad (12)$$

A spektrum a végétől eltekintve nemcsak gamma-csucsokból tevődik össze, hanem a nagyobb energiáju gamma-csucsokhoz

---

*Az alábbi kis egyenletrendszer megoldására is kipróbáltuk a módszert:

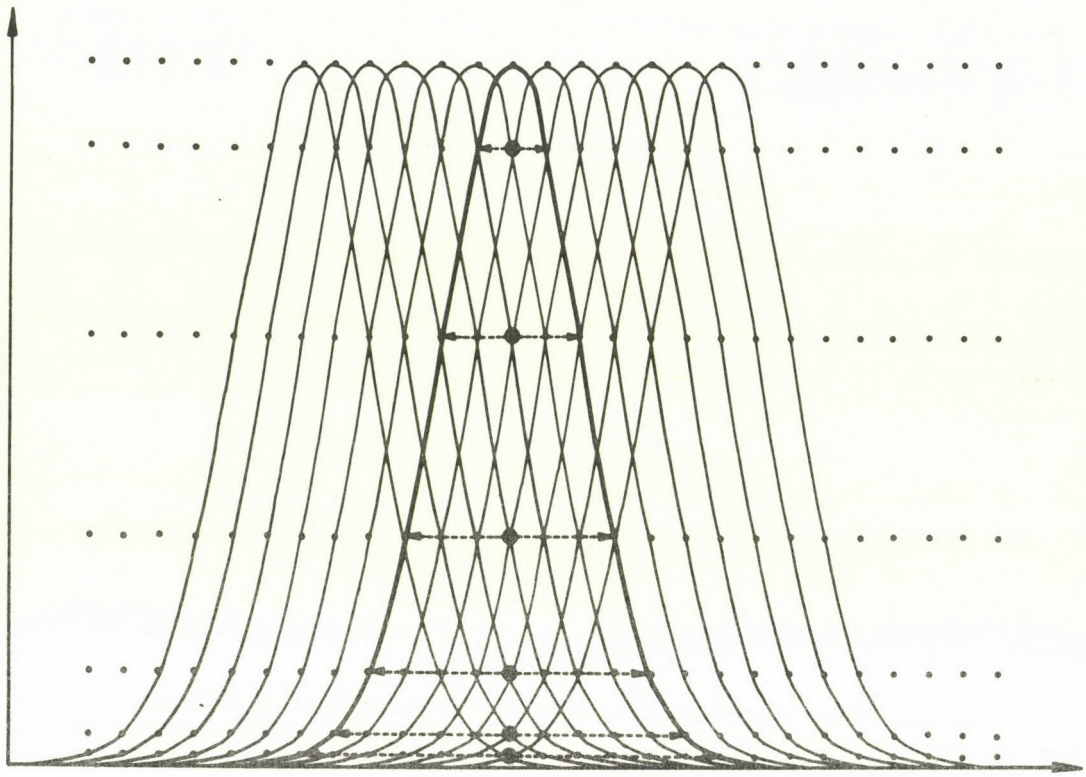
$$10x_1+2x_2=14$$
$$3x_1+4x_2=11$$

Az $x_1^{(o)}=0.5$ és $x_2^{(o)}=3$ értékekből kiindulva 11 iteráció alatt kaptunk meg 3 jegy pontossággal az $x_1=1$, $x_2=2$ eredményt.A diagonális elemek kétszeresével és a jobboldal megfelelő változtatásával a

$$20x_1+2x_2=24$$
$$3x_1+8x_2=19$$

egyenletrendszert azonos kezdőértékekkel és kivánt megoldási pontossággal 6 iteráció alatt sikerült megoldani.

tartozó farokrészekből is.



5.ábra A mért spektrum végének összetétele
Fig.5. Composition of the end of the spectrum
Рис.5. Состав конца измеренного спектра

Ezért a spektrum végétől, $n_2$-től indultunk, és csak az első esetben használtuk változtatás nélkül (12)-t. A következő lépések előtt előbb mindig korrigáltuk az $\underline{m}$-et az

$$m'_l = m_l - x_i^{(o)} y_{i-l}(l) \qquad (l=n_1,\ldots,i-3f-1) \qquad (13)$$

képlet szerint, azaz az előző lépésben kapott $x_i^{(o)}$ értékkel szorzott megfelelő egyedi spektrum farokrészét levontuk az $\underline{m}$ spektrumból. Lényegében tehát a kezdőértékek beállitása a (12), (13) müveletek ismételt alkalmazásával történt, az $i = n_2$ eset kivételével (12)-ben $m_i$ helyett $m'_i$-t véve.

Látható, hogy azáltal tudtuk az $x_i^{(o)}$ nem-negativ voltát biztositani, hogy nem a gamma-csucs maximális amplitudóját, hanem a gamma-csucs területét feleltettük meg a megfelelő $m_i$-nek, igy az $y_i(j)$ monoenergetikus spektrum farokrészének levonása csak nagyon kivételes esetben eredményezhette valamelyik $m'_i$ érték negativvá válását. Ilyen esetben a megfelelő $x_j^{(o)}$-nak egy nagyon kicsiny pozitiv számot adtunk.

Az igy megadott $x_j^{(o)}$-ak jóságát jellemzi, hogy a (10)-ben szereplő korrekciós faktor 0.9 és 1 között mozgott a fentebb tárgyalt közelitő módszer első iterációjában.

A program rövid leirása

A módszert megvalósitó FORTRAN program mágneslemez file-ról várja a (11)-ben szereplő mátrix oszlopait és az oszlopokhoz tartozó

$$\frac{y_i(i)}{\sum_{j=i-3f}^{i+3f} y_i(j)}$$

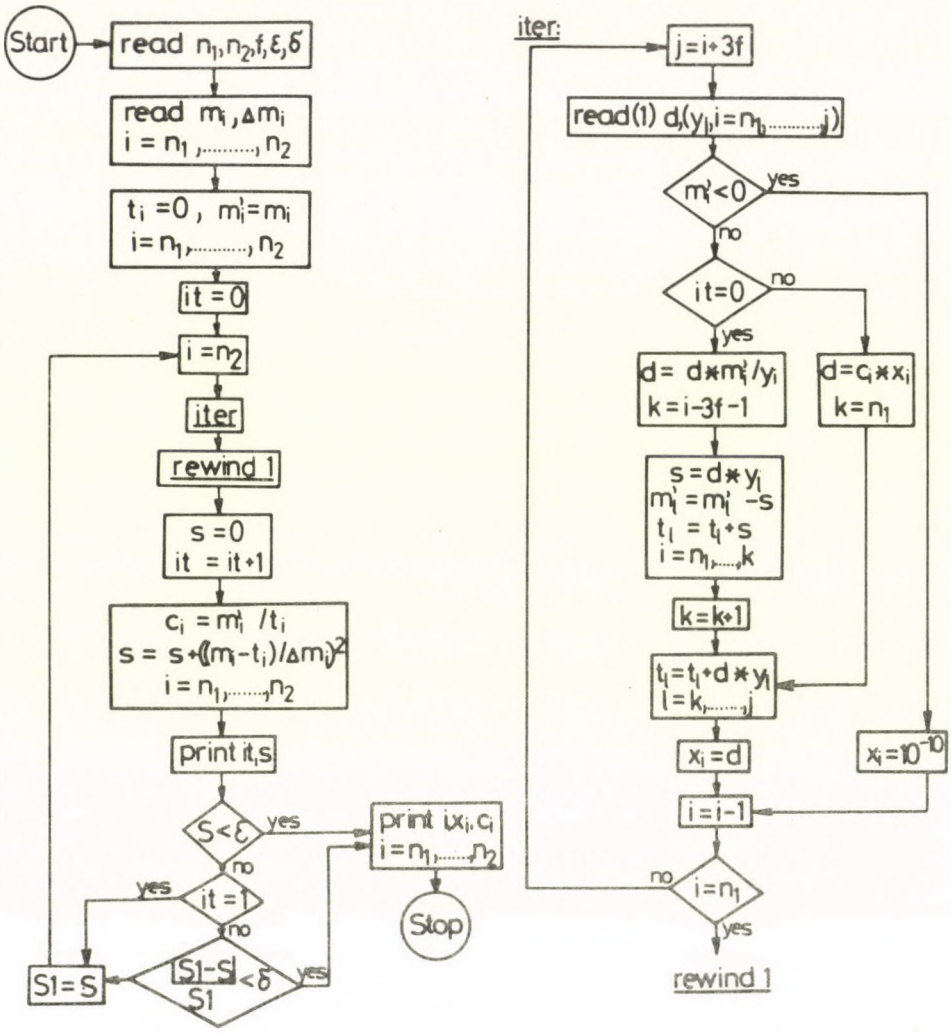
értékeket. Ezt a file-t az előző fejezetben tárgyalt interpolációt végző program töltötte fel előzetesen a kivánt adatokkal. A program müködését a 6.ábrán szemléltetjük.

A blokkdiagramból látható, hogy azáltal vált lehetővé a minimális memóriafelhasználás, hogy a központi memóriában a mátrixnak egyszerre csak egyetlen oszlopa szerepel, ezen kivül csak az $\underline{m}$, $\Delta\underline{m}$, $\underline{m}'$, $\underline{x}$, $\underline{t}$, $\underline{c}$, vektorok foglalnak helyet /$\underline{c}$ a (10)-ben szereplő $m_i/t_i$ korrekciós faktorok vektora./ A felhasznált központi gépidő 3 perc volt a CDC 3300 számitógépen.

*2. Hatásfok szerinti hitelesités és korrekció*

A detektor a csatornatartomány mentén az energia növekedésével egyre csökkenő hatásfokkal érzékeli a gamma-kvantumokat,ezért szükségünk van olyan mérési eredményekre, melyekkel elő tudjuk állitani a detektor energia-hatásfok függvényét /azaz hitelesiteni tudjuk a detektort hatásfok szerint/, hogy a vizsgált sugárzás valódi energiaeloszlását vissza tudjuk állitani.Ehhez a következő adatokkal rendelkeztünk:

| energia (keV) | hatásfok | Δ hatásfok(%) |
|---|---|---|
| 279.17 | 0.257 | 3 |
| 392.00 | 0.128 | 1.3 |
| 511.006 | 0.0627 | 1 |
| 661.595 | 0.0293 | 2 |
| 834.85 | 0.015 | 2.3 |
| 1173.6 | 0.0084 | 1.1 |




6.ábra A spektrum felbontását végző program blokksémája
Fig.6. Flow chart of the code for the decomposition of the spectrum
Рис.6. Блок-схема программы для разложения спектра

Megvizsgáltuk az irodalomban általában az ε(e) hatásfokgörbéhez rendelt függvényeket és ugy találtuk, hogy az adott energiatartományban az

$$\varepsilon(e)=e^{a_o + a_1 e + a_2 e^2} = \exp(a_o + a_1 e + a_2 e^2) \qquad (14)$$

függvény szolgáltatja adatainkhoz a legkisebb négyzetösszeges eltérést /(14)-ben e energia, $\varepsilon(e)$ hatásfok/. Az illesztett függvény paraméterei: $a_o = 1.021$, , $a_1 = -9.346 \times 10^{-3}$, $a_2 = 3.751 \times 10^{-6}$.

A mért spektrum korrekciója ezek után a következő két lépésből állt. Először a (6) és (7) feladat megoldásainak segitségével a mért spektrumból levontuk az azt összetevő monoenergetikus spektrumok gamma-csucsaitól balra eső farokrészeket /a továbbiakban Compton-korrekció/, majd az igy kapott $\bar{m}$ spektrumon az alábbi korrekciót hajtottuk végre /hatásfok-korrekció/:

$$m_i^* = \bar{m}_i / \varepsilon\left(\frac{i-b}{a}\right) \qquad (i = n_1, \ldots, n_2) , \qquad (15)$$

ahol $m_i^*$ a Compton-és hatásfok-korrigált, $\bar{m}_i$ a Compton-korrigált spektrum, a és b pedig (3) megoldása volt.
A 7. ábrán szemléltetjük a mért spektrum változását a korrekciók során.

## III. Függvények illesztése a korrigált spektrumra

Az előzőekben megtisztitott spektrumot a belső fékezési sugárzást leiró különböző elméletek szerint értékeltük ki, hogy megvizsgáljuk, melyik elmélet irja le pontosabban a jelenséget és alternativ javaslatokat tegyünk. Az alábbi elméleteket és a hozzájuk tartozó függvényeket vizsgáltuk:

Cutkosky elmélet:

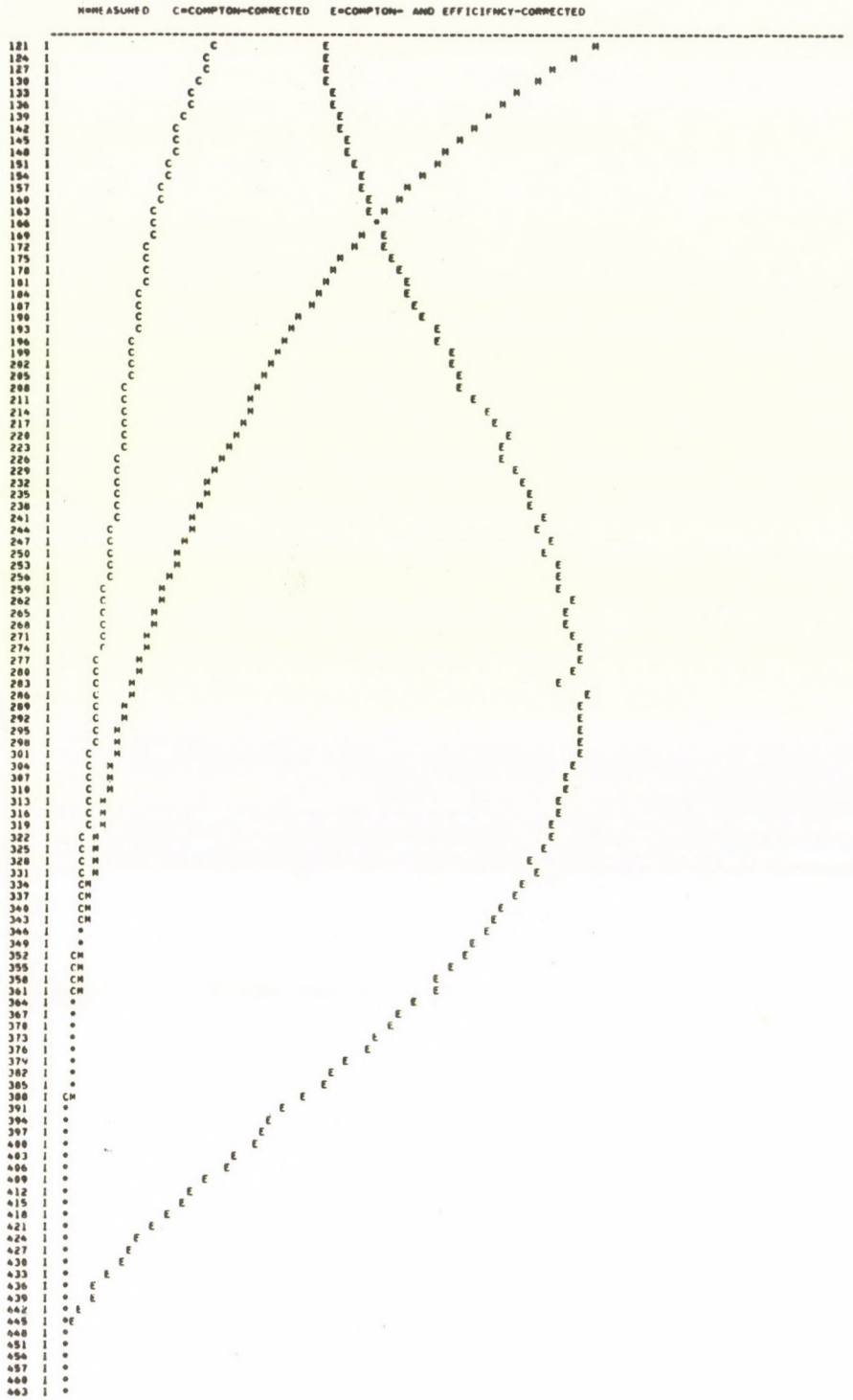
$$N_{IB}^{C}(k) = ck(k_o - k)^2 [k^2 + \lambda(k_o - k)^2]$$

Virtuális elektronbefogás /Rose-Schmorak/ elmélet:

$$N_{IB}^{VC}(k) = N_{IB}^{C}(k) + XN_{VC}(k) \pm \sqrt{2XN_{IB}^{C}(k)N_{VC}(k)}$$

ahol

$$N_{VC}(k) = c_n k^3 (k_o - k)^2 / (\varepsilon k_o - k)^2$$




7.ábra Korrekciók a mért spektrumon
Fig.7. Corrections on the measured spectrum
Рис.7. Коррекции на измеренном спектре

Zon-Rapoport elmélet:

$$N_{IB}^{ZR1}(k) = ck(k_o - k)^2[k^2 R_1^{(2)}(k) + \lambda(k_o - k)^2 R_1^{(1)}(k)]$$

$$N_{IB}^{ZR3}(k) = c \sum_{j=1}^{3} \{k(k_j - k)^2 [R_j^{(2)}(k)k^2 + R_j^{(1)}(k)\lambda(k_j - k)^2]\}$$

A fenti jelölések közül

$c$, $k_o$, $\lambda$, $X$ ismeretlen paraméter,
$k$ független változó csatornaszámban,
$\varepsilon$ a $k_o$ adott függvénye,
$R_j^{(2)}(k)$, $R_j^{(1)}(k)$ változókról pedig tudjuk, hogy a $k_o$ -tól való eltéréseik adott számok.
A $c_n$ normálási konstans, mely a

$$\int_o^{k_o} N_{IB}^{C}\, dk = c_n \int_o^{k_o} N_{VC}\, dk \qquad (16)$$

egyenletből adódik.

Látható tehát, hogy a C és ZR elméletek esetében három, a VC elméletnél négy ismeretlen paramétert kell meghatároznunk a legkisebb négyzetes illesztés során:

$$S = \sum_{k=n_1}^{n_2} \frac{(m_k^* - N_{IB}(k,c,k_o,\lambda,X))^2}{(\Delta m_k^*)^2} = \text{minimum}, \qquad (17)$$

ahol $N_{IB}$ az elméleti függvény, $\Delta m_k^*$ pedig az $m_k^*$ hibája.
Az illesztéseket Newton módszerrel, valamint ellenőrzés gyanánt a SIMOPT és a VA04A függvényminimalizáló programmal végeztük el [8]. A kezdőértékeket az alábbi módon adtuk meg. A $k_o$-at a csatornaszám-tengelyen jól jellemzi az a pont, ahol a spektrumgörbe várhatóan metszi a csatornaszám-tengelyt, ezért a $k_o$ -at lerögzitve először az $N_{IB}^{C}$ függvényt illesztettünk, amely ebben az esetben egyenes illesztését jelentette. Az igy meghatározott c és $\lambda$ mint kezdőértékek segitségével ezután kiterjesztettük az illesztést a $k_o$-ra is. Igy jártunk el a C és a kétféle ZR elmélet esetében. X-re a rendelkezésre álló

[9] cikkből vettük a kezdőértéket és az $N_{IB}^{VC}$ függvényt a képlet mindkét változatával / + és - előjellel külön-külön/ illesztettük.
A (16) integráljainak a kiszámitása után jutottunk a kivánt X értékhez, az illesztés során ugyanis az $Xc_n$-et tekintettük változó paraméternek. A mért spektrumon végrehajtott korrekció

$$m_k^* = (m_k - \sum_{j=k+3f+1}^{n_2} x_j y_j(k))/\varepsilon(k')$$

volt, / a továbbiakban $k' = \frac{k-b}{a}$ / tehát hibája - csatornánkénti függetlenséget feltételezve - a következő képlettel fejezhető ki:

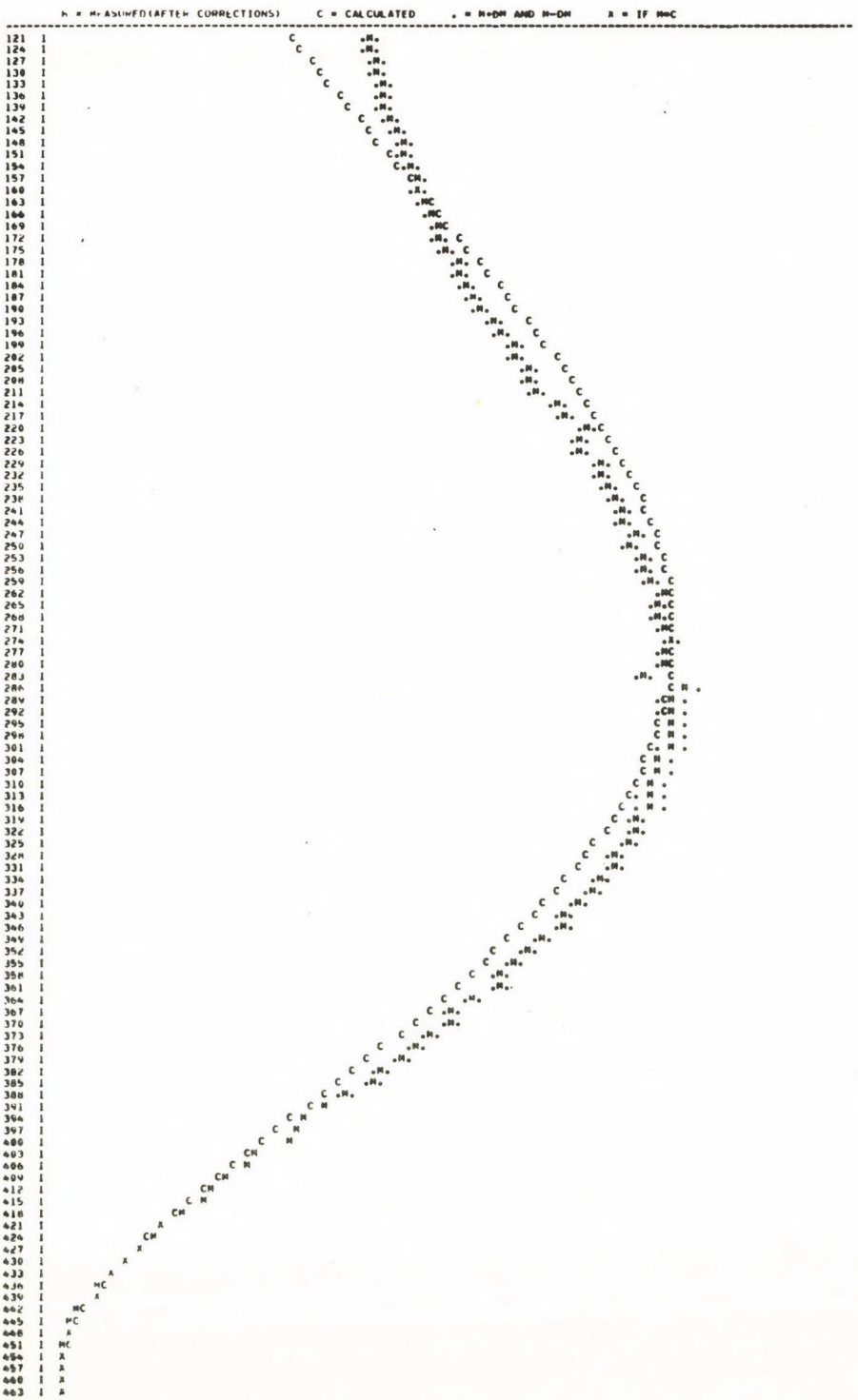
$$\Delta m_k^* = \{(\frac{1}{\varepsilon(k')})^2 [ (\Delta m_k)^2 + \sum_{j=k+3f+1}^{n_2} (x_j \Delta y_j(k))^2 ] + (\frac{m_k^*}{\varepsilon(k')})^2 (\Delta\varepsilon(k'))^2 \}$$

ahol $\Delta m_k$ a mért spektrum statisztikus hibája, $\Delta y_j(k)$ a monoenergetikus spektrumok hibája, $\Delta\varepsilon(k')$ pedig az energia-hatásfok függvény hibája.

$\Delta y_j(k)$ -kat mi becsültük meg, a $\Delta\varepsilon(k')$-t pedig a hitelesitő adatok hibái közötti interpolációval határoztuk meg.
A 8. ábrán szemléltetjük a korrigált spektrum és az egyik illesztett elméleti spektrum összehasonlitását.


## Köszönetnyilvánitás

Köszönetemet fejezem ki dr.Berényi Dénesnek, az MTA levelező tagjának, a fizikai tudományok doktorának és dr.Hock Gábornak értékes együttmüködésükért, dr.Gesztelyi Ernőnek a matematikai tudományok kandidátusának szakmai birálatáért és javaslataiért, valamint dr. Gyarmati Borbálának, a fizikai tudományok kandidátusának, dr.Vertse Tamásnak és dr.Lovas Rezsőnek hasznos tanácsaikért, melyekkel munkámat segitették.




8.ábra A Cutkosky-elmélettel való illesztés
Fig.8. Fitting by the Cutkosky theory
Рис.8. Подгонка теорией Каткоски

Irodalom


1./ D.Berényi,G.Hock, A.Ménes, G.Székely, Cs.Ujhelyi, B.A.Zon: közlés alatt Nucl.Phys.

2./ C.M.Lederer, J.M.Hollander,I.Perlman, "Table of Isotopes". 6th Ed., J.Wiley, New York, 1968.

3./ Т.Элер, П.М. Топыч , Т.В.Винель, В.Хабенихт, Л.А.Вылова ОИЯИ, Р-10, 7365,1973.

4./ A.Ralston: Bevezetés a numerikus analizisbe, MK. Budapest, 1969.

5./ P.Quittner, Gamma-ray spectroscopy,Akadémiai Kiadó, Budapest, 1972.

6./ G.Székely, ATOMKI Közl., 15, (1973)

7./ A.Ménes, D.Berényi, Acta Phys. Hung., 36, (1974)

8./ Székely G., ATOMKI Közl., 17, (1975.)

9./ M.Schmorak, Phys. Rev., 129, (1963.)

10./ W.H.Southwell, Journ. of Comp. Phys., 4,(1969.)

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 73-96

# EGYCSATORNÁS AMPLITUDÓ ANALIZÁTOR, MINTAVEVŐ ÉS ABLAKERŐSÍTŐ, "STRETCHED-CROSSING" MÓDSZERREL

GÁL JÁNOS - BIBÓK GYÖRGY - LAKATOS TAMÁS - MÁTHÉ GYÖRGY

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51, Hungary

Félvezető detektorok használatakor az optimális formáló időállandó 0,1-50 μs tartományban változik. Ennek eredményeként a lineáris erősítő kimenőjelének szélessége is - az optimális időállandótól függően - erősen különböző lehet. Az esetek többségében a rendelkezésre álló amplitudómérő berendezések /differenciál diszkriminátor, sokcsatornás amplitudó analizátor/ nem képesek arra, hogy az ilyen jelentős mértékben különböző szélességü jelek mindegyikét helyesen dolgozzák fel.
Az ATOMKI-ben kidolgozásra került egy mintavételes eljárás, amelynek segitségével egységes szélességü négyszög impulzusokat állithatunk elő a különböző szélességü jelekből, melyeknek amplitudója az eredetiekével arányos. A négyszög jelek viszont ideálisnak tekinthetők minden amplitudómérő berendezés számára.
A cikkben ismertetjük az intézetünkben kifejlesztett, az emlitett mintavételes eljárás felhasználásával tervezett egycsatornás amplitudó analizátort, valamint mintavételes elvre épülő ablakerősitőt.

SINGLE CHANNEL ANALYSER, SAMPLING UNIT AND WINDOW AMPLIFIER USING THE "STRETCHED CROSSING" METHOD.
Using semiconductor detectors the optimum shaping time constant varies in the range of 0,1-50 μs. As a result, the width of the linear amplifier output signal depending on the optimum shaping time constant, changes in a very wide range, too. Available amplitude measuring instruments /differential discriminators, multichannel analysers/ generally are unsuitable to measure the real amplitude of all such kinds of signals.
In ATOMKI a sampling technique was developed, by means of which square-wave uniform width analog pulses could be produced from signals of different width. The square-wave pulses are ideal for all amplitude measuring instruments.
This work presents a single channel analyser and a window amplifier developed in our institute using the above-

mentioned sampling technique.

ОДНОКАНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗАТОР АМПЛИТУДЫ, СХЕМА ОТБОРА ПРОБ И УСИЛИТЕЛЬ ОКНА НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА "СТРЕЧЕД-КРОССИНГ".
В случае полупроводниковых детекторов оптимальная костанта времени меняется от 0,1-50 мксек. Поэтому сильно меняется и ширина выходного сигнала линейного усилителя. В большинстве случаев приборы, используемые для измерения амплитуды импульсов /дифференциальные дискриминаторы, многоканальные амплитудные анализаторы/, не способны правильно измерять каждый из импульсов, сильно различающихся по ширине.
В АТОМКИ разработан метод отбора проб, с помощью которого создаются импульсы прямоугольной формы, пропорциональные к входным сигналам разной ширины. Эти прямоугольные импульсы являются идеальными для любого прибора измерения амплитуды.
В статье описаны одноканальный анализатор и усилитель окна, разработанные в нашем институте на основе описанного метода.

## 1. Bevezetés

A különböző nukleáris detektorokból származó impulzusok szélessége több, mint két nagyságrendet változhat. Az intézetünkben kifejlesztett mintavételes amplitudó mérési eljárás [1],[2], [3] lehetővé teszi az ilyen nagymértékben különböző szélességü impulzusok amplitudójának helyes mérését, anélkül, hogy az eljárás alkalmazásával lényeges járulékos holtidőt okoznánk.

A mintavételes amplitudó mérési módszer alapelvét röviden a következőképpen foglalhatjuk össze:a véges lecsengési idejü, formált impulzusokat egy nyujtó áramkörbe vezetjük, és a kimeneten megjelenő nyujtott jelet eredeti amplitudójának a felére osztjuk. Ha az eredeti és a nyujtott jel különbségét képezzük, akkor egy olyan bipoláris jelet kapunk, amelynél a nulla átmenet időpontja amplitudó független. A nulla átmenet időpontját, mivel az mindig az eredeti jel maximuma után következik be, referenciaként használjuk a nyujtott jelből történő mintavételezésre. A kapott négyszögimpulzus amplitudója az eredetiével arányos lesz.

A mintavételes amplitudó mérési módszer felhasználása nagyon kézenfekvőnek látszik egycsatornás amplitudó-analizátoroknál. Ugyanis az egységes szélességü négyszög jelek amplitudó analizise egy szokványos differenciál-diszkriminátorral könnyen megvalósitható és ugyanakkor a módszer lehetőséget biztosit az egycsatornás amplitudó analizátor kimenőjelének az időzitésére is.

További felhasználási lehetőség ablakerősitő készitésére kinálkozik. Itt kihasználhatjuk azt, hogy a nyujtott jel vágása és

utóerősitése könnyen megvalósitható. Ugyancsak könnyen megoldhatjuk a felső szint diszkriminálást is, mivel a nyujtott jel tetszés szerinti ideig rendelkezésünkre áll és igy megtehetjük, hogy mintát csak akkor veszünk a vágott és utóerősitett jelből, ha a nyujtott jel nem haladott meg egy általunk előre beállitott értéket. Itt megemlitjük, hogy hagyományos expander erősitőknél komoly problémát jelent, hogy az expandált jel szélessége a vágási szint függvénye. Ez azt eredményezi, hogy magas vágási szint esetén a jel nagyon keskeny lesz, ami az expander erősitőt követő amplitudó mérő berendezéseknél mérési hibát okozhat. Hagyományos berendezésnél a felső szint diszkriminálás sem problémamentes, mivel csak analóg késleltetés beiktatásával oldható meg. A fenti megoldás viszont automatikusan kiküszöböli ezeket a problémákat.

## 2. A mintavételes elv felhasználásával tervezett müszerek ismertetése

A müszerek tervezésénél a következő általános követelményeket tartottuk szem előtt:

1/ Legyen lehetőség tetszés szerinti polaritásu jelek fogadására.

2/ A müszerek lineáris erősitőből származó és közvetlenül szcintillációs detektorból jövő jeleket egyaránt fogadhassanak. Mivel az előző esetben az impulzusok amplitudó tartománya 0-5 V, a második esetben pedig 0-1 V, a müszereknek egy beépitett átkapcsolható erősitési tényezőjü bemenőfokozatot kell tartalmaznia. 0-5 V jelszint esetén az erősités egyszeres 0-1 V jelszint esetén pedig ötszörös legyen.

3/ A belső időzités mellett legyen lehetőség külső időzitésre is.

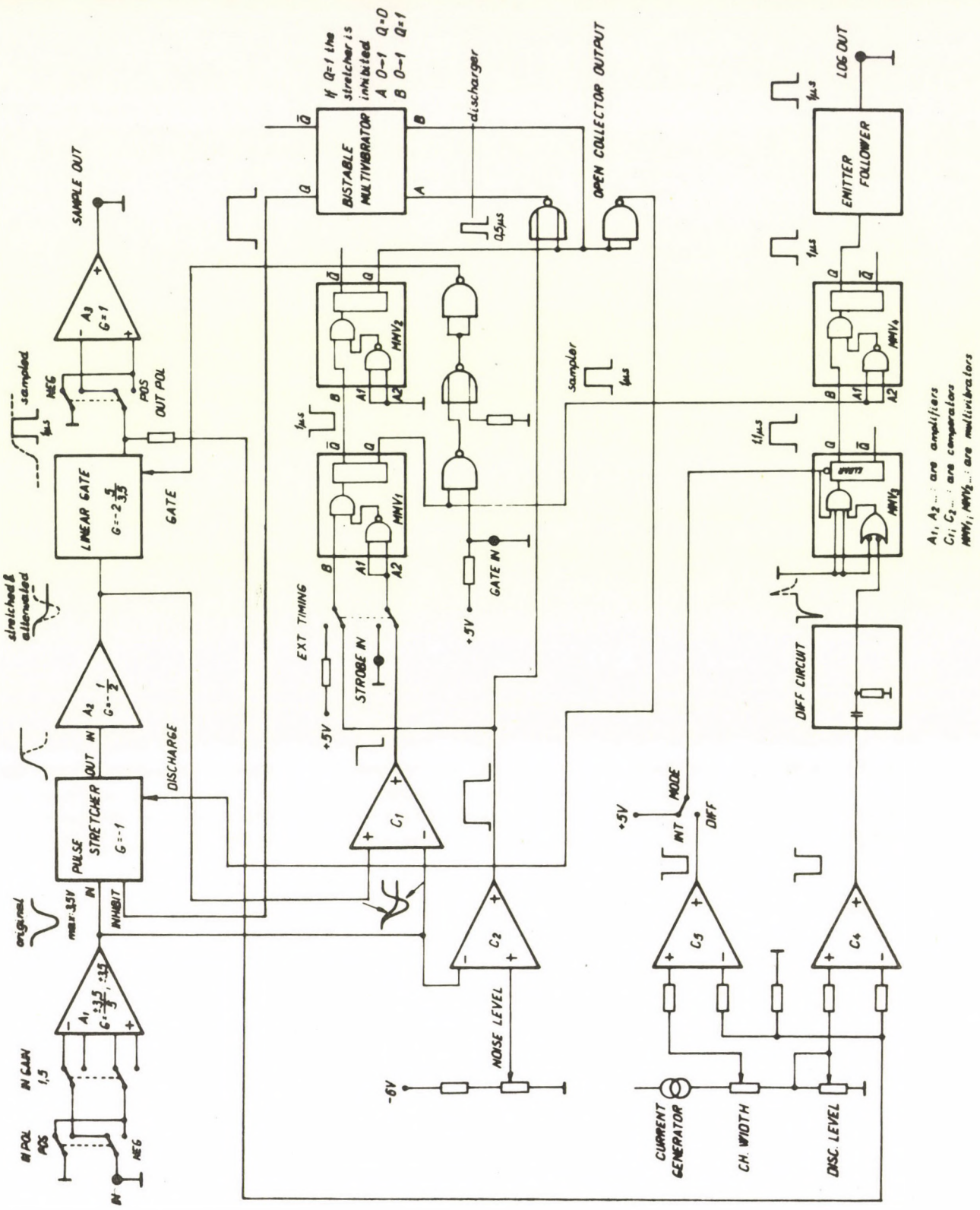
4/ A kimenőjel megjelenése külső logikai jellel kapuzható legyen.

5/ Az analóg kimenőjel polaritása tetszés szerinti legyen. /Az egycsatornás analizátornál a mintavett analóg jel is legyen kivezetve./

### *2.1. Időzitett egycsatornás amplitudó analizátor és mintavevő egység /NP-800/*

A müszer két fő részből, mintavevő egységből és egycsatornás amplitudó analizátorból áll. A mintavevő egység feladata, hogy egységes szélességü /esetünkben 1 µs/, a bemenőjel amplitudójával arányos nagyságu négyszög jeleket szolgáltasson az egycsatornás analizátor számára. A mintavétel kijelölésének időpillanata egyuttal az analizátor rész időzitésére is szolgál.

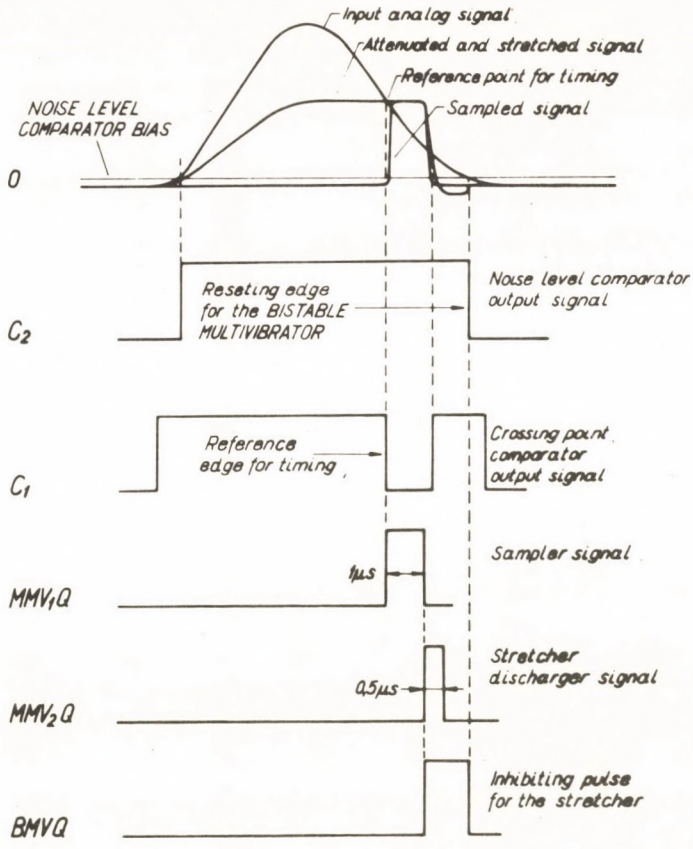
A müszer teljes blokkvázlata az 1.ábrán, a mintavevő egység jelalakjai a 2.ábrán, az analizátor jelalakjai a 3.ábrán láthatók.




1.ábra Az időzitett egycsatornás amplitudó analizátor és mintavevő egység blokkvázlata.

Fig.1. Block diagram of a timing single-channel analyser and sampling unit.

Рис.1. Блочная схема одноканального амплитудного анализатора с временной привязкой и схемы отбора проб.




2.ábra A mintavevő egység jelalakjai.

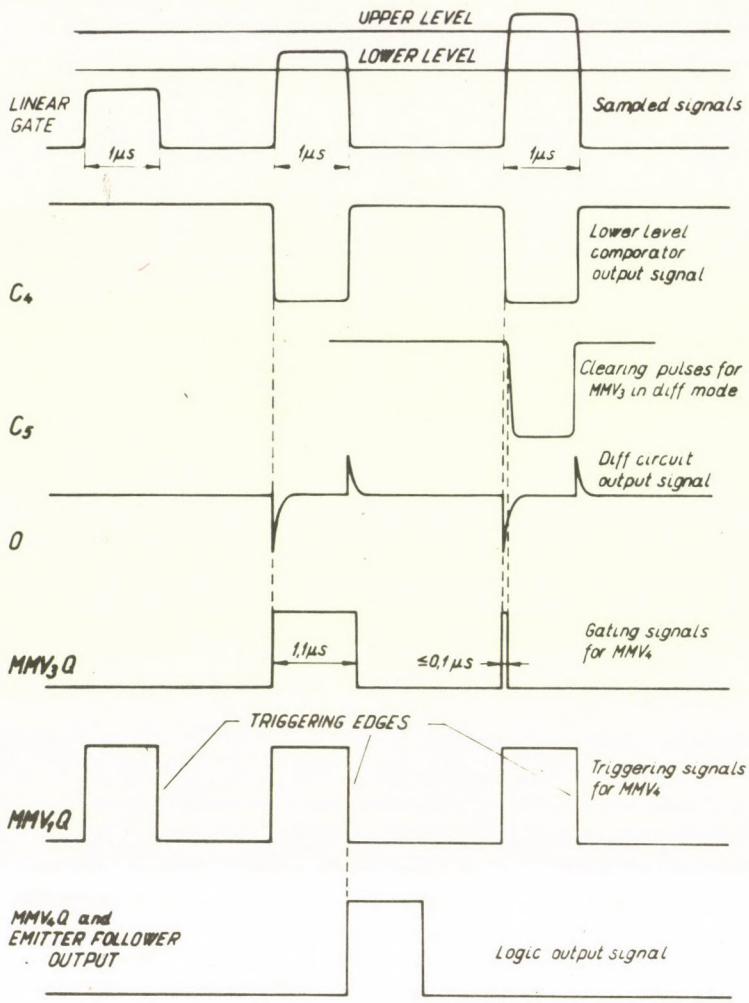
Fig.2. Signal-forms in the sampling unit.

Рис.2. Формы импульсов схемы отбора проб.

A bemenetre érkező impulzusok az $A_1$ erősitőn keresztül jutnak a nyujtó áramkörbe. Az $A_1$ erősitő a polaritásváltó kapcsoló állásától függően pozitiv, vagy negativ jeleket egyaránt fogadhat. A bemenet és az analóg kimenet közötti erősités szintén ebben a fokozatban változtatható, értéke névlegesen egyszeres, vagy ötszörös lehet. Az $A_1$ tényleges erősitése ennél kisebb, mivel mind az $A_1$ erősitő, mind pedig a nyujtó fokozat lineáris tartománya 3,5-4 V között van, a bemenőjel maximális értéke pedig 1x erősitésnél 5 V, ill. 5x erősitésnél 1 V.

A blokkvázlat következő eleme az egységnyi erősitésü nyujtó fokozat, amelynek bemenetére negativ polaritásu jelek érkeznek. A kimeneten megjelenő nyujtott impulzusok polaritása pozitiv és áramkör konstrukciós okokból 1-2 V-os egyenszinten ülnek.

Az $A_2$ erősitő felére osztja és invertálja a nyujtott jelet, va-




3.ábra Az analizátor rész hullámformái.

Fig.3. Wave-forms in the analyser unit.

Рис.3. Формы импульсов анализатора.

lamint helyreállitja a nyujtó okozta egyenszint eltolódást.

Az $A_1$ és $A_2$ erősitők kimenetein megjelenő impulzusokat a $C_1$ komparátor bemeneteire vezetjük, amelynek kimenő jele logikai 1 szintből logikai 0-ra változik, amikor a két jel különbsége előjelet vált. /Tehát a $C_1$ komparátor egyeidejüleg elvégzi a különbségképzést és a nulla átmenet detektálását is./ Ez a negativba futó él inditja az $MMV_1$ monostabil multivibrátort, amelynek Q jelü kimenetén egy 1 μs széles pozitiv logikai impulzus jelenik meg. Ez lesz a mintavevő jel, amely egy NAND körön keresztül vezérli a lineáris kaput. A NAND kör másik bemenete nem kapuzott esetben logikai 1-et kap. Ilyenkor a mintavevő jel eljut a lineáris kapuhoz. A NAND kört a GATE IN feliratu csatlakozón keresztül vezérelhetjük. Logikai 0-t adva a GATE IN beme-

netre a mintavevő jelet a NAND kapuval letiltjuk.

Az $MMV_1$ visszabillenése /a mintavevő jel vége/ az $MMV_2$ monostabil multivibrátort inditja, amely egy 0,5 µs széles jelet állit elő. Ez az impulzus vezérli a nyujtó tároló kondenzátorának a kisütését és átbillenti a bistabil multivibrátort, amelynek Q kimenetén ilyenkor logikai 1 jelenik meg, letiltva ezzel a nyujtó müködését.

A nyujtó áramkör tiltását csak abban az esetben szabad megszüntetni, ha a feldolgozás alatt álló impulzus már véget ért. Ellenkező esetben ugyanis a nyujtó a kisütés után ismét feltöltődhet a még teljesen be nem fejeződött impulzus pillanatnyi amplitudójára, ami többszörös, hamis mintavételt eredményezne.

A bistabil multivibrátor visszabillenésének vezérlése részben a $C_2$ komparátor által történik.

$C_2$ kimenetén logikai 1 jelenik meg, ha a feldolgozandó impulzus nagysága meghalad egy előre beállitott küszöbértéket. Ezt a küszöbértéket célszerüen mindig a zajimpulzusok amplitudója fölött választjuk meg.

A $C_1$ komparátor negativba futó éle csak abban az esetben fogja inditani az $MMV_1$ monostabil multivibrátort, ha a negativ éllel egyidejüleg $C_2$ kimenetén logikai 1 van. Igy $C_2$ előfeszitésének megfelelő beállitásával elkerüljük a zajimpulzusokból történő mintavételt, ami könnyen tulterhelné a rendszert.

$C_2$ kimenőimpulzusának szélessége megegyezik a feldolgozás alatt lévő impulzusnak a beállitott küszöbértéknél mért szélességével. Vagyis $C_2$ jelének vége gyakorlatilag a feldolgozandó jel végét is jelenti. Igy abban az esetben, ha a jel még nem fejeződött be a nyujtó kisütésének ideje alatt, a a nyujtó tiltását a $C_2$ komparátor jelének negativ élével szüntetjük meg, azaz billentjük alapállapotba /Q=0/ a bistabil multivibrátort. Ha viszont a feldolgozandó jel annyira keskeny, hogy a kisütés előtt véget ér, a bistabil multivibrátor visszabillentését a 0,5 µs széles kisütő impulzus negativ éle végzi el. Arról, hogy mindig a később bekövetkező negativ él billentse vissza a bistabil multivibrátort, egy NOR kapu gondoskodik.

Mint emlitettük, a mintavevő jel vezérli a lineáris kaput, amely a mintavevő jel szélességével megegyező szélességü mintát vesz az $A_2$ erősitő kimenetén megjelenő nyujtott és aláosztott jelből. Mivel az aláosztás miatt az $A_2$ kimenőjele maximálisan 1,75 V-os, a lineáris kapu $\frac{10}{3,5}$ -szeres erősitést végez. Ezáltal a kimeneten a maximális jelszint ismét 5 V-os lesz.

A lineáris kapu fázisforditást is végez. Igy, mivel az $A_2$ erősitő kimenő jele negativ polaritásu, a lineáris kapu pozitiv, 1 µs széles analóg jeleket szolgáltat. Ezek a jelek egy meghajtó erősitőn keresztül jutnak a "SAMPLE OUT" kimenetre. A meghajtó erősitőben polaritásváltási lehetőség is van, igy a mintavett jel polaritása tetszés szerint választható meg.

Az impulzusok egycsatornás amplitudó analizise céljából a mintavett jeleket a lineáris kapu kimenetéről egy ellenállás osztón keresztül felére aláosztva a $C_4$ alsó szint és a $C_5$ felső szint komparátorok bemeneteire vezetjük. A komparátorok előfeszitését a DISC. LEVEL feliratu diszkriminációs szint és a CH. WIDTH feliratu csatorna szélesség tizfordulatu helikális potenciométerek segitségével állitjuk be. A potenciométereket áramgenerátorról tápláljuk, hogy elkerüljük a csatorna szélesség és a diszkriminációs szint egymásrahatását.

A MODE kapcsoló INT állásában a berendezés egyszerü integrál diszkriminátorként müködik. Ha a mintavett impulzus amplitudója meghaladja az alsó szintet, a $C_4$ komparátor logikai 1-ből logikai 0-ba menő jelet ad ki. Ezt a jelet differenciáljuk és a differenciált impulzus negativ élével inditjuk az $MMV_3$ CLEAR bemenettel rendelkező monostabil multivibrátort. A multivibrátor kimenőjelének szélessége 1,1 µs, amely 0,1 µs-mal hosszabb, mint a mintavevő jel. Igy a mintavevő impulzus negativ éle indithatja az $MMV_4$ monostabil multivibrátort, amely a diszkriminátor kimenőjelét szolgáltatja egy emitterkövető fokozaton keresztül.

A MODE kapcsoló DIFF állásában a berendezés differenciál diszkriminátorként müködik. Ha a mintavett impulzus amplitudója nagyobb, mint az alsó diszkriminációs szint, de kisebb mint a felső, a müködés ugyanaz, mint a MODE kapcsoló INT állásában.

Ha a mintavett impulzus meghaladja a felső diszkriminációs szintet is, a $C_5$ komparátor logikai 1-ből logikai 0-ba menő jelet szolgáltat. Ez a jel törli az $MMV_3$ monostabil multivibrátort a CLEAR bemenetén keresztül. Mivel ebben az esetben a mintavevő impulzus negativ éle már nem lesz koincidenciában az $MMV_3$ jelével az $MMV_4$ inditása tiltva lesz, azaz nem kapunk kimenőjelet.

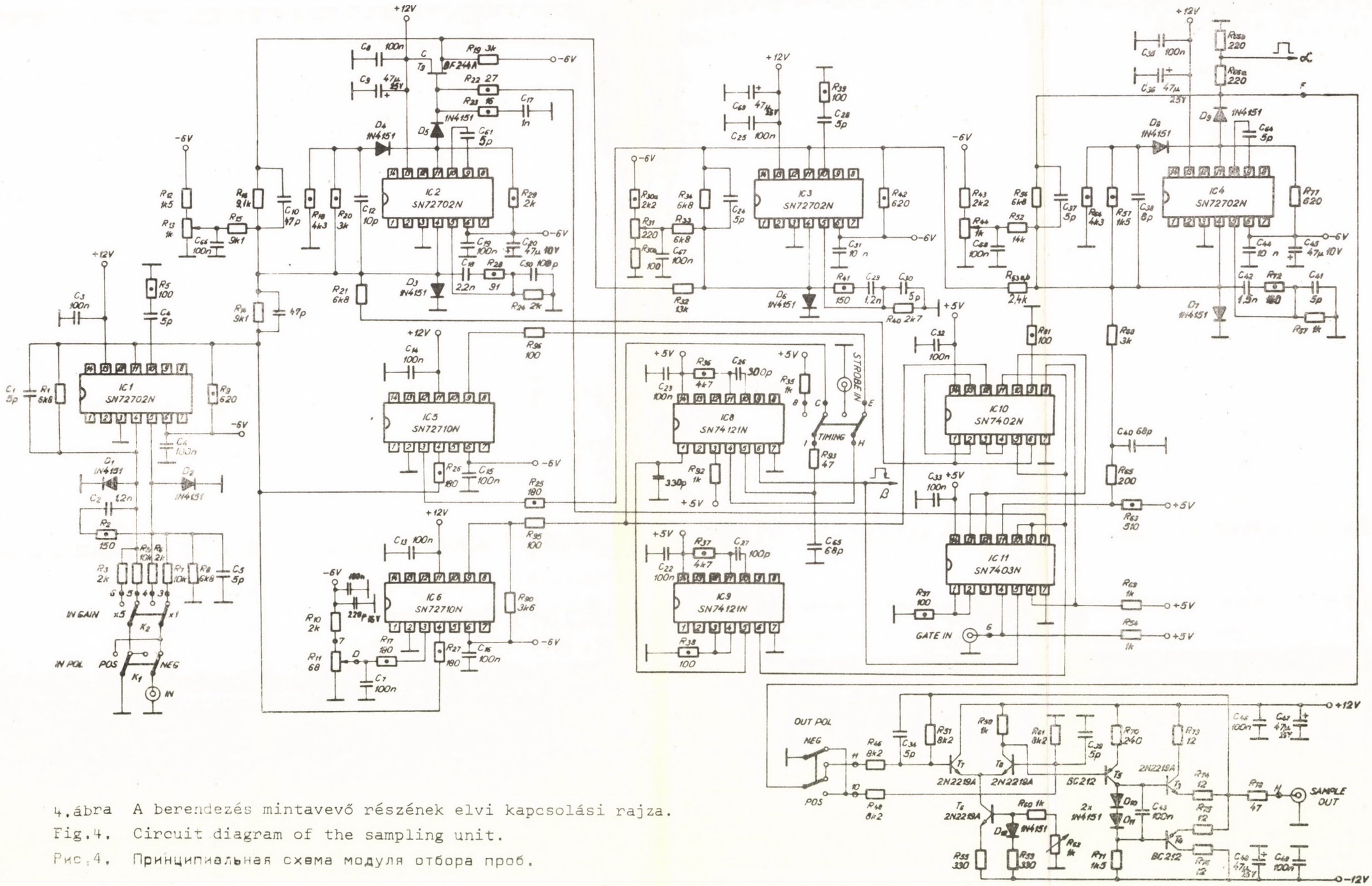
Külső időzités esetén a mintavevő jelet szolgáltató $MMV_1$ monostabil multivibrátort a STROBE IN bemeneten keresztül logikai jellel inditjuk. Az inditást a logikai jel negativ éle végzi.

A müszer részletes kapcsolási rajza a 4. és az 5.ábrán látható. A blokkvázlat egyes elemei gyakorlatilag egy-egy integrált áramkörös kapcsolást jelentenek, kivéve a mintavevő egység kimenő meghajtó erősitőjét és az analizátor rész emitterkövetőjét, amelyek tranzisztoros felépitésüek.

Részletesebb magyarázatot csak az analóg rész egységei igényelnek, hiszen a logikai rész áramkörei szokványos megoldásuak, amelyek müködése a blokkvázlat ismertetésekor leirtak alapján is megérthető.

Az analóg rész áramkörei az $A_1/IC_1/$, $A_2/IC_3/$, $A_3$/tranzisztoros/ erősitő, a nyujtó áramkör $/IC_2/$ és a lineáris kapu $/IC_4/$. Ezen áramkörök, az $A_3$ erősitő kivételével, az SN 72702N müveleti erősitő felhasználásával készültek.

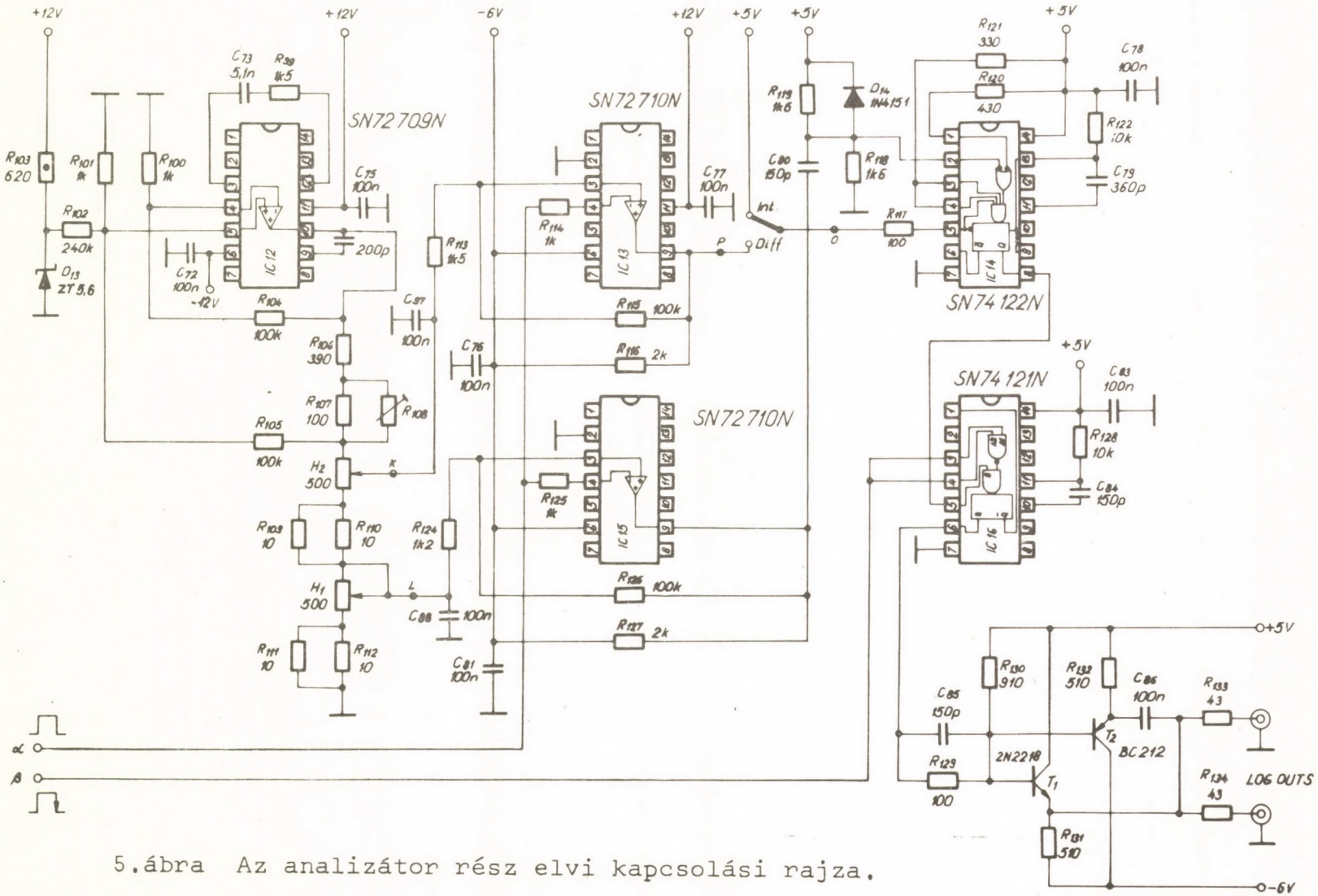
Az $IC_1$ integrált áramkör a polaritásváltó kapcsoló állásától




4.ábra A berendezés mintavevő részének elvi kapcsolási rajza.

Fig.4. Circuit diagram of the sampling unit.

Рис.4. Принципиальная схема модуля отбора проб.



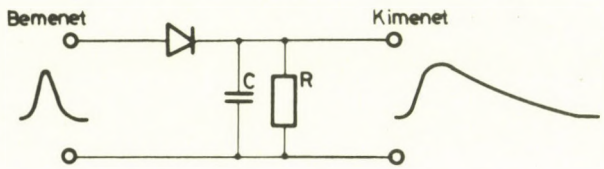

5.ábra Az analizátor rész elvi kapcsolási rajza.

Fig.5. Circuit diagram of the analyser unit.

Рис.5. Принципиальная схема одноканального анализатора.

függően szokványos megoldásu invertáló, vagy nem invertáló müveleti erősitőként müködik. A fokozat erősitése a polaritásváltástól függetlenül állitható. A frekvenciakompenzálásra az $R_2$, $C_2$, $R_5$, $C_4$ és $C_1$ alkatrészek szolgálnak. $R_1$ és $C_1$ invertáló müveleti erősitő kapcsolásban $R_1C_1$ időállandóju integrálást jelent. A $C_5$ kapacitás biztositja az azonos frekvencia menetet nem invertáló esetben is. A $D_1$ és $D_2$ diódák feladata az integrált áramkör reteszelődésének a megakadályozása.

Az $IC_2$-vel felépitett áramkör ismertetése előtt röviden foglalkozunk az impulzus nyujtó kapcsolásokkal. A legegyszerübb ilyen kapcsolást a 6.ábrán láthatjuk.




6.ábra Egyszerü, diódás nyujtó áramkör.

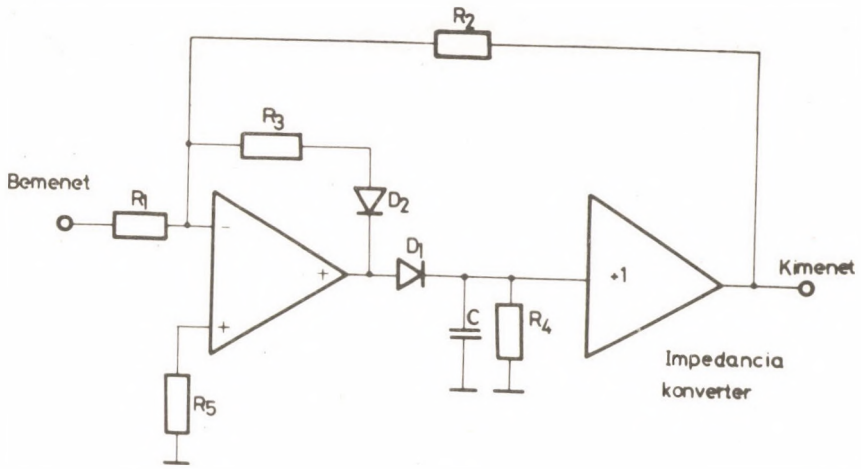
Fig.6. Simple, diode stretcher circuit.

Рис.6. Простая схема расширителя на диодах.

A D diódán keresztül a C tároló kondenzátor a bemenő impulzus csucsértékére töltődik, majd egy hosszu RC időállandóval exponenciálisan kisül. A tároló kapacitás feltöltése egy $R_FC$ időállandóval történik, ahol $R_F$ a dióda nyitó irányu ellenállásának és a jelforrás kimeneti ellenállásának az összege. Ahhoz, hogy C mindig feltöltődjön az impulzus csucsértékére az $R_FC$ időállandónak lényegesen kisebbnek kell lenni, mint az impulzus felfutási ideje. Amennyiben a jelforrás impedanciája elhanyagolható, $R_F$ tisztán a dióda nyitóirányu ellenállása, amely függ az impulzus amplitudójától. Ez, különösen kis jelek esetén /1 V alatt/, rohamosan növekszik az amplitudó csökkenésével.

$R_F$ nagymértékben csökkenthető negativ visszacsatolás alkalmazásával. Egy ilyen áramkör egyszerüsitett kapcsolását a 7.ábrán láthatjuk. A C tároló kapacitás a $D_1$ diódán keresztül töltődik, amelynek nyitóirányu dinamikus ellenállása a visszacsatolás miatt jelentősen lecsökkent. $D_1$-nek az ábrán látható polaritása esetén a bemenő jelnek negativnak kell lenni, a kimenő jel viszont a fázisforditás miatt pozitiv lesz.

A nyujtó erősitése $R_2/R_1$, a nyujtott jel lecsengési időállandója pedig $R_4C$. Az egységnyi erősitésü impedancia konverterre azért van szükség, hogy a kimenet terhelése a tároló kapacitás kisütését ne befolyásolja.




7.ábra Müveleti erősitővel felépitett nyujtó áramkör.

Fig.6. Pulse stretcher with operational amplifier.

Рис.7. Схема расширителя с операционным усилителем.

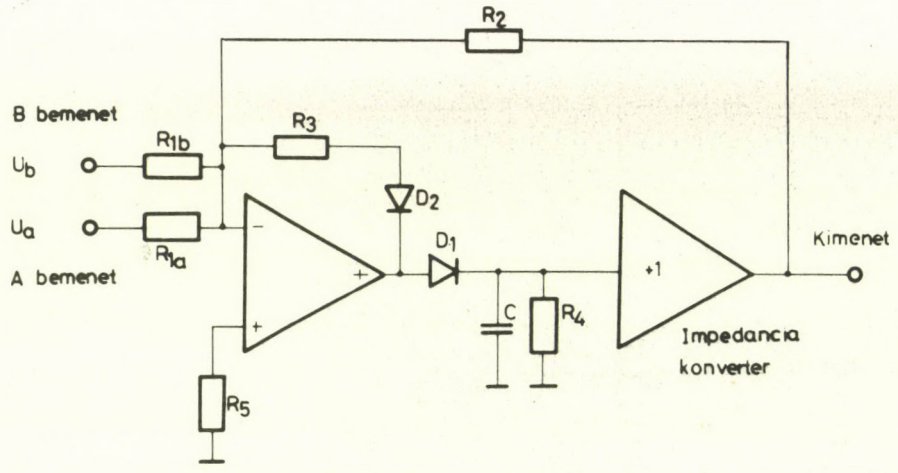
Az $R_2$ ellenálláson keresztül létesitett visszacsatoló hurok csak a C kondenzátor töltődésének időtartama alatt zárt. Amikor a bemenő impulzus a maximum elérése után csökkeni kezd, a $D_1$ dióda lezár és a teljes kimenő feszültség az $R_2$ ellenálláson keresztül visszakerül a müveleti erősitő bemenetére, ami tulvezérli az erősitőt. Hogy ezt a tulvezérlést elkerüljük, egy másik visszacsatoló hurkot is alkalmazunk a $D_2$ diódán és az $R_3$ ellenálláson keresztül.

Mivel a nyujtó kialakitására invertáló müveleti erősitő kapcsolást alkalmaztunk,az áramkörnek tetszőleges számu bemenetet alakithatunk ki a müveleti erősitő bemenetére csatlakozó ellenállások segitségével. Ilyenkor a nyujtott jel amplitudója a bemenetre vezetett impulzusok amplitudójának lineáris kombinációja lesz. Egy kétbemenetü nyujtó áramkör kapcsolási rajzát láthatjuk a 8.ábrán. $U_a$ amplitudóju jelet adva az A bemenetre és $U_b$ amplitudójut a B bemenetre a nyujtott jel nagysága, ha az alkalmazott dióda polaritás esetén az

$$\frac{R_2}{R_{1a}} U_a + \frac{R_2}{R_{1b}} U_b < 0 \qquad /1/$$

feltétel is teljesül, a következő lesz:

$$U_{ki} = -\left(\frac{R_2}{R_{1a}} U_a + \frac{R_2}{R_{1b}} U_b\right) \qquad /2/$$




8.ábra Kétbemenetü nyujtó áramkör elvi kapcsolási rajza.

Fig.8. Circuit diagram of a pulse stretcher with two inputs.

Рис.8, Схема расширителя с двумя входами.

Ha az /1/ feltétel nem teljesül, a kimeneten nem kapunk jelet. Ezt a jelenséget felhasználhatjuk a nyujtó kapuzására. Jelentse most $U_2$ analóg jelet, amelyet kapuzni akarunk és az abszolut értékben legnagyobb analóg jel amplitudóját jelöljük $U_{a\ max.}$-mal. $U_b$ pedig legyen az a logikai jel, amelyikkel kapuzzuk a nyujtót. Az $R_2$ és az $R_{1a}$ ellenállások értékét a kivánt erősitésnek megfelelően választhatjuk meg. Ha most $U_b$ előjelét és $R_{1b}$ értékét ugy határozzuk meg, hogy

$$\frac{R_2}{R_{1a}} U_{a\ max.} + \frac{R_2}{R_{1b}} U_b > 0 \qquad /3/$$

teljesüljön, az $U_b$ jellel a nyujtó müködését tilthatjuk. /3/-ból láthatjuk, hogy $U_b$ polaritásának ellentétesnek kell lenni, mint $U_a$ polaritása. A 8.ábrán látható kapcsolás esetén az analóg jel polaritása negativ, a kapuzó jelé pedig pozitiv kell, hogy legyen.

$R_3$-t ugy kell meghatározni, hogy adott $U_b$ és $R_{1b}$ esetén a kap-

csoló jel akkor se vezérelje tul a müveleti erősitőt, ha analóg jel nincs a bemeneten.

Ezután az ismertető után már visszatérhetünk az egycsatornás amplitudó analizátor kapcsolási rajzán található nyujtó áramkör ismertetésére. Az $IC_2$ kimenete a $D_5$ diódán keresztül tölti a $C_{17}$ tároló kapacitást. Az impedancia konverter szerepét egy FET-tel felépitett forráskövető látja el. A visszacsatolás a FET forrásáról történik az $R_{16}$ ellenálláson keresztül. A tulvezérlés megakadályozására szolgáló másik visszacsatoló hurkot a $D_4$ dióda és az $R_{20}$ ellenállás alkotják. Az analóg jelet az $R_{14}$ ellenállás egyik végére vezetjük. Mivel az $R_{14}$ és az $R_{16}$ azonos értéküek, a nyujtó erősitése egységnyi. A kapuzó jelet az $R_{21}$ ellenálláson keresztül összegezzük az analóg jellel.

Szólnunk kell még a FET-tel felépitett impedancia transzformátorról. A FET forrása -n csatornás FET-ről lévén szó - mindig pozitivabb feszültségen van, mint a kapuja. Ennek a pozitiv feszültségnek a nagyságát a FET munkapontja határozza meg. Mivel nyugalmi állapotban a kapu 0 V feszültségen van, a forrás, következésképpen a nyujtó áramkör kimenete pozitiv feszültségre kerül. Bemenőjel nélkül a D5 dióda szakadt, következésképpen a visszacsatoló hurok sem zártak, s igy a FET munkapontjának hőmérséklet-függése miatt a nyujtó nyugalmi kimenőfeszültsége is hőmérséklet-függő lesz. A probléma kiküszöbölésére a nyujtandó impulzusokat egy akkora egyenfeszültségü szintre szuperponáljuk, hogy a dióda bemenőjel nélkül is nyitva legyen, azaz amely pozitivabb kimenő egyenszintet eredményez, mint amit a FET munkapontja meghatározna. A szóbanforgó feszültséget, amelyet az $R_{13}$ potenciométerrel állithatunk be, az $R_{15}$ ellenálláson keresztül összegezzük az analóg és a kapuzó jellel.

A tároló kondenzátor kisütését egy invertternek használt nyitott kollektoros kimenetü NAND kapuval oldottuk meg. A NAND kapu kimenő tranzisztorának kinyitásakor a $C_{17}$ az $R_{22}$ és $R_{23}$ ellenállásokon keresztül sül ki. A nyujtó frekvenciakompenzálására szolgáló alkatrészek: $C_{18}$, $R_{28}$, $C_{61}$, $C_{10}$, $C_{12}$. Az utóbbi három kapacitás értékét kisérletileg határoztuk meg.

Az $IC_3$ egy szokványos invertáló müveleti erősitő kapcsolásban müködik, amelynek erősitése 1/2. A nyujtó fokozatban pozitiv irányban eltolt egyenszintet ebben a fokozatba állitjuk vissza. Ez ugy történik, hogy a nyujtott jelhez az $R_{33}$ ellenálláson keresztül egy akkora egyenfeszültséget adunk, amely az $IC_3$ kimenetén kiegyenliti a nyujtó fokozatban létrehozott eltolódást. A pontos kiegyenlités az $R_{31}$ potenciométerrel állitható be.

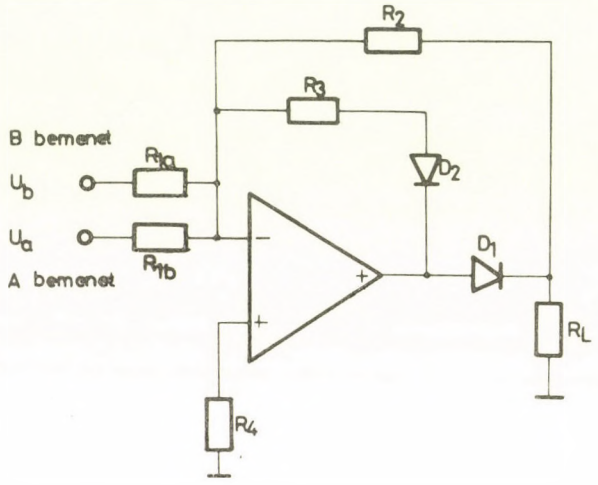
Az $IC_4$-gyel felépitett lineáris kapu müködése nagyon hasonló a kapuzott nyujtó müködéséhez. A kapuzott nyujtó ismertetésénél alkalmazott jelölésekhez hasonlóan $U_a$ jelentse az analóg jelet, $U_b$ pedig a kapuzó logikai impulzust. A $D_1$ dióda miatt az $R_L$ terhelő ellenálláson csak abban az esetben kapunk kimenőjelet, ha az /1/ feltétel most is teljesül. A kimenőjelet pedig /1/ teljesülése esetén /2/ adja. $U_{a\,max}$-mal jelölve most is az abszolut értékben legnagyobb analóg jel amplitudóját, és $U_b$ előjelét,

valamint $R_{1b}$ értékét ugy választva meg, hogy a /3/ egyenlőtlenség teljesüljön, akkor, ha a B bemeneten van $U_b$ kapuzó impulzus, nem kapunk kimenőjelet. Ha viszont $U_b = 0$, akkor /2/ alapján a kimenőjel

$$U_{ki} = - \frac{R_2}{R_{1a}} U_a \ , \qquad /4/$$

vagyis az analóg jellel arányos.

A 9.ábrán látható lineáris kapu bemenetein negativ analóg jelet és pozitiv tiltó impulzust kell alkalmazni. $R_3$ értékének megválasztására ugyanaz vonatkozik, mint a kapuzott nyujtó esetében.




9.ábra Müveleti erősitővel felépitett lineáris kapu.

Fig.9. Linear gate built with an operational amplifier.

Рис.9. Линейная схема пропускания с операционным усилителем.

Visszatérve az egycsatornás analizátor kapcsolási rajzára, az $IC_4$-gyel felépitett lineáris kapu esetében a bemenőjelet az $R_{53}$ ellenállásra adjuk. Az analóg jelre vonatkozó erősitést az $R_{56}/R_{53}$ viszony határozza meg. A kapuzó jelet az $R_{68}$ ellenálláson keresztül összegezzük az analóg jellel. Mivel a kapuzó impulzust egy NAND kör szolgáltatja, a lineáris kapu nyitott állapotának megfelelő kapuzó jel amplitudója nem 0 V, hanem egy kis pozitiv érték, ami egy nyitott tranzisztor kollektor-emitter feszültségének felel meg. Ez a pozitiv feszültség a lineáris kapu kimenőjelében egy additiv konstanst jelent, amelyet viszont

az analóg jelhez hozzáadott negativ polaritásu egyenszinttel kiegyenlitünk. Az összegző ellenállás az $R_{52}$, a kiegyenlités pontos beállitására pedig az $R_{44}$ potenciométer szolgál.

A lineáris kapu kimenetén a maximális jelszint /a lineáris tartomány/ 5 V-os, igy az erősités ennek megfelelően van megválasztva. Az F pontról a mintavett jel közvetlenül a kimenő megható erősitő - a polaritásváltó kapcsoló állásától függően - invertáló, vagy neminvertáló bemenetére kerül. Az analizátor egységhez pedig egy ellenállás osztón keresztül jut a mintavett impulzus.

## *2.2. Időzitett ablakerősitő /NV-803/*

Az ablakerősitő blokkvázlatát a 10.ábrán láthatjuk. A $C_3$ komparátor kivételével gyakorlatilag ugyanazokat az egységeket tartalmazza, mint az egycsatornás analizátor mintavevő része. Különbség még abban van, hogy a lineáris kapu funkcióit bővitettük, egyidejüleg vágó erősitőnek is használjuk. További eltérés, hogy a kimenő meghajtó fokozat erősitését változtathatjuk.

A vágási szintet egy tizfordulatu helikális potenciométerrel a bemenőjelre vonatkoztatva 0 - 5 V között szabályozhatjuk. A lineáris kapuval felépitett vágóáramkör utóerősitése 5 V-os maximális jelszintre vonatkoztatva névlegesen 2x.

A berendezés ablakerősitővé tulajdonképpen a $C_3$ komparátor alkalmazásával válik /nélküle csak expander erősitő/. Ha az $A_2$ erősitő kimenetén a nyujtott jel abszolut értéke nagyobb, mint az ugyancsak tizfordulatu helikális potenciométerrel beállitható felső szint abszolut értéke, a $C_3$ komparátor kimenetén logikai igen szint jelenik meg, amely egy NAND kapun keresztül tiltja a mintavevő jelet. Mintavevő jel hiányában pedig kimenőjelet sem kapunk.

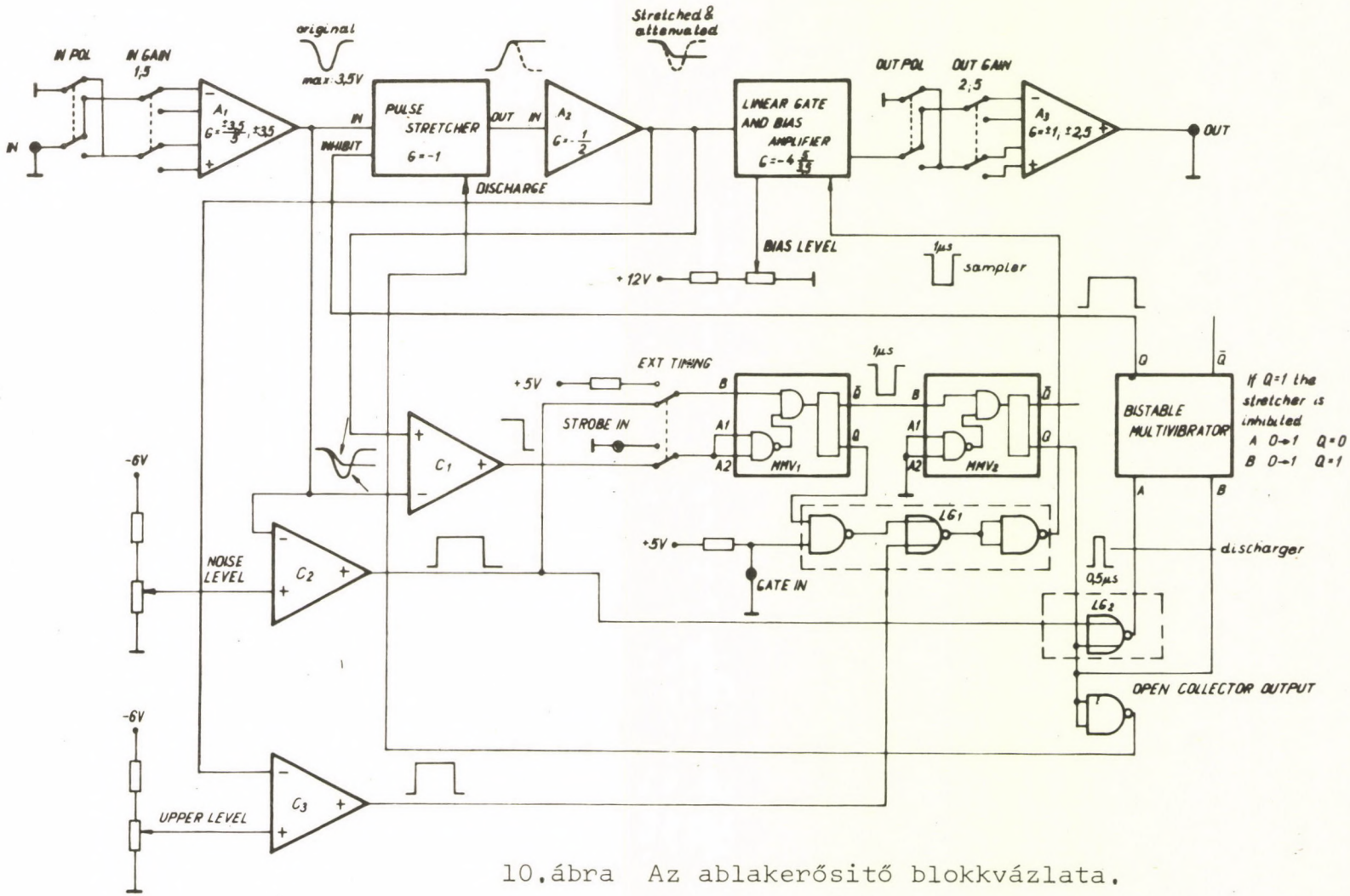
A berendezés idődiagrammját a 11.ábrán közöljük, amelyet a blokkvázlat alapján könnyen végigkövethetünk.

A müszer részletes kapcsolási rajzát a 12.ábrán adtuk meg. Itt csak az egyidejüleg vágóerősitőnek is használt lineáris kapu müködése kiván magyarázatot. Ezen fokozat egyszerüsitett kapcsolási rajzát a 13.ábrán láthatjuk. Az ábrából rögtön szembetünik, hogy ez a kapcsolás a lineáris kaputól csak annyiban különbözik, hogy még egy bemenetet kialakitottunk, amelyen keresztül a vágási szintnek megfelelő egyenfeszültséget /$U_v$/ összegezzük az analóg és a kapuzó jellel.

Annak feltétele, hogy kimenőjelet kapjunk a 13.ábra alapján /1/ helyett

$$\frac{R_2}{R_{1a}} U_a + \frac{R_2}{R_{1b}} U_b + \frac{R_2}{R_{1v}} U_v < 0 \qquad /5/$$

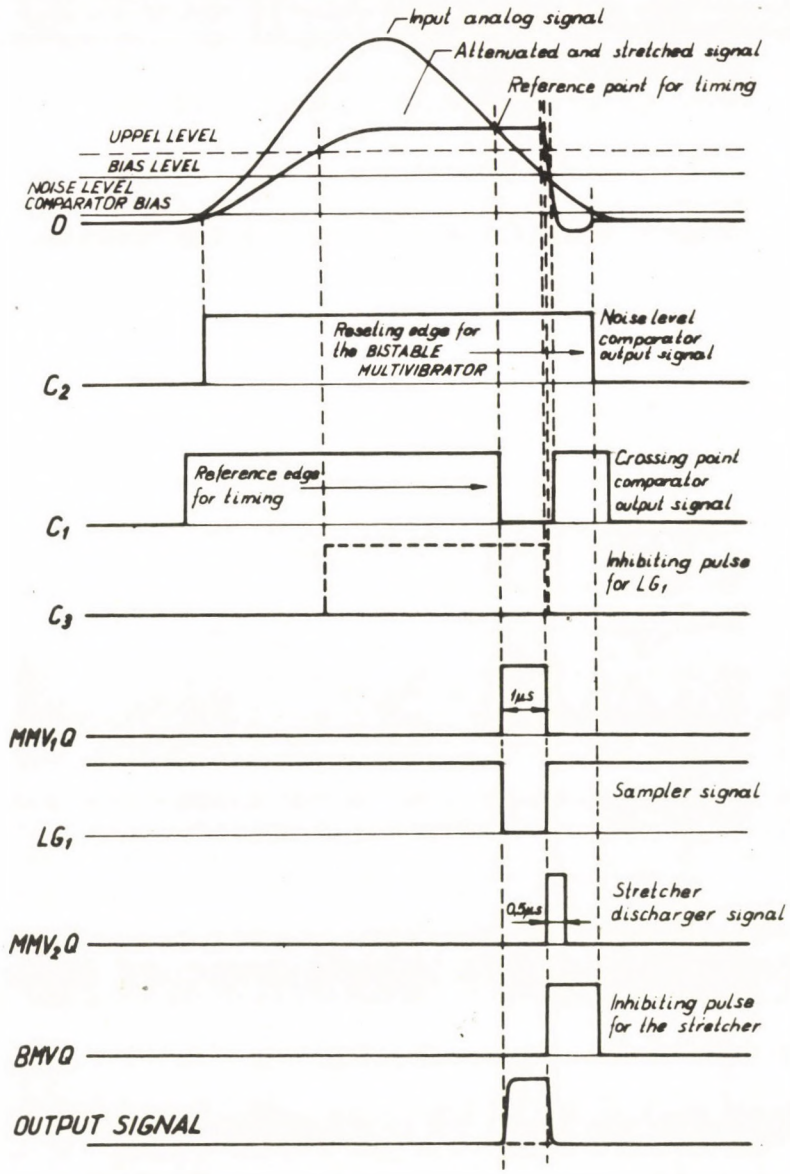
lesz.




10.ábra Az ablakerősitő blokkvázlata.

Fig.10. Block diagram of window amplifier.

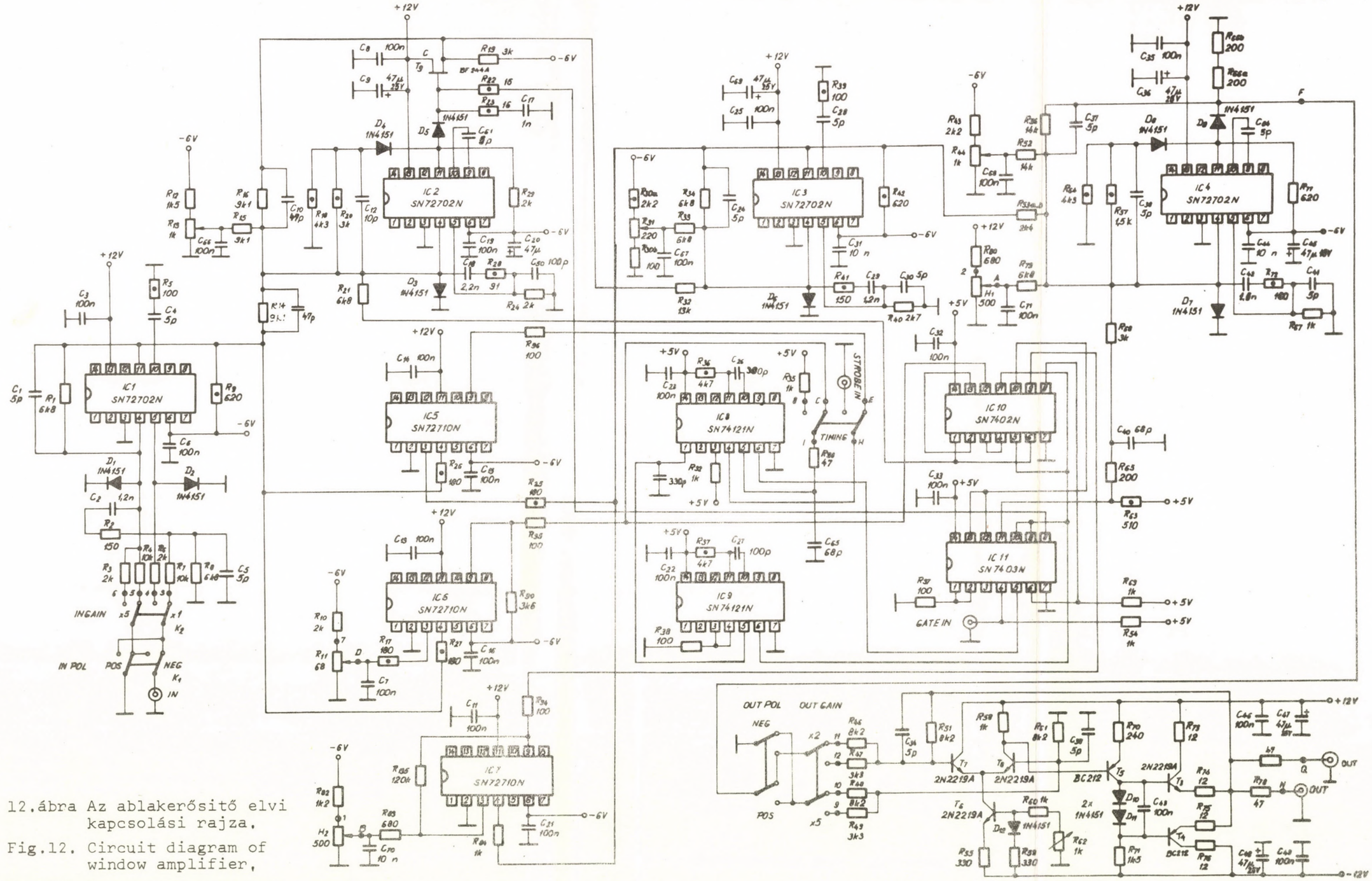
Рис.10. Схема усилителя окна.




11.ábra Az ablakerősitő hullámformái.

Fig.11. Wave forms of the window amplifier.

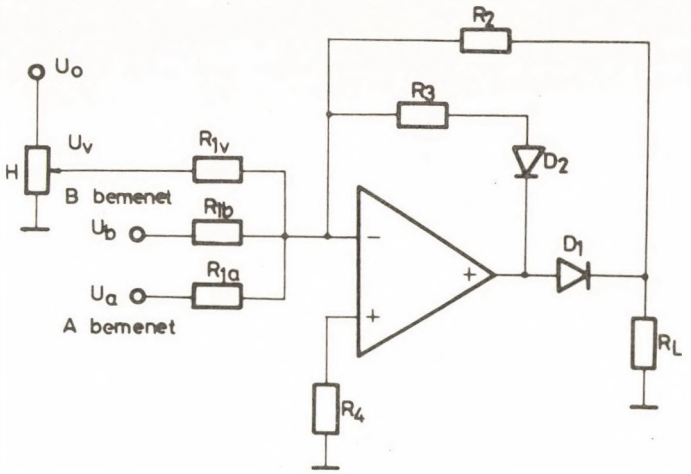
Рис.11. Формы импульсов усилителя окна.




12.ábra Az ablakerősitő elvi kapcsolási rajza.

Fig.12. Circuit diagram of window amplifier,

Рис.12. Принципиальная схема усилителя окна.




13.ábra A vágóerősitő és lineáris kapu elvi kapcsolási rajza.

Fig.13. Circuit diagram of the biased amplifier and linear gate.

Рис.13. Принципиальная схема экспандера и линейной схемы пропускания.

$U_a$ polaritása most is negativ $U_b$-é és $U_v$-é pedig pozitiv. Igy $U_a$-re ugyanazok érvényesek, mint $U_b$-re a 13.ábrán látható lineáris kapu esetében. Kimenőjelet $U_b$ = 0 V esetén kapunk, és ez

$$U_{ki} = -\left(\frac{R_2}{R_{1a}} U_a + \frac{R_2}{R_{1v}} U_v\right) \qquad /6/$$

lesz. Mivel $U_a = -|U_a|$ és $U_v = |U_v|$

$$|U_{ki}| = \frac{R_2}{R_{1a}}\left(|U_a| - \frac{R_{1a}}{R_{1v}}|U_v|\right) \qquad /7/$$

/7/-ből láthatjuk, hogy a vágási szintet az $\frac{R_{1a}}{R_{1v}}|U_v|$ kifejezés határozza meg, az utóerősitést pedig az $\frac{R_2}{R_{1a}}$ hányados.

$R_3$ értékének megválasztásánál most a vágási szintet meghatározó feszültség abszolut értékének maximális nagyságát /$|U_v|_{max.}$/ is figyelembe kell venni; az

$$|U_{ki}| = \frac{R_3}{R_{1b}} |U_b| + \frac{R_3}{R_{1v}} |U_v|_{max.} \qquad /8/$$

feszültség kisebb legyen, mint a müveleti erősitő maximális kimenő feszültségének abszolut értéke.

## Irodalomjegyzék


[1] Т.Лакатош, Д.Матэ: Труды VI. Международного симпозиума по ядерной электронике.
1971. Варшава.

[2] Lakatos T., Máthé Gy.: Nuclear Instruments and Methods. 123 (1975) 579.

[3] Gál J.: Megjelenés alatt a Nuclear Instruments and Methods-ban.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 97-111

# ENERGIAMODULÁCIÓ A CÉLTÁRGYRA ADOTT NAGYFESZÜLTSÉGGEL 0-9,6 kV-OS TARTOMÁNYBAN

LÖKÖS SÁNDOR

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51, Hungary

Az elektrosztatikus gyorsitóknál alkalmazott energiamodulációs módszerek rövid áttekintése után ismertetjük a céltárgyfeszültség-moduláció elvén megépitendő berendezéssel szemben támasztott követelményeket.
Az általunk megépitett, földtől szigetelt berendezés kis szivárgási árama /< $10^{-8}$ A/ "vastag" céltárgyon is lehetővé teszi a kvantitativ mérést.
Az energiamoduláló egység egy Nuclear Data 50/50 mérőrendszer PDP-8/i kisszámitógépéhez illesztett analóg kimeneten keresztül vezérelve automatizált mérési ciklusba épithető be.
Végül néhány, a berendezéssel végzett mérés bemutatása előtt röviden összefoglaljuk az energiamodulációs módszerrel hatékonyan megoldható mérési feladatokat.

ENERGY MODULATION BY APPLYING HIGH VOLTAGE TO THE TARGET IN 0-9,6 kV INTERVAL.
After a brief survey of the energy modulation methods used for electrostatic accelerators we enumerate the most important requirements for an apparatus to be constructed on the principle of target potential modulation.
Our equipment is insulated from the earth and its little leakage current /≤ $10^{-8}$ A/ allows quantitative measurements on a "thick" target as well.
The energy modulation equipment, controlled by an analogue output interfaced to the PDP-8/i small computer of a Nuclear Data 50/50 measuring system, can be built into an automatized measurement cycle.
In the end, the presentation of some measurements carried out with the target potential modulation system is preceded by the summary of the tasks which can be efficiently solved by the modulation technique.

МОДУЛЯЦИЯ ЭНЕРГИИ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ В ДЯАПАЗОНЕ 0-9,6 кэВ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОГО НАРЯЖЕНИЯ ПОДАННОГО НА МИШЕНЬ.
После кратного обзора методов модуляции энергии, используемых в электростатических ускорителях, перечисляются

тебования для устройства, построемого по основе принципа модуляции напряжения мишени,
Построенное нами устройство, изолированное от земли, благодаря маленькому току просачивания (< $10^{-8}$ A) позволяет квантитативное измерение и на "толстой" мишени,
Включение модулирующего блока в автоматический цикл измерения осуществляется через аналоговый выход, управляемый маленькой ЭВМ типа PDP-8/i системы Nuclear Data 50/50.
Наконец кратко суммируются возможности метода и представляются примеры измерений, проведенных описанным методом.

## Bevezetés

A nagy energiafeloldásu részecskegyorsitók kifejlesztése megnyitotta az utat az erősen energiafüggő magreakciók tanulmányozásához. Közös jellemzője ezeknek a reakcióknak, hogy a mérendő mennyiségek egy keskeny energiaintervallumon belül ugrásszerüen megváltoznak, ezért vizsgálatukhoz nagy energiafeloldás mellett pontos és kisléptékü /kisebb mint 0,5 keV/ energiaváltoztatási lehetőségre is szükség van.

A fentebbi kettős követelmény egyidejü kielégitésére irányuló megoldások egyik csoportjánál egy kiegészitő berendezéssel részben vagy egészen elválasztják a finom léptékü energiaváltoztatás mechanizmusát a gyorsitóberendezés nagy feloldását biztositó energiastabilizáló rendszertől. Ez a kiegészitő berendezés legtöbbször automatikusan elvégzi egy nem tul nagy /10 keV nagyságrendü/ tartományon belül az energia egészen finom léptékü változtatását, azaz az adott energiatartomány letapogatását. Az automatikus müködés igen fontos és jól használható tulajdonság a mérések számitógépes vezérlésénél és a mérések adatfolyamának gépi irányitásánál és feldolgozásánál.

Amennyiben az energiaintervallum letapogatását végző berendezés képes legalább 1 Hz körüli periódikus müködésre, akkor a finom energialépték és az automatizáltság biztositása mellett a hosszuidejü instabilitás okozta mérési hibák egy részének kiküszöbölése is lehetővé válik.

Egy energiaintervallum automatikus és általában periodikus letapogatását energiamodulációnak is nevezzük, a letapogatást végző berendezést pedig energiamoduláló berendezésnek. A letapogatott energiaintervallum mérete a részecske végenergiájához képest rendszerint kicsi, a gyorsitó energiafeloldásához képest pedig nagy.

## 2. Energiamoduláló eljárások

Az elvi megoldást tekintve három fő csoportot különböztethetünk meg.

## 2.A. *Céltárgyfeszültség-moduláció nagyfeszültségü tápegységgel*

Ennél az időben elsőként alkalmazott módszernél egy változtatható nagyfeszültséget adó tápegység kimenetére csatlakoztatjuk a szigetelten felszerelt céltárgyat, miáltal a belé ütköző gyorsitott részecskék végenergiája módosul a tényleges gyorsitó feszültség megváltozása miatt [1], [2], [3], [4], [5].

Az alkalmazott feszültségintervallum nagysága 4,6 kV és 100 kV között van, de szigetelési és egyéb problémák miatt a feszültség abszolut értéke a legtöbb esetben 25 kV alatt marad.

A modulálás legnagyobb frekvenciája 1 Hz és 20 Hz tartományba esik, erősen összefügg a tápegység konstrukciójával. A feszültség hullámalakja egyenlőszáru háromszög vagy fürészfog.

Az általunk fellelt megoldások közös nehézsége, hogy a bombázó nyaláb áramát "átlátszatlan" céltárgy esetén - amikor a céltárgy árama átfolyik a tápegységen - nem lehet mérni. A mérhetőséghez ugyanis a nagyfeszültségü tápegységet ugy kell a földtől elszigetelni, hogy a legnagyobb feszültségnél is elhanyagolható legyen a tápegység szivárgási árama a céltárgy áramhoz képest. Eddig ennek a feladatnak a megoldására - ettől a dolgozattól eltekintve - nem találtunk próbálkozásokat.

## 2.B. *Céltárgyfeszültség-moduláció "öntöltés" elvén*

Ennél a módszernél a bombázó nyaláb I árama a céltárgyat mint C kapacitást tölti U/t/=It/C feszültségre [6], [7], [8].

A céltárgy kis szórt kapacitását rendszerint egy valódi kondenzátorral is megnövelik, hogy az I/C meredekség a szokásosan alkalmazott nyalábintenzitás mellett is elfogadható legyen.

A periódikus müködést a kondenzátor ismételt kisütésével érik el. Az igy nyerhető legnagyobb frekvencia 1 Hz körül van.

A módszer előnye a tápegység alkalmazásával szemben a nyalábintenzitás mérhetősége a kondenzátor töltésén keresztül. Ugyanakkor konstrukciós problémák - különösen "átlátszó" céltárgy esetén - teszik nehézkessé a módszer alkalmazását.

## 2.C. *A gyorsitóberendezés energiaanalizáló rendszerén keresztül megvalósitott moduláció*

Ebben az esetben az energiaanalizáló mágnes áramát modulálják,

legtöbbször háromszög hullámmal [9], [10], [11]. Ez a megoldás csak részben válik el az energiaanalizáló rendszertől, ugyanis az analizáló mágnes terén keresztül magát a tényleges nagyfeszültséget változtatják.

Az átfogható energiatartomány megnő, akár több száz keV is lehet. Hátrányt jelent azonban az önindukció miatti alacsony moduláló frekvencia /$10^{-1}$- $10^{-2}$ Hz/, valamint a hiszterézis okozta hitelesitési nehézség.

Érdekes megoldást ad [12] az utóbbiak kiküszöbölésére. Az analizáló mágnest egy 1 méter hosszu légmagos tekercs követi. Ennek az analizáló mágnes teréhez hozzáadódó tere már nagyobb frekvenciával és hiszterézismentesen modulálható. A tekercsvégek szórt tere miatt viszont még nehezebbé válik a hitelesités.

## 3. Tervezési meggondolások a megépitendő berendezéssel kapcsolatban

Esetünkben az alábbi érvek szólnak a 2.A. pontban ismertetett eljárás választása mellett:

a/ Intézetünk elektronikus osztályán kifejlesztettek egy olyan 9,6 kV-os szabályozható feszültségü tápegységet, amelynek kimenőfeszültsége külső egyenfeszültség-szinttel /külső referencia/ is vezérelhető [13]. A tápegység nagyfeszültségü része földfüggetlenné módositható, ami elvileg lehetővé teszi a nyalábintenzitás mérését a tápegységen keresztül.

b/ A Van de Graaff laboratóriumban üzemelő Nuclear Data gyártmányu kisszámitógépes adatgyüjtő és -feldolgozó berendezéshez kifejlesztett analóg kimenetü interface [14], [15], [16] felhasználható a nagyfeszültségü tápegység vezérlésére is.

Egy, a 2.A. pontban ismertetett eljárást megvalósitó és a céltárgy áramának mérését lehetővé tevő berendezés elvi felépitése az 1.ábrán látható.

Ahhoz, hogy a berendezés helyesen müködjön, a megépités folyamán a következő feltételeket kell a lehető legjobban kielégiteni /1.ábra alapján/:

$$\alpha.\ i_{C_1} = i_{C_2} \qquad /1/$$

A céltárgytartó és a Faraday-kalitka konstrukciójával és szigetelésével biztositani kell, hogy a szivárgási áram minimális és a gyüjtési tényező az ionnyalábra vonatkoztatva egységnyi legyen.

$$\beta.\ i_{C_2} = i_{C_3} \qquad /2/$$

A nagyfeszültségü egység földfüggetlen megoldása mellett gondoskodni kell annak igen jó szigeteléséről is.



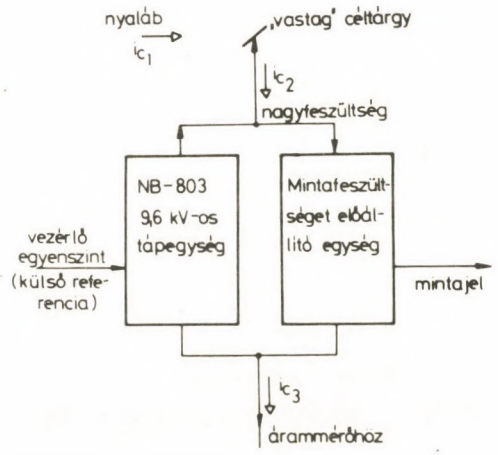
MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

γ. A nagyfeszültségtől elválasztott mintajelre álljon fenn az

$$U_{minta} = f_m\,/U_{nagyfesz.}/ \qquad /3/$$

összefüggés és az $f_m$ függvény lehetőleg egyszerü legyen.

A fenti követelmények a nagyfeszültség mérését a szokásos módszer módositásával teszik csak lehetővé.




1.ábra A céltárgyfeszültség moduláló berendezés elvi felépitése.

Fig.1. The principal layout of the target potential modulation system.

Рис.1. Принципиальная схема устройства модуляции напряжения мишени.

## 4. A megépitett moduláló berendezés

### 4.1. *A céltárgytartó és környezete*

A szokásosan használt céltárgytartó szigetelésének és konstrukciójának egyszerü módositása kielégiti az általunk alkalmazott feszültség mellett az /1/ követelményt.

Szigetelőanyagként teflont vagy plexit használtunk. Amennyiben e szigetelőanyagok gőze a vákuumban zavaró, más anyagot vagy kifagyasztást kell alkalmazni.

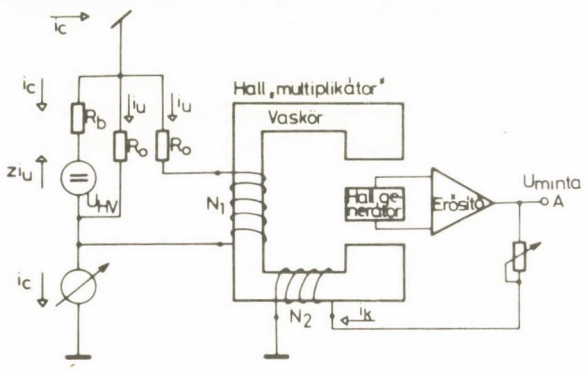
### *4.2. Nagyfeszültségü tápegység*

Maximális kimenőfeszültsége 9,6 kV 0,4 mA terhelőáram mellett. A kimenőfeszültség-változás terheletlenül mindkét irányban nagyobb, mint 2 kV/s. Tuláram-védelem van 1 mA-re. A tápegység belső és külső vezérléssel egyaránt müködtethető [13].

### *4.3. Feszültségmérő és hitelesitő egység*

Esetünkben a nagyfeszültséggel arányos, annak mérésére képzett jelet /"mintajelet"/ az egyik pontján földelt jelforrást igénylő sokcsatornás amplitudó analizátor dolgozza fel.

A /2/ és /3/ feltételek alapján viszont ugy kell feldolgozásra alkalmas mintajelet előállitani, hogy a tápegység földfüggetlensége megmaradjon.




2.ábra A nagyfeszültséggel arányos mintajel /$U_{minta}$/ előállitásának általunk választott módja, amely a céltárgyáram mérését is lehetővé teszi.

Fig.2. Our way to produce sample signals /$U_{minta}$/ proportional to the high voltage and allowing the target current measurement as well.

Рис.2. Выбранный нами способ для получения сигнала, пропорционального высокому напряжению, позволяющий измерение тока мишени.

A probléma lehetséges megoldásai közül végül a 2.ábrán láthatót választottuk. A Hall-generátor feszültsége arányos a vaskör gerjesztésével, amely az $N_1 i_u$ és $N_2 i_k$ gerjesztések különbségeként áll elő. Az $U_{minta}$ felerősített Hall-feszültség végül is az $i_u$ áramon keresztül magával a nagyfeszültséggel lesz arányos. Az $N_2 i_k$ ellentétes értelmü gerjesztést a linearitás javitására alkalmaztuk [16].

A közvetett feszültségmérésen kivül a berendezés hitelesitéséhez beépitettünk egy müveleti erősitővel megvalósitott áram-feszültség konvertert, amely a hitelesités időtartamára az osztólánc végére kapcsolható.

*4.4. Beméré̊s és hitelesités*

Ahhoz, hogy a földfüggetlenre módositott nagyfeszültségü tápegységen keresztül megbizhatóan mérhessünk céltárgyáramot, a tápegység szivárgási áramát a legnagyobb feszültségnél is $\lesssim 10^{-8}$ A alá kell csökkenteni. Ezt a problémát az "ISOLIER 72" szigetelő "spray" alkalmazása oldotta meg. A spray használatával nemcsak lecsökkent, hanem a nedvességtől is eléggé függetlenné vált a szivárgási áram.

Megbecsültük a berendezés szórt kapacitása által a feszültségváltozás következtében felvett, illetve leadott zavaró töltés nagyságát is, amely a teljes feszültségváltozásra $\lesssim 2{,}5\ 10^{-7}$ C-nak adódott. Valóságos mérési viszonyok esetén ekkora zavaró hatás elhanyagolható.

A hitelesitést két, ugynevezett "bemenőoldali" és "kimenőoldali" részre választottuk szét. A kimenőoldali hitelesitést /a nagyfeszültség és a mintajel közötti kapcsolat meghatározását/ - amennyiben erre szükség van - minden mérés után a kiértékelés egyik lépéseként a számitógép automatikusan elvégzi.

A bemenőoldali hitelesités, amely a nagyfeszültség és az azt vezérlő egyenszintet adó digitál-analóg konverter /DAC/ bemenete közötti összefüggést adja meg, méréssel történik. /A DAC bemenete egy 12 bites bináris szó, amelyet a számitógép állit elő/.

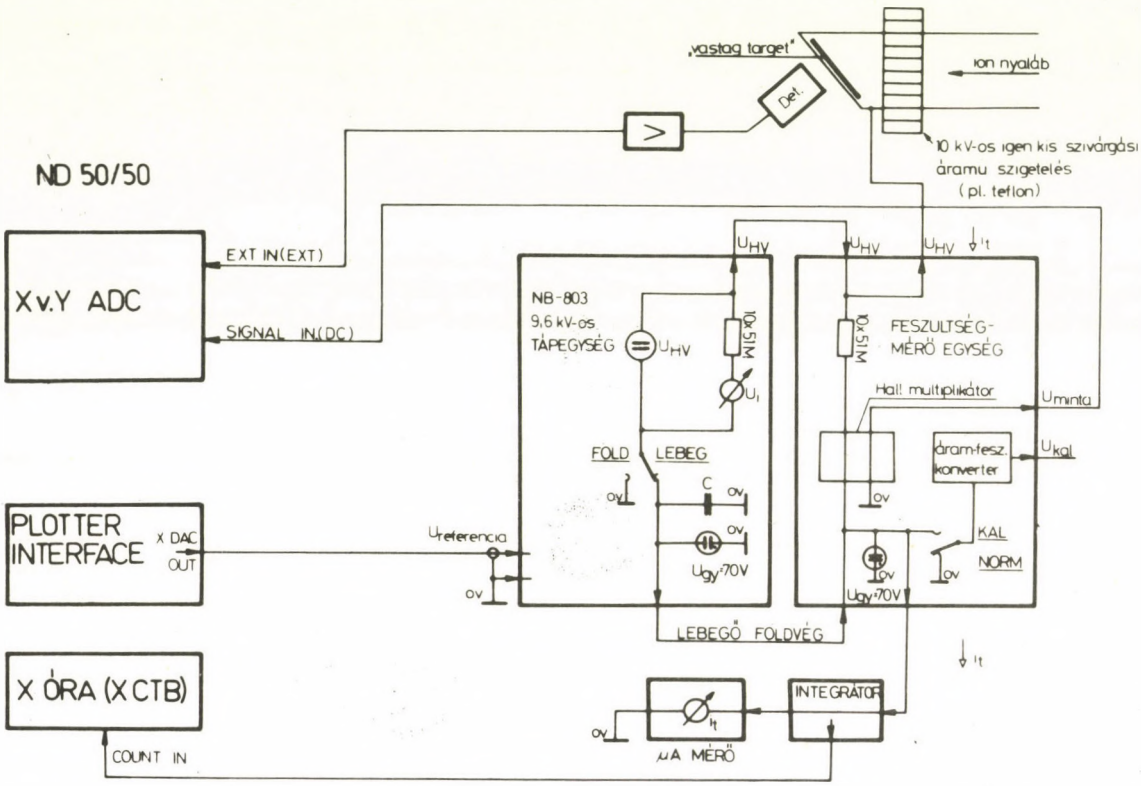
A bemenőoldali hitelesités elvégzésével azt találtuk, hogy a /3/ összefüggésben az $f_m$ függvény igen jól közelithető egyenessel. A hitelesités hibája a hosszuidejü stabilitást is figyelembe véve a legnagyobb feszültségnél $\pm$10V-nak adódott, ami jónak mondható, ha meggondoljuk, hogy a gyorsitó energiastabilitása optimális esetben is csak $\pm$50 V-os pontosságot követel meg.

## *4.5. Mérési összeállitások magfizikai feladatokhoz*

### 4.5.1. Gerjesztési függvény mérése "vastag" céltárgyon

Az általunk alkalmazott modulációs módszerrel "vastag" céltárgyon végzett kvantitativ méréseket az irodalomban eddig nem találtunk. Ennek magyarázatát a 2.A. pontban ismertetett nehézség adja, amelyet berendezésünknél sikerült megfelelően kiküszöbölni.

A mérési összeállitás vázlatos rajza a 3.ábrán látható.




3.ábra Mérési összeállitás gerjesztési függvény on-line méréséhez "vastag" céltárgyon.

Fig.3. Layout for on-line measurement of exitation functions on "thick" target.

Рис.3. Схема эксперимента для измерения функции возбуждения в режиме "on-line" при "толстой" мишени.

A moduláló feszültség lépcsőzetesen közeliti a háromszög hul-

lámformát. Az egy perióduson belüli lépcsők száma /a lépés finomsága/ programozható, a periódusok ismétlődési frekvenciája pedig az egy lépcsőhöz tartozó integrátorugrás számától /töltésmennyiség/ függ, ami az X órán /XCTB/ állitható be.

A mérés folyamán a céltárgyra adott feszültséggel arányos egyenfeszültségü mintajel /$U_{minta}$/ az X analóg-digitál konverter /XADC/ bemenetére /SIGNAL IN/DC// jut, és valahányszor az erősitőből érkező detektorjel, megjelenve az EXT IN/EXT/ bemeneten, az XADC alsó- és felsőszint diszkriminátoraival kiválasztott tartományba esik, az XADC mintát vesz az $U_{minta}$ egyenszintből. A konverzió után az analizátorban a mintajel nagyságának megfelelő csatornatartalom eggyel megnövekszik és ilymódon közvetlenül a hozam-energia függvény tárolódik.

A mérést vezérlő és kiértékelő program szerkesztése az ugynevezett perifériaorientált FOCAL nyelven [17] történik.

### 4.5.2. S p e k t r u m m é r é s e k

Amennyiben az energiatartományt nem periódikusan, hanem egyetlen lépcsőzetes hullámalakkal tapogatjuk le, ugy a lépcső felfutó élének időtartama a szokásos gyüjtési idők esetén elhanyagolható az állandó rész időtartamához képest, ami diszkrét pontokban történő mérést jelent és nem igényli az $U_{minta}$ jel felhasználását. /Ilyen esetben az $U_{minta}$ jel a tápegység mükődésének ellenőrzésére szolgál/.

Az analizátor minden feszültséglépcsőn a detektorjelek amplitudó spektrumát veszi fel.

A mérőberendezés lehetővé teszi egy vagy több detektorból származó $\gamma$- vagy töltött részecskék spektrumának egyidejü mérését és a spektrumokon egy vagy több programozottan mozgatható energiaablak elhelyezését.

Természetesen összetett mérések esetén a kiértékelés ideje a mérési idővel összehasonlitva megnő, ezért a lassu ingadozásokat kiküszöbölő hatás nem érvényesül, azonban ebben az esetben is előnyöket biztosit a berendezés használata a nagyfoku automatizáltság és a mérési idő csökkenése révén.

## 5. Energiamoduláló berendezéssel hatékonyan megoldható feladatok

Az itt adott rövid összefoglalást kiegészitőena [3] és [6] közleményekben található bővebb kifejtés.

a/ Gerjesztési függvény felvétele "vékony" és "vastag" céltárgyon egy,vagy több szögnél, részecske- vagy $\gamma$-detektálással, a kilépő termékek teljes spektrumának mérése alapján, vagy differenciál diszkriminátorral.

b/ Rezonanciaalak és -paraméterek mérése és a bombázó nyaláb jellemzőinek meghatározása rezonanciamérés segitségével.

c/ Céltárgyvastagság mérése rezonanciaeltolódásból.

d/ dE/dx mérés. A mért és a számitott érték 0-2 MeV tartományon eltérést mutat.

e/ Reakciótermékek töltésállapotának meghatározása.

f/ Töltött részecske csucs eltolása spektrumban.

g/ Gyorsitó /energiaanalizáló/ rendszer hosszuidejü stabilitásának és reprodukáló képességének vizsgálata.

h/ Gyenge $\gamma$-rezonancia kimutatása erős háttérben. Energiában periódikusan a rezonancia alá és fölé lépve azonos ideig, de külön-külön memóriarészbe gyüjtünk $\gamma$-spektrumot, igy a hátteret és az effektust azonos körülmények között mérjük.

## 6. A megépitett berendezéssel végzett mérések

### *6.1. Az intézet 5 MV-os Van de Graaff gyorsitóján végzett, hosszuidejü stabilitást vizsgáló mérések*

A méréseket két, pontosan ismert energiáju, a gyorsitók hitelesitésénél gyakran alkalmazott magreakció segitségével végeztük. Ezek a reakciók nagy hatáskeresztmetszetüek és egyszerüen detektálhatók.

a/ Az $^{27}Al/p,\gamma/^{28}Si$ reakcióban az

$E=/991,88\pm0,04/$ keV energiáju és

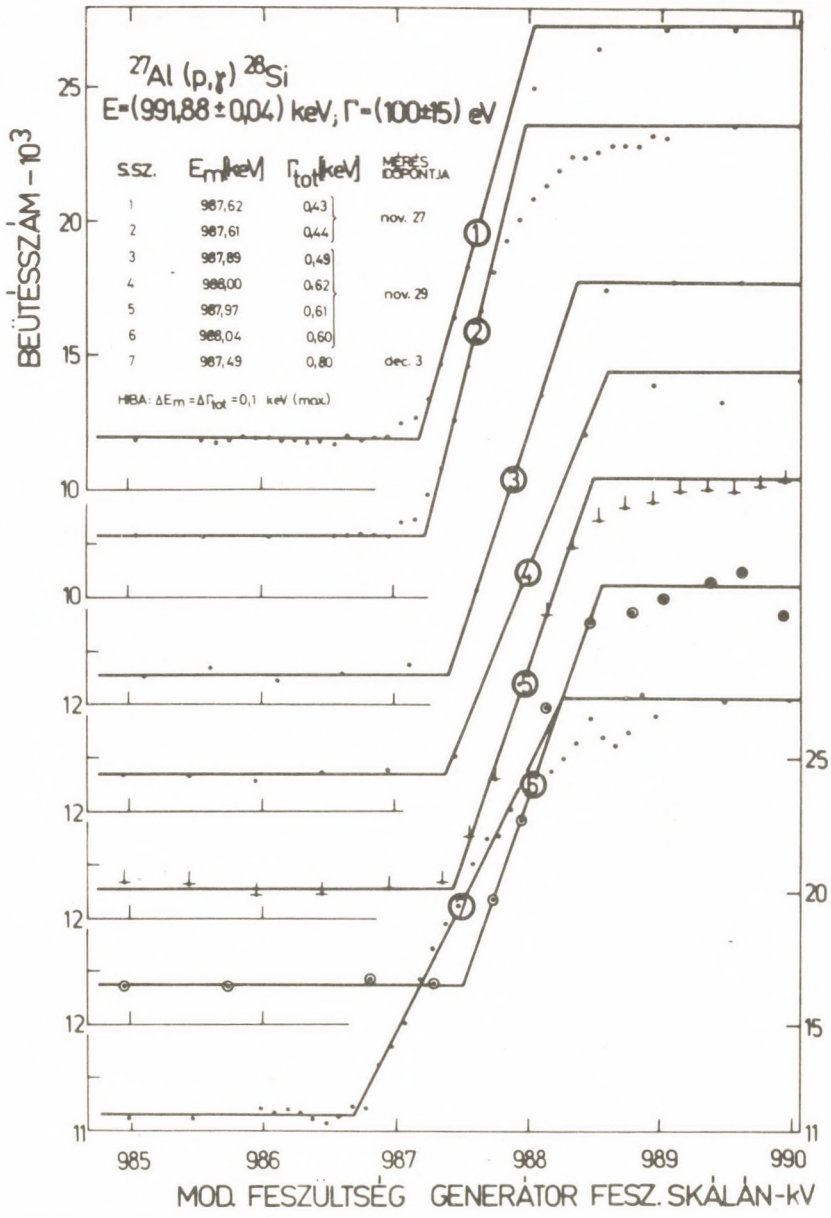
$\Gamma=/100\pm15/$ eV szélességü rezonanciát mértük "vastag" céltárgyon. A mérésből két információt használtunk fel, a rezonancia középpontját és az 1/4 és 3/4 magasságban mért szélességet. A mérésből nyert szélességből nem vontuk le a rezonancia természetes szélességét. Az eredmények a 4.ábrán láthatók.

A mérés maximális hibája a rezonancia közepére rajzolt körök átmérőjével egyenlő. Táblázatba foglaltuk a rezonancia közepének relativ skálán meghatározott értékét és a fentebb definiált szélességeket.

Hat mérés négy különböző $E_o$ gyorsitó-energiánál automatikus modulálással történt, egy mérés pedig a gyorsitó energiájának kézi léptetésével /6-os sorszámu/. Az ábráből jól látszik, hogy a kézi mérés hibahatáron belül teljesen egyezik a moduláló berendezéssel végzett méréssel.

b/ $^{7}Li/p,n/^{7}Be$ reakcióban az

$E=/1880,56\pm0,13/$ keV energiánál jelentkező neutronküszöböt detektáltuk. A mérések eredménye az 5.ábrán látható. Az abszolut kiértékelésre nem törekedtünk. Küszöbként a háttér-egyenes és a felfutó ágra fektetett egyenes metszéspontját fogadtuk el.



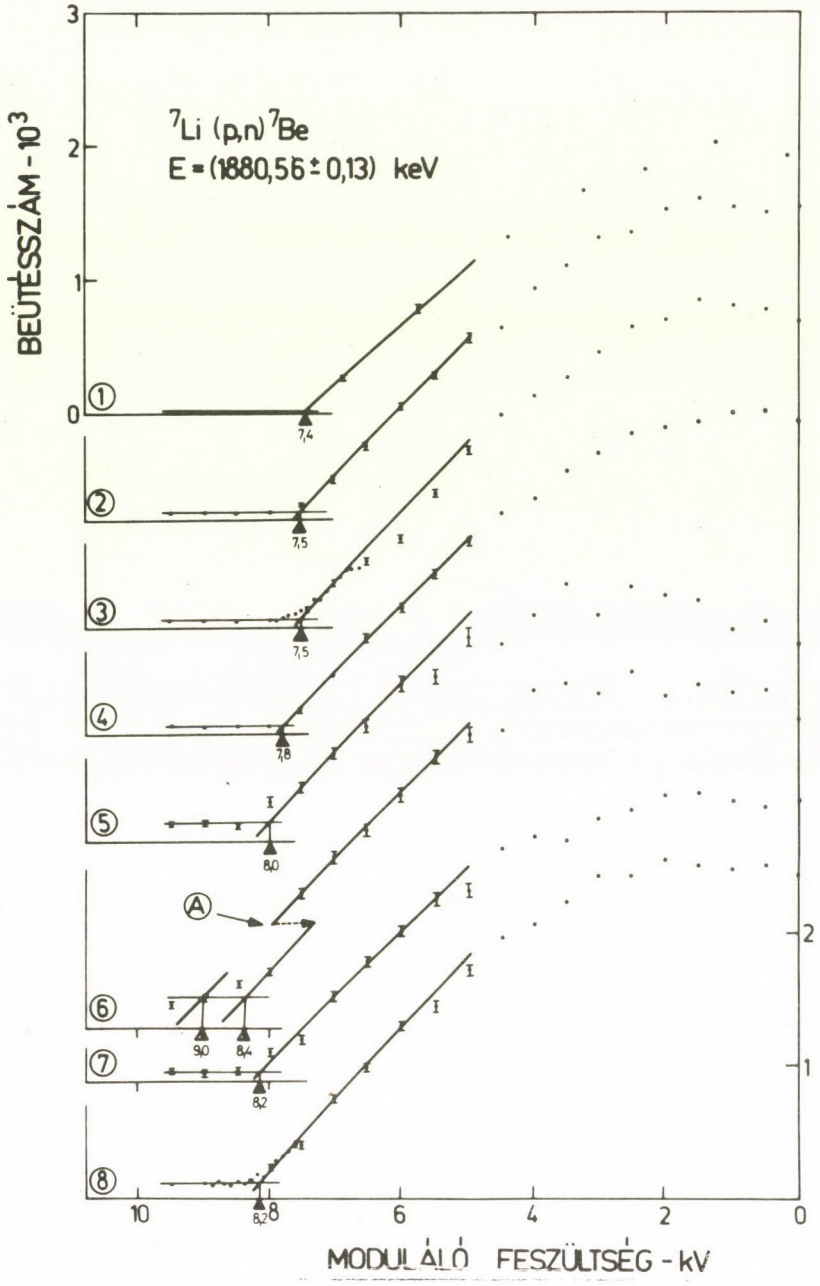

4.ábra Az 5 MV-os gyorsitóberendezés hosszuidejü stabilitásának vizsgálata 992 kV-nál "vastag" céltárgyon mért rezonancia közepének mozgásán keresztül.

Fig.4. Examination of the long term stability of the 5 MV accelerator at 992 kV observing the walk of the center of resonance measured on "thick" target.

Рис.4. Обследование долговременной стабильности ускорителя на 5 МВ при 992 кВ путем измерения на "толстой" мишени центра резонанса.

A kiértékeléshez még egy további feltételezést tettünk, neve-

zetesen, hogy a felfutó ágra fektetett egyenes meredeksége egy adott geometriánál a gyorsitó energiafeloldására jellemző és egy mérésen belül nem változik számottevően.




5.ábra Az 5 MV-os gyorsitóberendezés hosszuidejü stabilitásának vizsgálata 1880 kV-nál neutron küszöbreakció segitségével.

Fig.5. Examination of the long term stability of the 5 MV accelerator at 1880 kV by the help of neutron threshold reaction.

Рис.5. Обследование долговременной стабильности ускорителя на 5 МВ при 1880 кВ с помощью нейтронной пороговой реакции.

A mérések körülbelül nyolc órás időintervallumot fednek le, s a görbék időrendben vannak felrajzolva. Az első mérés kézi, a többi automatikus, azonos $E_o$ energiánál felvéve.

A különböző nagyságu hiba az összenormálás következménye, a mérés folyamán ugyanis különböző geometriai elrendezést alkalmaztunk, ezért eltérők voltak a beütésszámok.

Az 5.ábrából is jól látható a kézi és a modulációs mérések hibahatáron belüli egyezése.

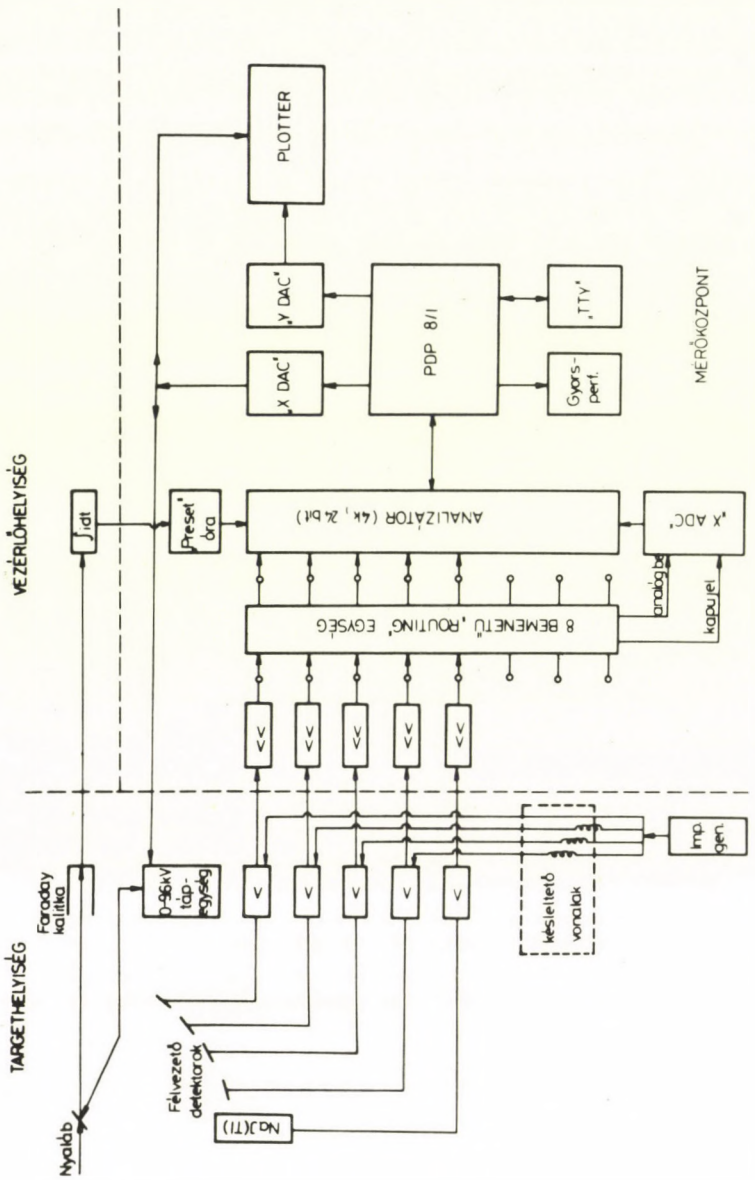
*6.2. Magfizikai felhasználások*

a/ $^{24}Mg+\alpha$ reakció [18].
A reakcióban a $\gamma$ csatornát vizsgálták Na/J/ szcintillációs detektorral. A mérés rezonanciahelyek és -paraméterek meghatározására irányult.
A rezonanciamérés "vastag" céltárgyon, a 4.5.1. pontban ismertetett módszerrel történt.

b/ $^{27}Al+p$ reakció [19].
A mérés "vékony" céltárgyon történt. Vizsgálták a $\gamma$ és $\alpha$ csatornákat rezonanciahely és -paraméterek meghatározása végett. A mérés a 4.5.2. pontban ismertetett mérési összeállitásban történt, melynek vázlatos rajza a 6.ábrán látható.

A detektorok jelei erősités után egy impulzusgenerátor jeleivel együtt a nyolcbemenetü "routing" egységbe jutnak. Az egység a 10 μs-nál közelebb levő jelpárok kivételével a beérkező jeleket feldolgozza és a bemenetek szerint különböző memóriarészt jelöl ki számukra. Az impulzusgenerátor a véletlen koincidenciák számának meghatározását teszi lehetővé.

Az "X DAC" a nagyfeszültségü tápegység vezérlésével együtt a rajzolóberendezés X csatornáját is vezérli. Az Y csatornára az "Y DAC"-on keresztül a beütésszámmal arányos feszültség kerül, igy a mérés folyamán a berendezés automatikusan felrajzolja a gerjesztési függvényt is.




6.ábra Az $^{27}$Al+p [19] reakció tanulmányozásához alkalmazott mérési összeállitás vázlatos rajza.

Fig.6. Schematic layout of the measuring system for the investigation of the reaction $^{27}$Al+p [19].

Рис.6. Схема измерительной аппаратуры для изучения реакции $^{27}$Al+p [19].

## Irodalom


[ 1] L.Cranberg, W.P.Aiello, R.K.Beauchamp, H.J.Lang, J.S.Levin: Rev.Sci.Instr. 28 (1957) 84.

[ 2] G.I.Harris, L.Kasturi Rangan, R.Stump, L.W.Sagondollar: Rev.Sci.Instr. 31 (1960) 995.

[ 3] J.M.Morris, T.R.Ophel: Nucl.Instr.Meth. 40 (1966) 245.

[ 4] J.B.S.Waugh, J.H.Carver: Rev.Sci.Instr. 34 (1963) 192.

[ 5] M.A.Wilson, M.L.Roush: Nucl.Instr.Meth. 34 (1965) 54.

[ 6] G.Amsel, E.d'Artemare: Nucl.Sci. 14 (1967) 189.

[ 7] G.Bergdolt, A.M.Bergdolt: Nucl.Instr.Meth. 84 (1974) 205.

[ 8] G.C.Neilson, J.D.Panar, L.Holm: Nucl.Instr.Meth. 76 (1969) 75.

[ 9] F.T.Seibel, N.R.Roberson, E.G.Bilpuch, H.W.Newson: Nucl.Instr.Meth. 47 (1967) 244.

[1o] A.C.Shotter, J.Takacs, P.S.Fisher: Nucl.Instr.Meth. 88 (1970) 233.

[11] M.R.Wormals, J.Takacs: Nucl.Instr.Meth. 113 (1974) 263.

[12] H.W.Lefevre: Nucl.Instr.Meth. 78 (1970) 314-316.

[13] Kertész Zs.: személyes közlés.

[14] Lőkös S.: ATOMKI Közlemények 15 (1973) 95.

[15] Lőkös S., Zolnai L.: ATOMKI Közlemények 15 (1973) 107.

[16] Lőkös S.: Egyetemi doktori értekezés 1975. Kézirat.

[17] Zolnai L.: ATOMKI Közlemények 16 (1974) 13.

[18] Somorjai E.: személyes közlés

[19] Zolnai L.: ATOMKI Közlemények 17 (1975) 353.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 113-128

# RESULTS OF THE RESEARCH ON INTERNAL BREMSSTRAHLUNG FROM BETA-PROCESS IN THE ATOMKI*

D. BERÉNYI

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51, Hungary

## 1. Introduction

In the last decade a rather extensive work has been carried out in our Institute on the phenomenon of internal bremsstrahlung from beta-processes, in particular from negative and positive beta decay as well as from orbital electron capture.

As it is well known, the beta-processes are brought about by the weak interactions, but at the same time there are electromagnetic interactions always present in the nucleus. The internal bremsstrahlung itself is the result of the interaction of two basic interactions, namely the weak and the electromagnetic ones. The Coulomb field of the atomic electrons also has some role in the phenomenon.

As a result of such complex effects, an electromagnetic radiation of continuous spectrum will be emitted in the individual beta decay events, i.e.:

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + \gamma$ negative beta decay

$p \rightarrow n + e^+ + \nu + \gamma$ positive beta decay

$p + e^- \rightarrow n + \nu + \gamma$ electron capture.

---

* A modified version of the lecture delivered at the Institute of Atomic Physics of the University of Stockholm, and at the Institute of Physics of the University of Uppsala /December 1975./

The internal bremsstrahlung was first observed in 1927 at the RaE and since that time a number of experimental and theoretical works have been devoted to the study of the phenomenon. Experimentally the low intensity of the radiation is the main problem. The other one is, in most cases, the presence of a very intensive external bremsstrahlung.

During the last decade or so, our groups in the ATOMKI have carried out several studies on internal bremsstrahlung, and we hope to have succeeded in contributing to the clarification of the phenomena of the internal bremsstrahlung process. These efforts are intended to be summarized shortly in the present talk.

## 2. General survey of the activities of the ATOMKI in this field

Contrary to the relatively early discovery of the internal bremsstrahlung (IB), different kinds of disagreement were characteristic of this field not only between the experiments and the corresponding theoretical calculations but also among the different measurements for the same IB spectrum. At the same time, there was no published measurement on the IB spectrum in a super-allowed beta decay when our studies in the ATOMKI were started in this field. In the super-allowed decays structure effects are the least disturbing and so the real nature of the IB phenomenon can be studied under optimum conditions from this point of view. Similarly, no measurement has been published about the IB in positive beta decay, the study of which also could help us in the deeper understanding of the phenomenon. Our activities in this field are surveyed first in general and then some of our recent results on this process will be shown in fuller detail. First of all, I shall give a list of the radioactive isotopes in the decay of which the internal bremsstrahlung has been investigated in our Institute /see Table 1/.

Some of the studies indicated in the table will only be mentioned here because of the shortage of time, some others will be treated a bit more in detail and the recent studies on IB from $^{59}Ni$ and $^{35}S$ will be shown separately.

Among our earlier measurements, those for IB from $^{11}C$ and $^{32}P$ seem to be the most remarkable. *The decay of* $^{11}C$ is the first case in the literature that the IB has been studied in positive beta decay. The special difficulty here, in addition to those existing in the IB measurements in general, is the presence of a very intensive annihilation radiation. We were able to eliminate this in a special differential arrangement in which the coincidences between the positrons and the IB quante were recorded /see Figs.1,2./. The $^{11}C$ isotope with 21 m half-life was produced by the 800 kV Cockcroft-Walton generator of the ATOMKI. The IB spectrum of $^{11}C$ compared with the so called KUB-Nilsson theory, which takes, in part, into consideration

Table I.

| Nuclide | Type of decay | Half-life | Total disintegr. energy keV | log ft | $\Delta I, \Delta\pi$ | Type of measurements on IB |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{11}C$ | $\beta^+$ | 20,7 m | 968 | 3,6 | 0, no | Diff.spectr.-shape, abs. |
| $^{32}P$ | $\beta^-$ | 14,5 d | 1707 | 7,9 | 1, no | Int.spectr.-shape, rel. |
| $^{35}S$ | $\beta^-$ | 86,7 d | 168 | 5,0 | 0, no | Int.spectr.-shape, abs. |
| $^{36}Cl$ | $\varepsilon(\beta^-,\beta^+)$ | $3.10^5$ y | 1150 | 13,5 | 2, no | Int.spectr.-shape, rel. |
| $^{54}Mn$ | $\varepsilon$ | 313 d | 528 | 6,2 | 1, no | Abs.intensity determin. |
| $^{55}Fe$ | $\varepsilon$ | 2,6 y | 231 | 6,0 | 1, no | Int.spectr.-shape, rel. |
| $^{59}Ni$ | $\varepsilon$ | $7,5.10^4$ y | 1062 | 11,9 | 2, no | Int.spectr.-shape, rel. |
| $^{143}Pr$ | $\beta^-$ | 13,6 d | 933 | 7.6 | 1, yes | Diff.spectr.-shape, abs. |
| $^{204}Tl$ | $\beta^-(\varepsilon)$ | 3,8 y | 762 | 9,7 | 2, yes | Diff.spectr.-shape, abs. |

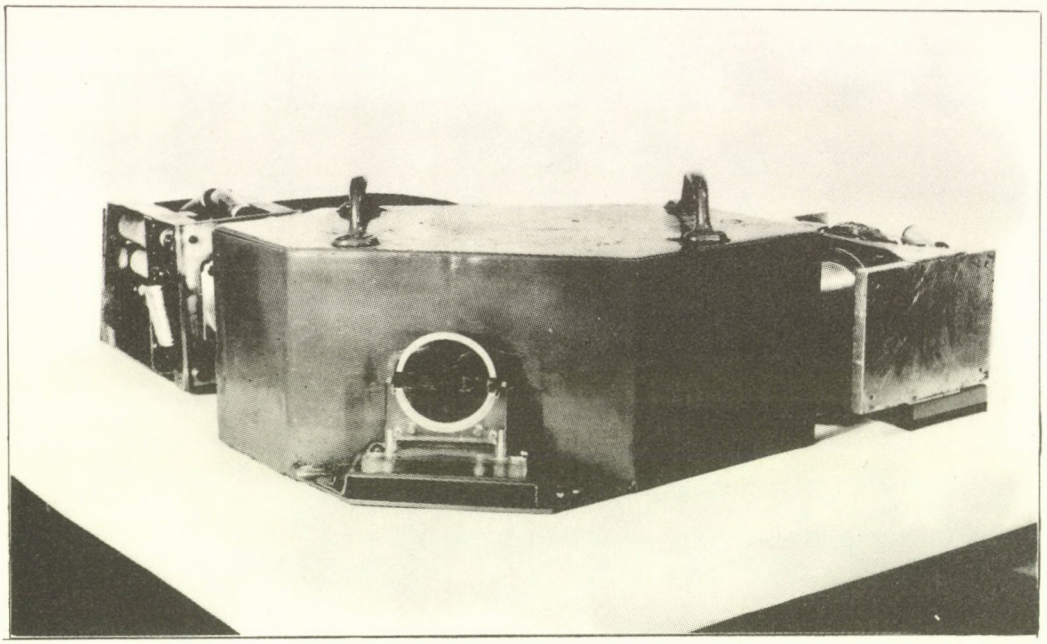


Fig.1. Photograph of the special lead shield with the source for the measurement of the differential IB spectrum from the positron emitter $^{11}C$.

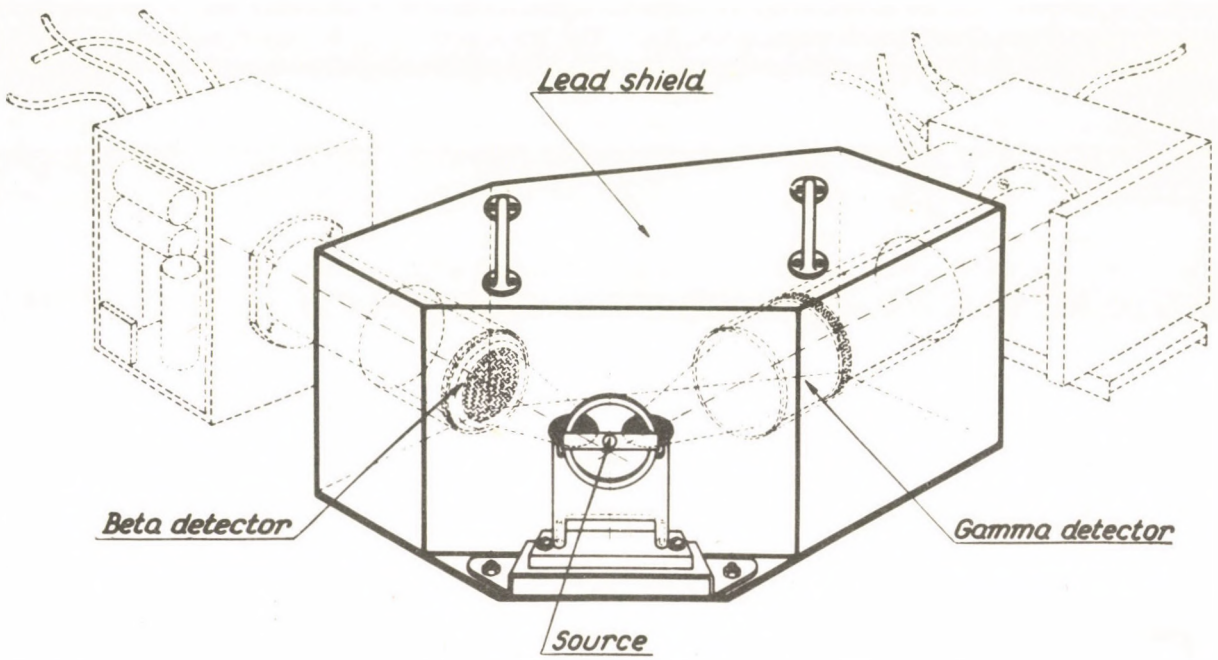



Fig.2. Sketch of the special lead shield the photograph of which can be seen in Fig.1.

the effect of the Coulomb-field of the atomic electrons, too, can be seen in Fig.3. The agreement is more or less acceptable

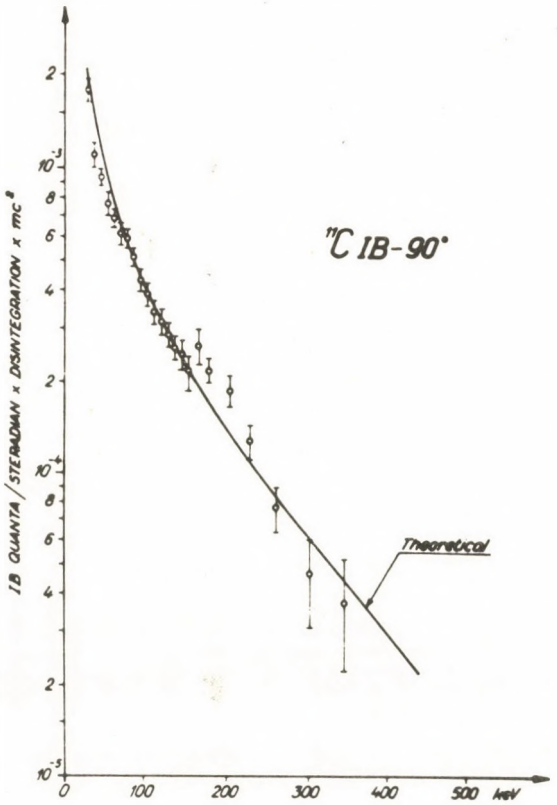



Fig.3. The internal bremsstrahlung spectrum of the positron emitter $^{11}C$. The curve was calculated according to the KUB theory; the Coulomb correction was performed by the method of Nilsson.

except for a region around 200 keV, which we could explain neither theoretically nor instrumentally, even after a very thorough scrutiny. May I mention here that almost parallel with these measurements for IB from positive beta decay, a Swedish group, namely Persson and Akselsson in Lund, carried out similar successful investigations with another positron-emitting isotope /$^{82}Ru$/, and published their results somewhat later than we did ours.

Another aspect of the study on IB from $^{11}C$ is that this decay is, at the same time, a superallowed decay /log ft = 3.6/. A study for IB from superallowed decay was published only for $^{6}He$ /0.8 sec; log ft = 2.9/, but this measurement was not an absolute one. Comparing the deviations from the theory in the case of $^{6}He$ and $^{11}C$ /see Fig.4./, it can be seen that the deviations are even higher with $^{6}He$ /matching point is indicated in the figure/.

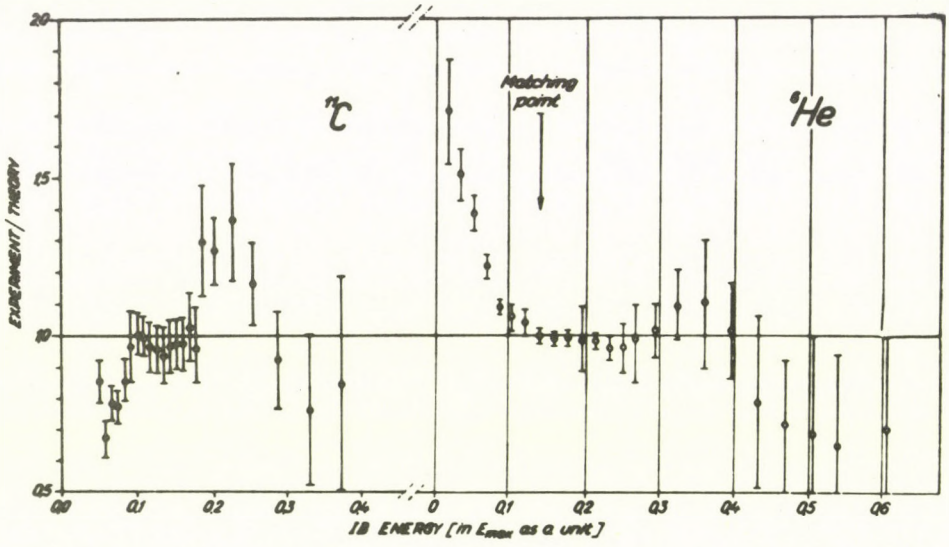



Fig.4. The ratios of the experimental values and the corresponding theoretical ones for $^{11}C$ and $^{6}He$, respectively.

Another investigation worthwile mentioning is *the case of* $^{32}P$. This is the IB which was studied in most cases by the different authors. About ten or more papers have been published on the IB of $^{32}P$. There are, however, surprising contradictions among the different experiments and also considerable disagreements with the theory up to several hundred per cent in some regions in the case of some authors.

In our relative integral study /i.e. IB quanta are detected without coincidence not regarding the direction of the corresponding beta particle/ both the method putting an absorber between the source and detector to eliminate the external bremsstrahlung /it is practically a method of "solid angle transformation" for external bremsstrahlung, i.e. the EB from the absorber is emitted into the $4\pi$ solid angle/, and also the magnetic deflection of beta rays was applied to get rid of the external bremsstrahlung. It was the first reliable application of magnetic deflection for that aim in a broad region of the spectrum.

As regards the method of using an absorber, we carried out detailed calculations and control-measurements on the geometrical arrangement here /schematic drawing in Fig.5./. It turned out that a wrong geometrical arrangement was applied in most cases in the earlier measurements. Fig.6. shows the relative contribution of external bremsstrahlung as a function of the absorber-detector distance. As it can be seen, the minimum in the intensity of external bremsstrahlung is found at a rather near position of the absorber to the detector and not in an arrangement, which was quite customary earlier with an absorber half-way between the radioactive source and the detector.

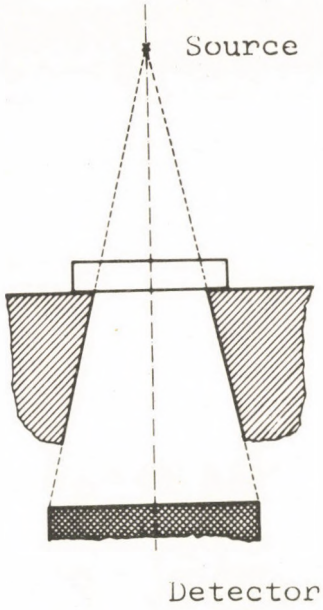



Fig.5. The sketch of the arrangement in IB measurements where the electrons from the source are stopped by an absorber between the source and the detector crystal.

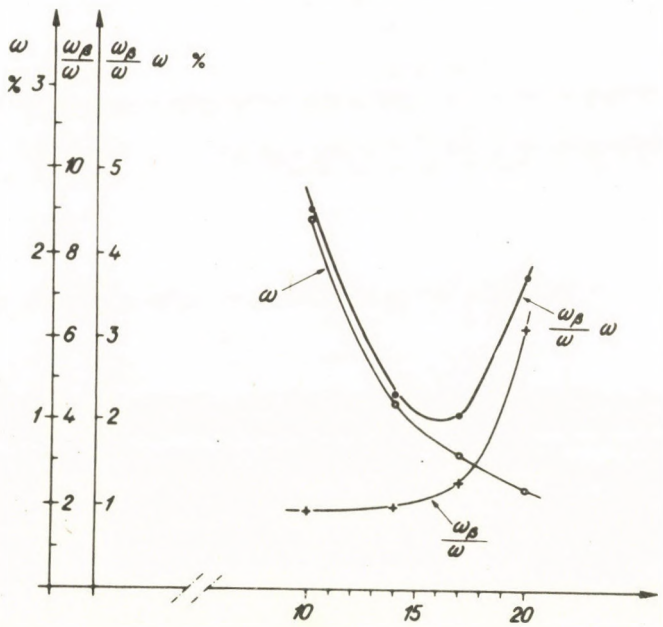



Fig.6. The variation of the solid angles /and their combinations/ as a function of the crystal- absorber distance /crystal-source distance 22,5 cm, crystal size 6,3 Ø x 5,1 cm and absorber thickness 1 cm/.

The scheme of our arrangement with a magnet and lead shield is given in Fig.7. and the photograph of the whole arrangement in Fig.8. The results, on the other hand can be seen in Fig.9.

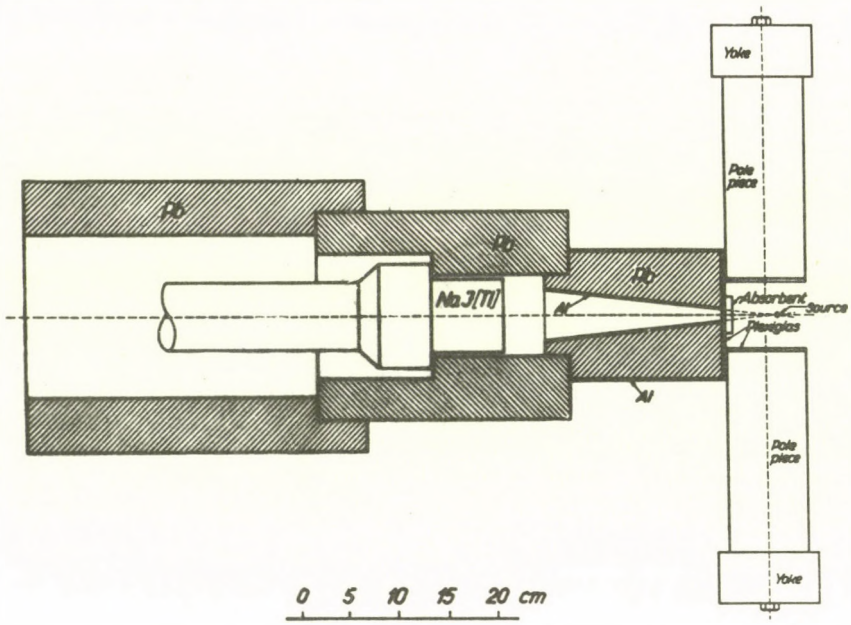



Fig.7. Cross-section of the experimental arrangement for the investigation of IB from $^{32}P$.

As it is shown, the agreement of the IB spectrum shape with the theory is better than about 6 per cent in a very broad range of energy if the magnetic deflection or the magnetic deflection and absorption methods are used together. The agreement is somewhat worse if the absorption method is applied alone.

From among our other earlier results on IB it is worth mentioning, even in such a short survey, those with $^{36}Cl$ *and* $^{55}Fe$. The last one is a pure electron capture decay, allowed transition The $^{36}Cl$ decays mainly by negative beta decay and only in 1.7 per cent by electron capture /the branching of positive beta decay was first determined by us and confirmed by American authors later/. Here, however, the IB accompanying electron capture was studied. The shape-factor plot for $^{55}Fe$ /Fig.10./ is the most precise one of those that have been published and it proves the correctness of the theoretical description of the phenomenon at electron capture within the fairly low limit of error in the bulk of the spectrum.

As regards the $^{36}Cl$ IB spectrum accompanying its electron capture decay, two significant results of our study can be mentioned. First of all, the non-existence of a predicted anomaly in the spectrum-shape has been stated within the limit of the fairly low experimental errors /see Fig.11./. Later the author of the theoretical work withdrew his prediction.

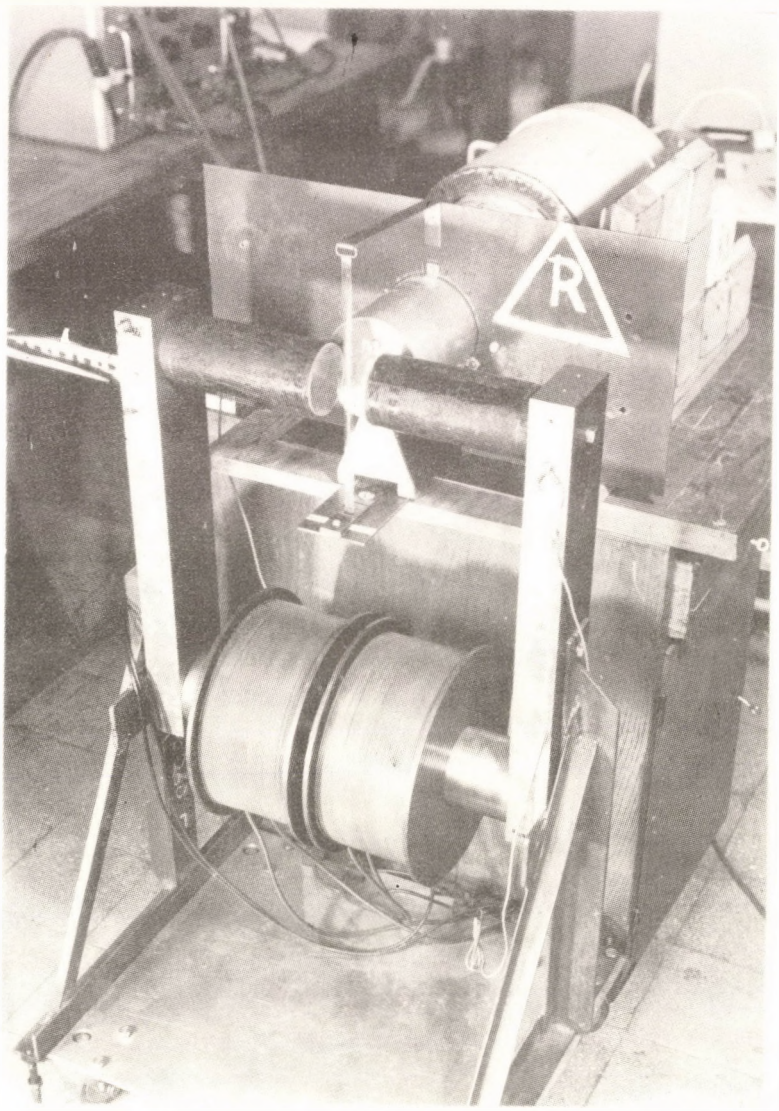


Fig.8. General view of the equipment for the study of the IB from $^{32}P$ /see the cross section of the arrangement in Fig.7./.

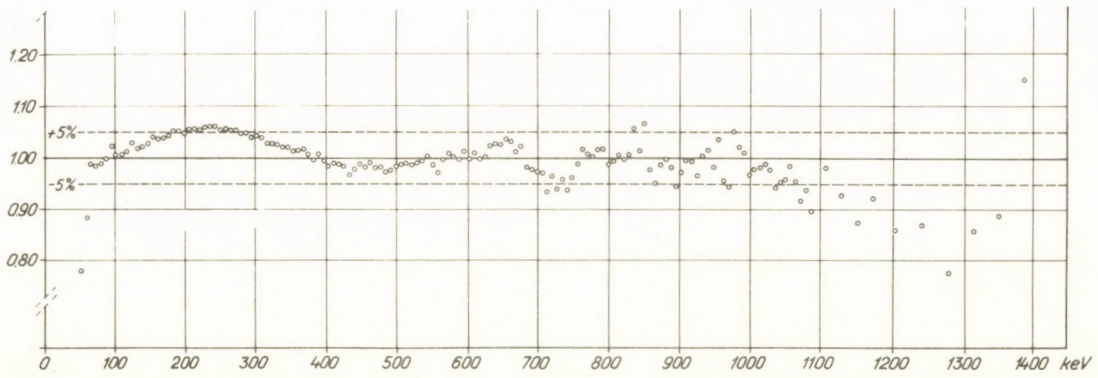



Fig.9. The ratio of the experimental and the converted theoretical IB spectrum in the function of the energy for $^{32}P$.

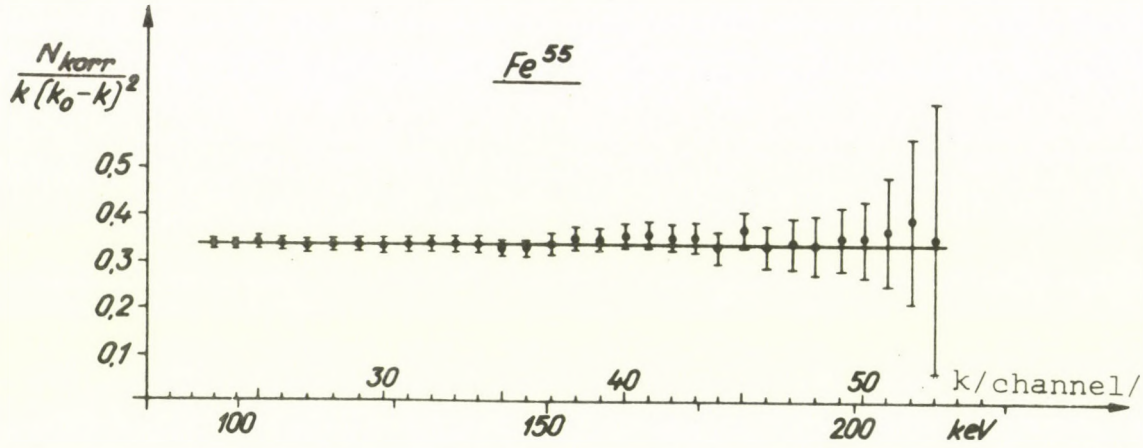



Fig.10. Spectrum shape factor plot for the internal bremsstrahlung due to the electron capture decay of $^{55}Fe$.

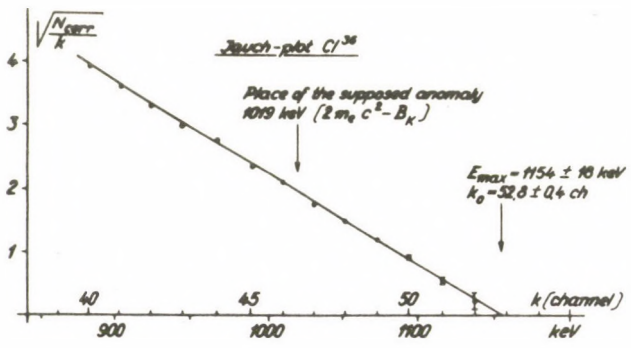



Fig.11. Jauch-plot for the internal bremsstrahlung accompanying the $^{36}Cl$ electron capture decay after all the necessary corrections.

The other interesting result is connected with the non-unique second forbidden nature of the transition. In this case, such a spectrum-shape is theoretically expectable that is different from the allowed one. However, as it can be seen in Fig.12., the experimental study gave a result with a completely allowed shape-plot. Swiss authors reproduced our results experimentally, but our final accuracy is higher and this observation has not been explained theoretically although a recent theoretical work has been devoted to this aim.

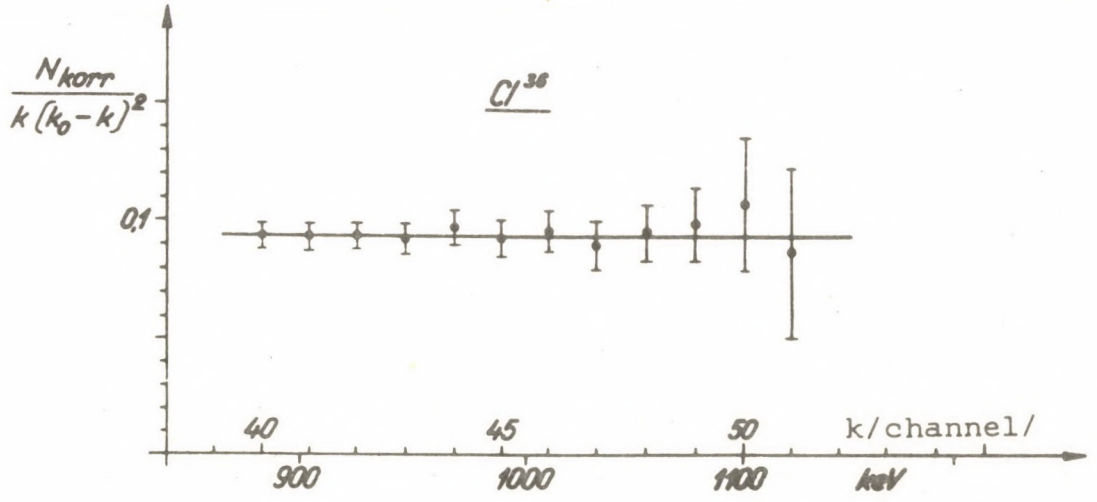



Fig.12. Spectrum shape factor plot for IB from the record forbidden decay of $^{36}Cl$.

In the following I should like to report on two recent studies in connection with IB. The paper on one of them is in print now, and that on the other is in preparation for publication.

## 3. Search for virtual electron capture

In the sixties Rose et al. predicted the possibility of virtual beta decay through one or more levels of the daughter nucleus energetically higher-lying than the decaying one if the direct transition is highly forbidden. The presence of such a transition results is an increase in the intensity of the IB spectrum near the end-point energy. Two experimental works have been published up till now to give experimental evidence for the phenomenon. One of them is on the $^{36}Cl$ and the other on the $^{59}Ni$ second forbidden electron capture decay. None of the two works, however gives convincing evidence for the existence of the virtual electron capture. In Schmorak's work on $^{59}Ni$ e.g. the value of the parameter characterizing the relative contribution of the virtual transition to the IB spectrum is smaller by one order of

magnitude than it was theoretically predicted, and at the some time, the parameter has a negative sign, which is rather unreasonable.

That is why we have undertaken the study of the IB spectrum from the decay of $^{59}$Ni using the Ge/Li/ detector techniques and a limestone low-background chamber as well as a detailed theoretical evaluation.

The corrected experimental spectrum was compared with three different theories, namely with the Cutkosky theory which does not take into account the Coulomb and the relativistic effects, with the Zon-Rapoport theory, in which these effects are included and with the theory taking into account the contribution from virtual electron capture. The comparison took place by fitting the theoretical curves by the help of computers and so obtaining the values of the parameters in the theories.

The Figure 13. shows the ratio of the experimental and theoretical distributions as a function of energy in the case of the different theories. As a first conclusion we can state that the fit is the best with the Rapoport-Zon theory, irrespective of the fact that only the IB-accompanying K-capture or the one accompanying the $K + L_I + M_I$ capture is taken into account. /$\chi^2$ is here 1.11 and 1.13, respectively/. The fit is better here than in the case of the virtual capture theory where $\chi^2$ is 1.62 and so the supposition of the virtual capture is not necessary to interpret our experimental data although we obtained a positive value for the parameter characterizing the relative contribution of the virtual transition to the spectrum, namely $X=0.00085^{+}_{-}0.00046$.

Additional results have also been obtained from the study as e.g. information on the matrix elements in the decay, a precise value for the total disintegration energy, but the most interesting is the observation of the annihilation peak in the plots in Fig.13. Here the positive beta decay has been observed and the electron capture - positron emission ratio has been estimated with a minimum end-point energy /51 keV/ in comparison to all the earlier studies.

Finally, I can mention that further theoretical calculations would be needed to take into account the Coulomb and the relativistic effects in the theory on virtual electron capture. I would also mention that the improvement of the experimental conditions is also in progress in our Institute and we should like to measure also the IB-X-ray angular correlation in a subsequent study.

## 4. Spectrum-shape of IB from $^{35}$S

Since the discovery of internal bremsstrahlung a great number of investigations have been carried out into the process. What is interesting in most of these is related to forbidden decays or allowed ones but with high log ft values /e.g. with $^{32}$P,

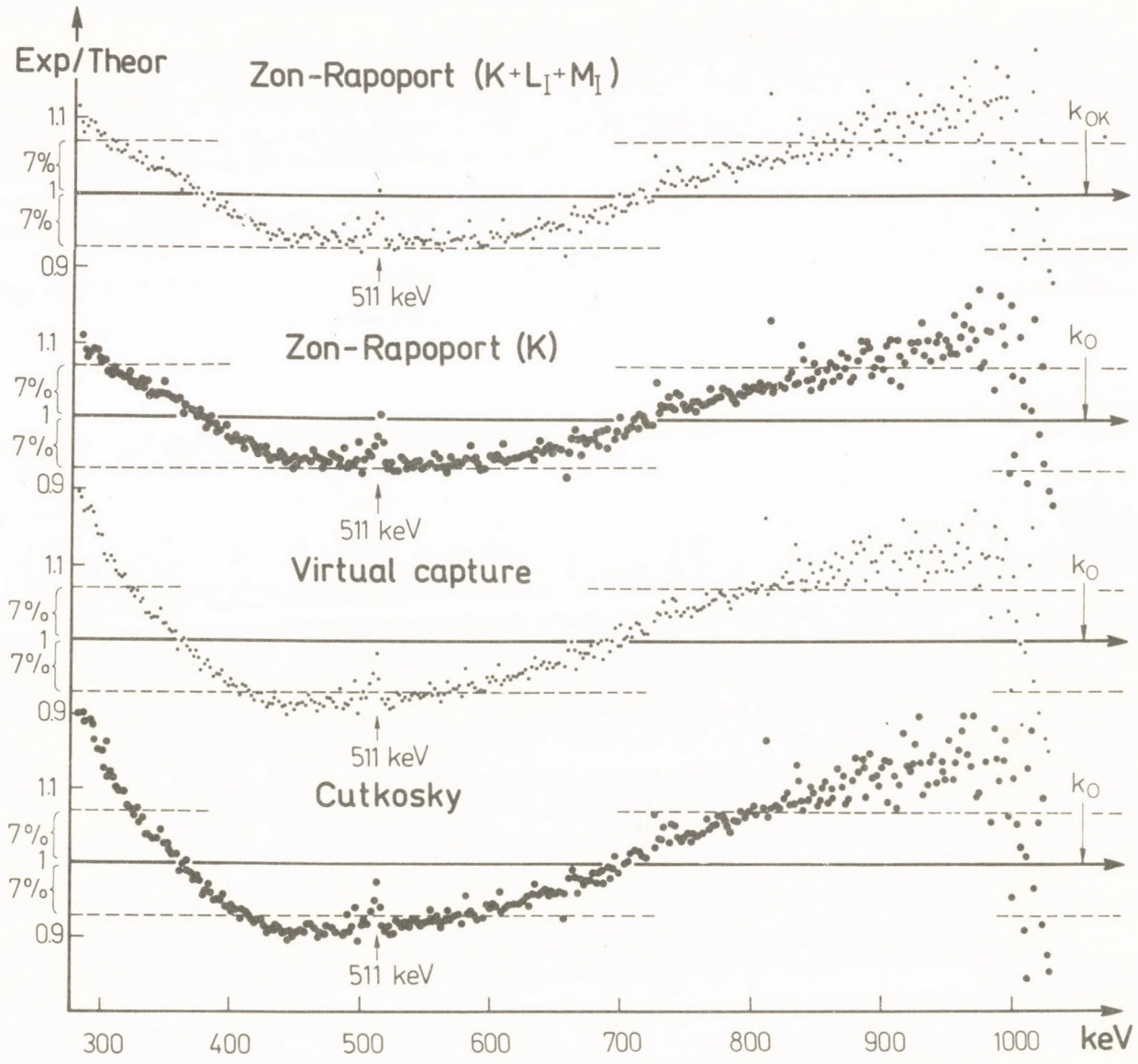



Fig.13. The ratio of the experimental and theoretical distribution for the internal bremsstrahlung spectrum of $^{59}$Ni. The theoretical spectra are taken with the parameters from the best fit to the experimental data.

where most studies were performed on IB, the log ft = 7.9/.

To clear up the real nature of IB, or to be more correct, to check our suppositions on the mechanism of the origin of IB, the most important studies are those that have been performed on allowed transitions, where the nuclear structure cannot be disturbing. For superallowed cases there are only two studies for $^{6}$He and $^{11}$C as we have seen, but they are not precise enough

because of the actual conditions. As regards the IB from allowed decays in general, only very few papers have been published and these are mainly concerned with $^{45}Ca$ and $^{35}S$. The precision of these studies, however is not very high.

A special magnet to eliminate the beta electrons and a whole set-up were constructed to study the IB spectrum from $^{35}S$ precisely. This was performed about two years ago and published at the beginning of this year. The cross-section of the magnet and the source holder can be seen in Figs.14. and the photograph of the whole arrangement in Fig.15.

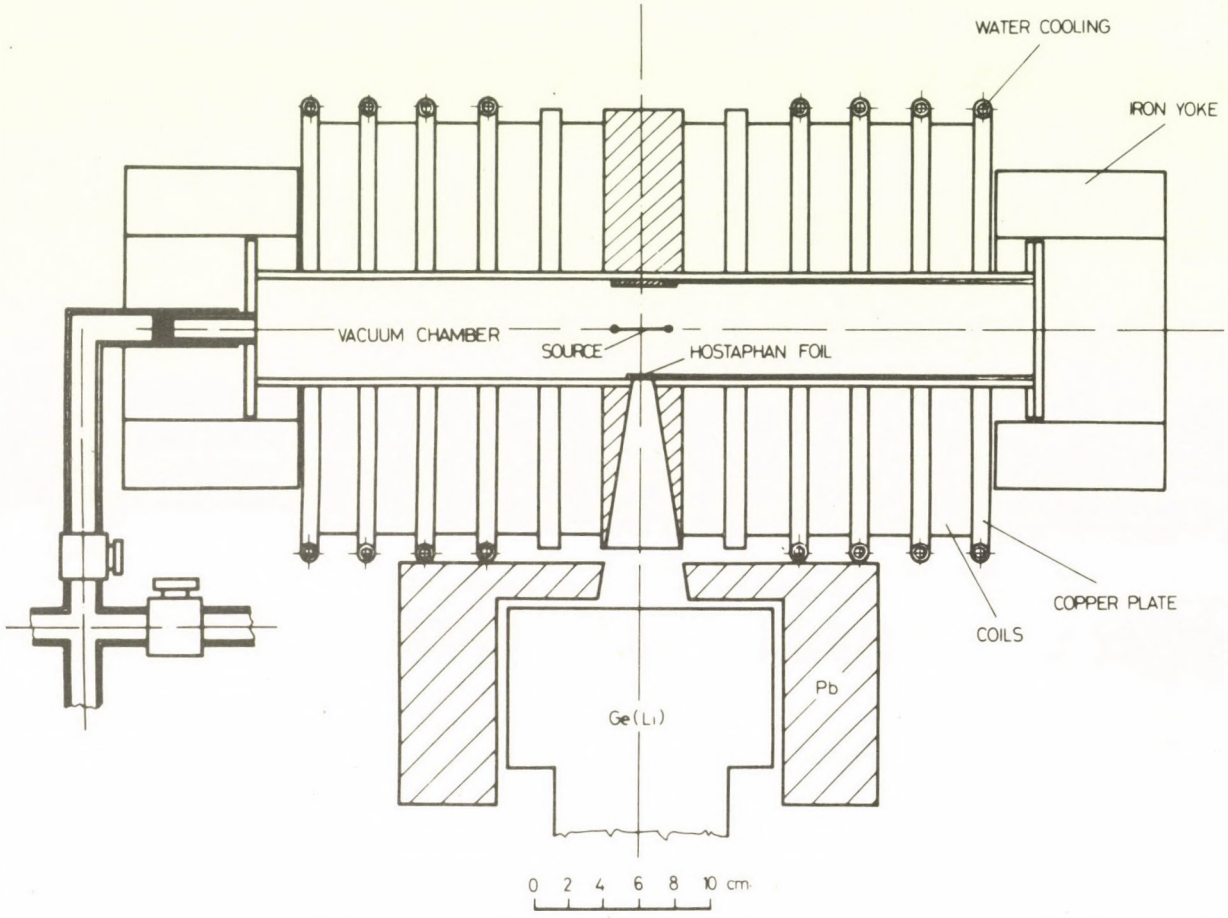



Fig.14. Cross section of the transport magnet, detector and vacuum chamber.

Though the investigation was fairly successful in the last month the measurements were repeated, using the experiences obtained in the former study. Here the absulute activity of the source has been determined with an accuracy better than 5 per cent and a special care was taken to prevent any dispersion of the activity before, during or after the measurements and also to check it carefully.

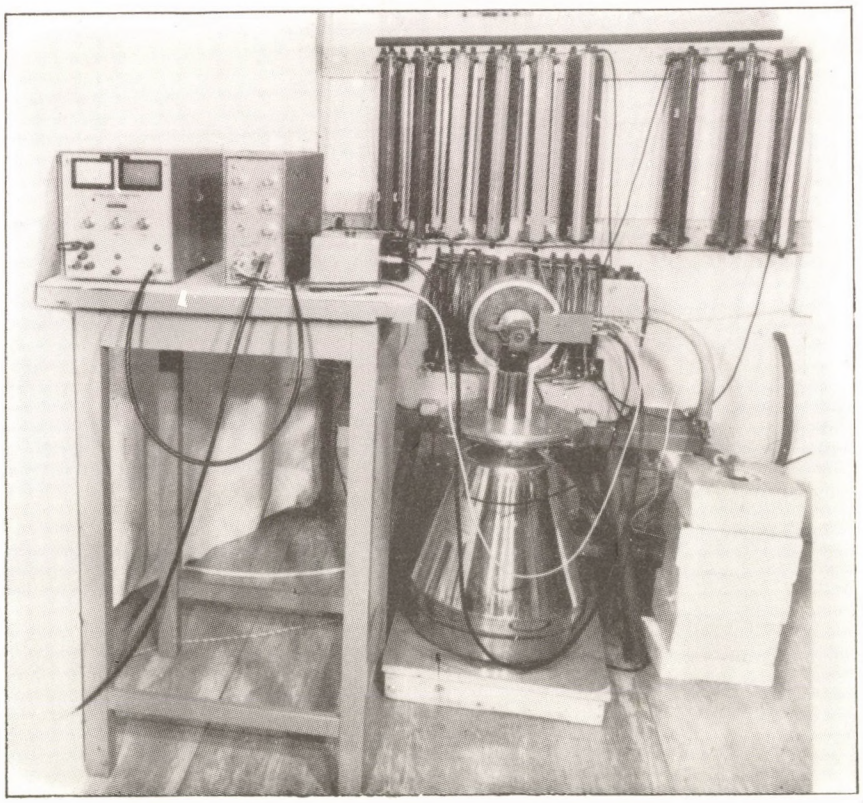


Fig.15. The photograph of the set-up for the study of IB from $^{35}S$ /see the cross--section of the arrangement in Fig.14./.

It should be mentioned here that for the IB of $^{35}S$ relatively the numerous and precise theoretical calculations are available which take into account, as far as possible precisely, the effect of the atomic electrons too. What is most important, the most precise separate calculations of Vin-Mau Gebhardt are in good agreement with each other.

In Fig.16. one can see the comparison of our experimental results with the theory outlined above. The disagreement is quite clear nearly along the whole spectrum outside the limits of error. It is especially interesting that the deviation from the theory is almost the same as was observed earlier by two Swedish authors, Starfelt and Svantesson using quite different techniques and having somewhat lower precision.

We may conclude that our concept on the origin of IB, namely that the IB is the result of the interplay of the weak and electromagnetic interactions in beta decay, might not be right on the whole, as also effects like that of the qualitatively predicted intermediate vector boson might have been taken into consideration at the present stage of the experimental possibilities.

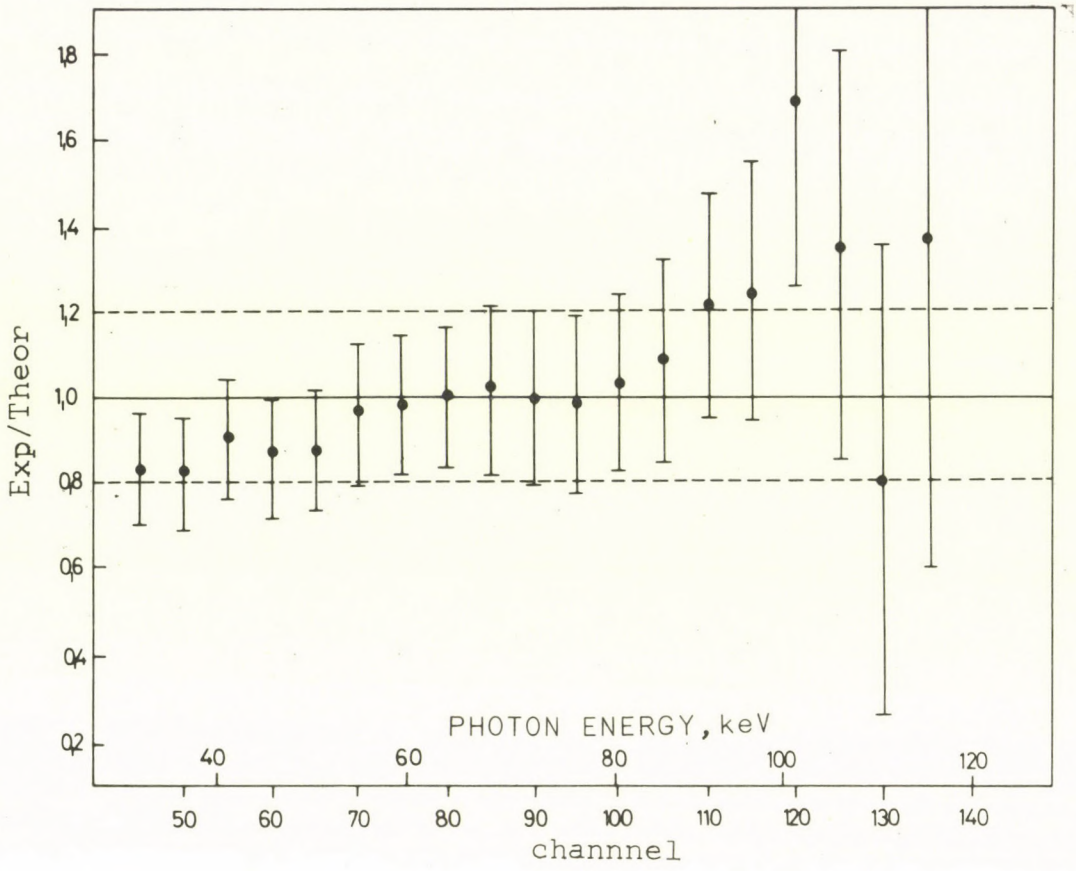



Fig.16. A comparison of our experimental data with the theory for the internal bremsstrahlung of $^{35}S$.

## 3. Concluding remarks

In the research surveyed in this talk a number of earlier and present collaborators of mine have taken part. May I mention here the name of Dr.D.Varga, Dr.E.Vatai, Dr.T.Scharbert, Dr.Cs.Ujhelyi, Dr.G.Hock, Dr.A.Ménes and Mr.S.Mészáros, but the list is far from being complete.

The efforts in connection with the IB phenomenon which I tried to summarize here shortly, form only one section of our earlier activities in the group. In addition to these nuclear-atomic processes such as electron capture, internal conversion, double ionization in electron capture have also been investigated and some decay schemes, too.

As regards the future, I have already mentioned some plans in connection with a further study on IB of $^{59}Ni$, but our research activity on IB process is nearly completed. There are new fields where we have been working for some time and already have some results and publications, such as the research of internal ionization by different charged particle bombardments and the modern field of electron spectroscopy, i.e. a field the establishers and the most excellent experts of which are working in Sweden.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 129-136

# AUFNAHME VON STRÖMUNGSPROFILEN IN ZENTRIFUGALTELLER-SEPARATOREN MIT EINEM AUTORADIOGRAPHISCHEN VERFAHREN *

TREUTLER, H.-CHR., FREYER, K.
Zentralinstitut für Isotopen-u.Strahlenforschung,
705 Leipzig

Es wird ein hier entwickeltes autoradiographisches Verfahren zur Aufnahme und Darstellung von Strömungsprofilen auf benetzten Oberflächen unter Einsatz von Radionukliden kurz beschrieben. Am Beispiel der Untersuchung von Strömungsverhältnissen in den Tellerzwischenräumen von Zentrifugaltellerseparatoren wird der praktische Einsatz dieses Verfahrens demonstriert. An zwei Separatoren wurden die Strömungsprofile und die Beaufschlagung der Teller aufgenommen. Die Vorteile des beschriebenen Verfahrens gegenüber bekannten Verfahren der Strömungsforschung werden anhand des Anwendungsbeispieles herausgearbeitet.

DETERMINATION OF STREAM PROFILES IN DISC SEPARATORS BY MEANS OF RADIOAUTOGRAPHICAL METHOD.
A newly developed radioautographical method to the mapping-out and the representation of streaming profiles on moistened surfaces with radionuclides is described. The practical application of this method is demonstrated by ivestigating streaming conditions in the spaces between the discs of disc separators. In two separators the streaming profiles and the loading of the discs were shot. The advantages of the described method compared with the former methods of streaming research are shown.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ТЕЧЕНИЯ В ТАРЕЛЬЧАТЫХ СКОРОСТНЫХ ЦЕНТРИФУГАХ АВТОРАДИОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ.
Описан авторадиографический метод для выявления и описания профиля течения на смоченных поверхностях с помощью радиоактивных изотопов. Практическое применение этого метода показано на примере исследования профилей течения в межтарелочном объеме тарельчатых скоростных центрифуг. В двух центрифугах были исследованы профили течений и нагрузка тарелок. Показаны преимущества опи-

* Presented at the Eighth Symposium on Autoradiography, Visegrád, /Hungary/ 5-9 May, 1975.

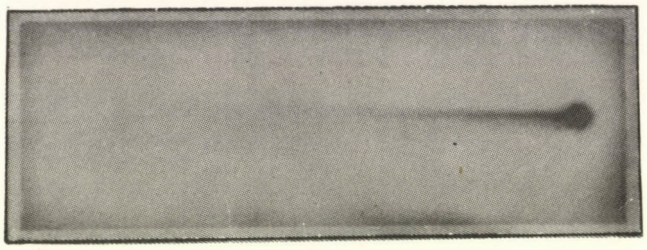


Abb.1. Strömungsfahne, aufgenommen auf einer längsangeströmten ebenen Platte.

Fig.1. Stream trace measured on a flat plate.

Рис.1. След течения на гладком подносе.

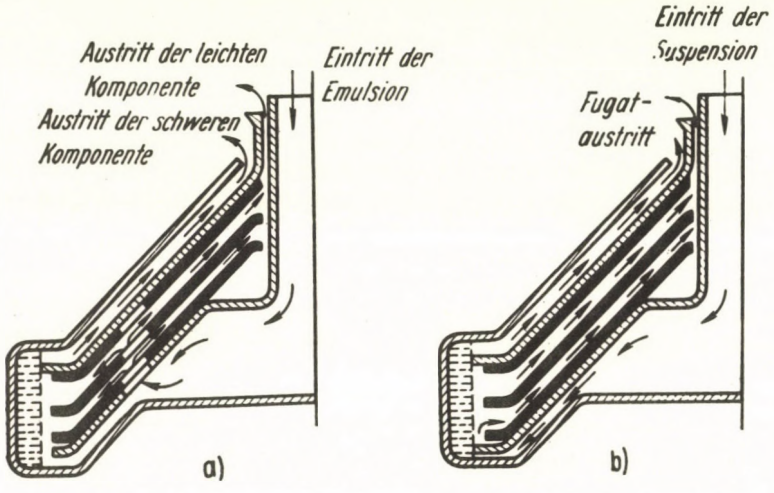



Abb.2. Schematische Darstellung der Arbeitsweise eines Tellerseparators
a/ Trennseparator; b/ Klärseparator.

Fig.2. Illustration of the principle of a disc separator
a/ Complete separation b/ Partial separation

Рис.2. Схема тарельчатой скоростной центрифуги
а/ Сепаратор отделения б/ Сепаратор очистки.

санного метода по сравнению с известными методами исследований течений.

## 1. Allgemeine Bemerkungen zum Verfahren

Des Problem des Stofftransportes, insbesondere des Transportes von Flüssigkeiten in chemischen Reaktoren, in Rohrleitungen, in Separatoren und in anderen Strömungsgefäßen, kommt eine wachsende Bedeutung zu. Zur Aufnahme und Abbildung von Strömungsprofilen auf benetzten Oberflächen wurde hier in den letzten Jahren [1] ein Verfahren methodisch entwickelt, das gleichzeitig mit einer großen Zahl von Meßpunkten auf der Oberfläche arbeitet, das während der Messung völlig unabhängig von äußerer Versorgung ist und das als Meßergebnis zweidimensionale Darstellungen der Strömungsprofile auf der Oberfläche liefert.

Die Oberfläche, auf der das Strömungsprofil aufgenommen werden soll, wird mit einer Ionenaustauscherfolie überzogen. Diese Ionenaustrauscherfolie wird hergestellt, indem eine selbstklebende Folie, z. B. Prenaband *, auf ihrer Klebeseite mit einem Kationenaustauscherharz mit Korngrößen unter 100 µm bestäubt wird. Auf diese ionenaustauschfähige Schicht werden an strömungstechnisch interessanten Stellen Tröpfchen einer wäßrigen Lösung von mit Nickel-63 markiertem Nickelsulfat($^{63}NiSO_4$) aufgetragen und das Wasser eingedunstet. Diese präparierte Folie wird mit Filmklebelack ORWO-A 980 auf die zu untersuchende Oberfläche aufgezogen. Setzt man eine solche Anordnung einer Wasserströmung aus, so wird das Nickel-63-Sulfat in dem Wasser gelöst und entsprechend der Strömungsrichtung und der Strömungsgeschwindigkeit über die Ionenaustauscherschicht transportiert. Der größte Teil der Nickel-63-Ionen wird hinter der Austragungsstelle ( Startpunkt ) von der Ionenaustauscherschicht wieder gebunden. Auf diese Weise entstehen nach wenigen Minuten Strömungszeit in Strömungsrichtung verlaufende Aktivitätsverteilungen in der Ionenaustauscherschicht. Diese Aktivitätsverteilung wird kontaktautoradiographisch abgebildet. Die von den Startpunkten ausgehenden Aktivitätsverläufe werden im Autoradiogramm als in Strömungsrichtung zeigende Schwärzungsverläufe ( Strömungsfahnen ) dargestellt ( Bild 1 ).

## 2. Untersuchungen an Zentrifugaltellerseparatoren

Dieses Verfahren wurde zur Aufnahme von Strömungsprofilen in den Tellerzwischenräumen von Zentrifugaltellerseparatoren eingesetzt, weil hier infolge der hohen Drehzahlen des Tellerpaketes und wegen des geschlossenen Aufbaues der Separatoren bekannte Strömungsmeßverfahren nicht oder nur bedingt einsetzbar sind. Zentrifugaltellerseparatoren sind Flüssigkeitsseparatoren, bei denen die Strömung in einer Trommel durch konische Einsätze, sogenannte Teller, in dünne Schichten geteilt wird [2]. Die zu zentrifugierende Flüssigkeit wird an die Peripherie der Teller geführt (Bild 2 b) , von wo sie sich durch die Teller-

* Hersteller: VEB Isofol, Leipzig

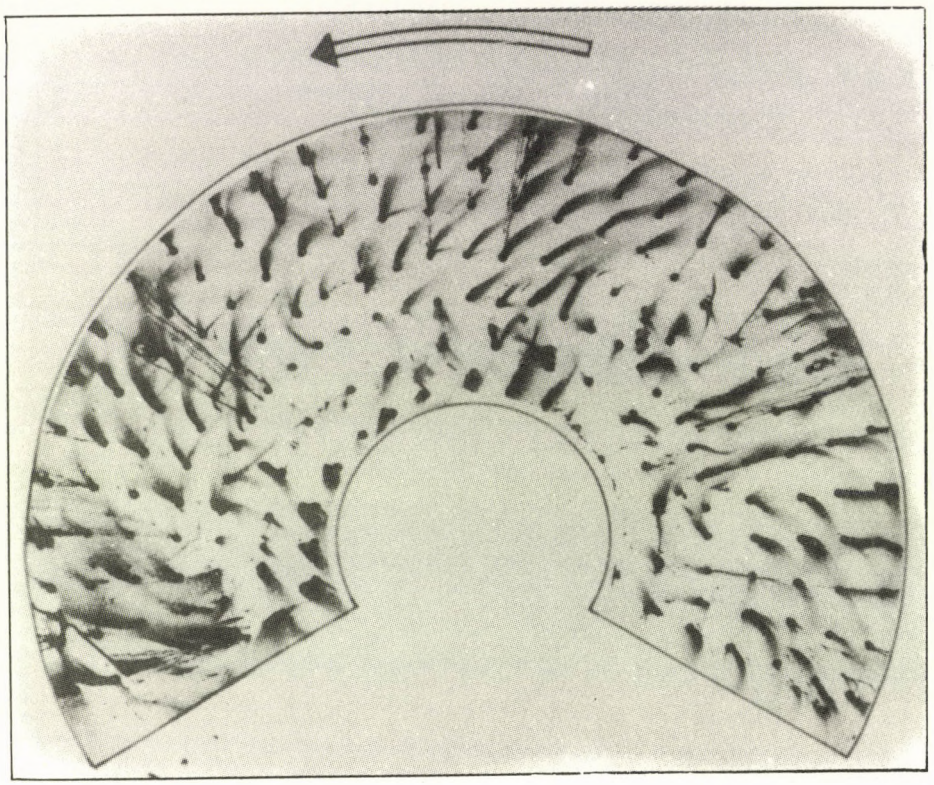


Abb.3. Strömungsprofil auf der Tellerinnenfläche eines Modellseparators ohne Distanzstege.

Fig.3. Stream profile on the internal surface of a model separator without distance-sheets between the discs.

Рис.3. Профиль течения на поверхности тарелки модельного сепаратора без перекладин дистанции.

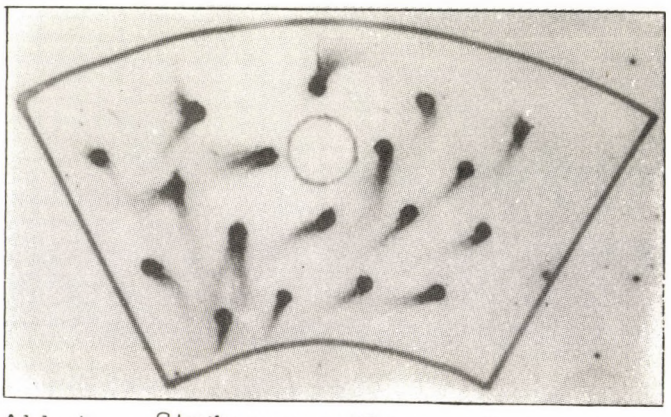


Abb.4. Strömungsprofil auf der Tellerinnenfläche eines Tellerseparators LAPX 202 mit Distanzstegen.

Fig.4. Stream profile on the internal surface of a separator LAPX 202 with distance-sheets between the discs.

Рис.4. Профиль течения на поверхности тарелки сепаратора LAPX 202 с перекладинои дистанции.

zwischenräume zur Trommelachse bewegt oder an Kanäle geleitet wird, die durch Öffnungen in den Tellern gebildet werden (Bild 2 a). Es sollte mit dem Verfahren untersucht werden, wie das Strömungsprofil unmittelbar über der Telleroberfläche beschaffen ist und wie die Beaufschlagung der Teller, das ist die pro Flächeneinheit und Zeiteinheit über die Telleroberfläche geströmte Flüssigkeitsmenge, verläuft.

## 2.1. Aufnahme von Strömungsprofilen

Die Ausbildung und der Verlauf der Strömungsprofile auf der Telleroberfläche wurde an zwei Zentrifugaltellerseparatoren untersucht:

- Modellseparator der Technischen Hochschule "Otto v. Guericke", Magdeburg, Sektion Apparate und Anlagenbau* ,

- Tellerseparator ALFA LAVAL, Typ LAPX 202.

Mit einer Schablone wurden die Ionenaustauscherfolien so geschnitten, da sie auf die Innenflächen der Separatorteller paßten. Auf der äußeren Telleroberfläche bestand infolge der hohen Zentrifugalkräfte die Gefahr, daß sich die Folien vom Teller lösen oder Ionenaustauscherkörnen abgetragen werden. Mit Hilfe einer Matrixschablone konnten die Startpunkte an den strömungstechnisch interessanten Stellen auf die Folien aufgetragen werden. Die präparierten Ionenaustauscherfolien wurden auf die Teller aufgezogen und das Tellerpaket zusammengesetzt. Nachdem der Separator die entsprechende Drehzahl erreicht hatte, strömte das Wasser 10 min durch die Tellerzwischenräume. Erst nach der vollständigen Entleerung wurde der Separator abgetrennt, weil sich bei Verringerung der Drehzahl auch die Strömungsverhältnisse ändern würden. Die feuchten Ionenaustauscherfolien konnten nach dem Zerlegen des Tellerpaketes von den Tellern abgezogen und getrocknet werden. Die Aufnahme der Autoradiogramme erfolgte auf ORWO-AF3-Film mit einer Expositionszeit von 14 d.
Bild 3 zeigt das Strömungsprofil in dem Modellseparator, aufgenommen mit folgenden Parametern:

| | |
|---|---|
| - Drehzahl: | 6000 $min^{-1}$ , |
| - Höhe des Tellerzwischenraumes: | 0,9 mm, |
| - Durchflußrate je Tellerzwischenraum: | 6 1/h, |
| - Durchmesser des Tellerpaketes: | außen: 25 cm<br>innen: 8 cm. |

Gegenüber den vier Eintrittsöffnungen ist aus der Form der Strömungsfahnen eine Drehbewegung des Wassers zu erkennen. Außerhalb dieser Gebiete bildet sich ein gleichmäßiges Strömungsfeld aus, in dem die Strömungsrichtung zur Peripherie des Tellers zeigt, aber deutlich hinter der Rotation des Tellerpaketes zurück-

---

* Herrn Dipl.-Ing. Behns, TH Magdeburg, sei an dieser Stelle für seine Unterstützung bei der Durchführung der Versuche herzlich gedankt.

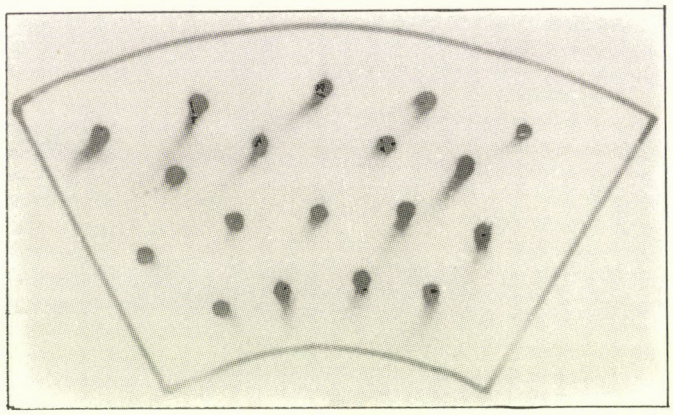


Abb.5. Strömungsprofil auf der Innenfläche des Separatordeckels eines Tellerseparators LAPX 202.

Fig.5. Stream profile on the internal surface of the separator lid of the disc-separator LAPX 202.

Рис.5. Профиль течения на внутренней поверхности крышки сепаратора LAPX 202.

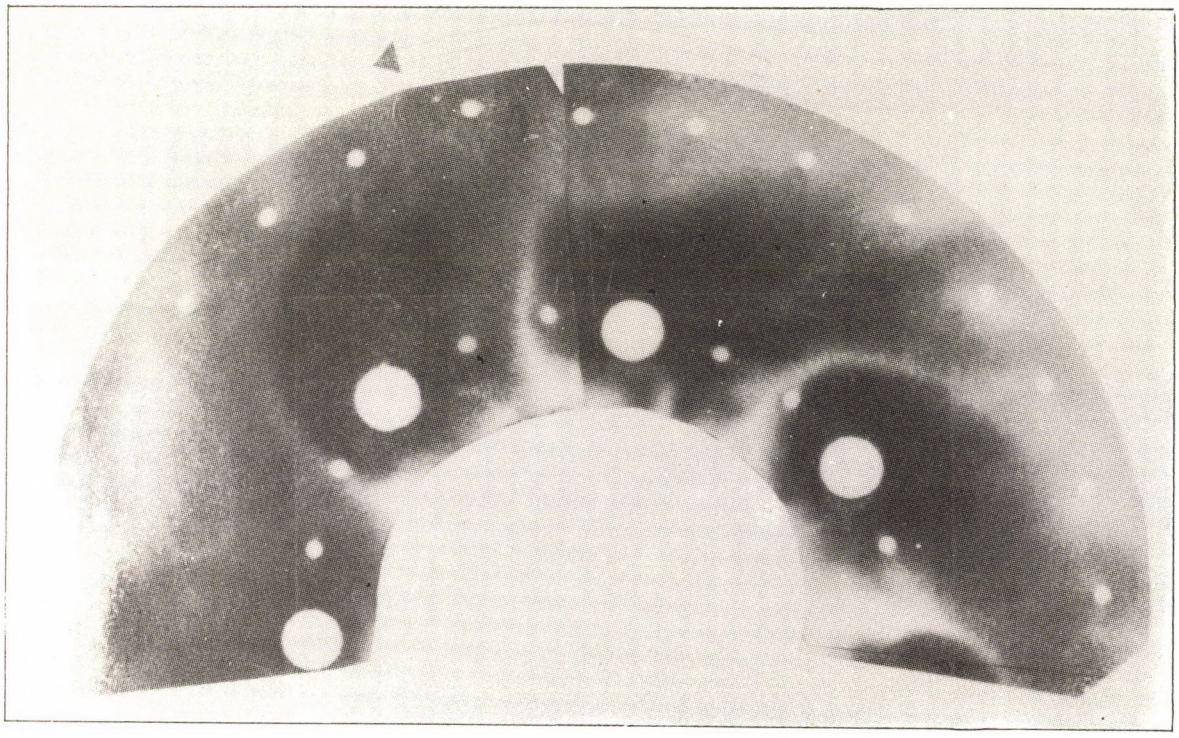


Abb.6. Fig.6. Рис.6.

bleibt. Von einigen Startpunkten gehen dünne, dunkle Spuren aus, die radial nach außen verlaufen. Das sind Ionenaustauscherkörner aus den Startpunkten, die durch die hohe Zentrifugalkraft aus den Startpunkten gedrückt werden und über die Telleroberfläche nach außen wandern. Diese Spuren sind von den Strömungsfahnen sicher zu unterscheiden und verfälschen nicht die Bildinformation. In den Bildern 4 und 5 sind Strömungsprofile dargestellt, die im Tellerseparator LAPX 202 aufgenommen wurden. In diesem Separator ist der Tellerzwischenraum durch Distanzstege in vier Kammern getrennt, die strömungstechnisch einzeln betrachtet werden können. Deshalb genügte es hier, das Strömungsprofil in einer dieser Kammern zu untersuchen. Das Profil in Bild 4 gibt die Drehbewegung um die Eintrittsöffnung wieder und demonstriert die Wirkung der Distanzstege, die die relativ zum Separatorteller zurückbleibende Flüssigkeit aufhalten und nach außen und innen abdrängen. Bild 5 zeigt das Strömungsprofil auf der Innenseite des Separatordeckels, über die das Wasser zur Rotationsachse strömt. Die Versuchsparameter waren:

- Drehzahl: 4000 $min^{-1}$,
- Höhe des Tellerzwischenraumes: 1,3 mm,
  Durchflußrate: 10 l/h,
- Durchmesser des Tellerpaketes: außen: 21 cm,
  innen: 10 cm.

## 2.2. Darstellung der Beaufschlagung von Einzeltellern

Für die Untersuchungen zur Beaufschlagung der Separatorteller wurde eine etwas veränderte Versuchsdurchführung gewält. Die inneren Telleroberflächen des Tellerpaketes wurden mit einer Ionenaustauscherfolie überzogen, die nicht mit Startpunkten präpariert war. Durch das Belegen der gesamten Tellerinnenfläche mit der Folie lagen die Distanzstücke, die den Abstand der Teller voneinander gewährleisten, auf der Folie, ohne den Tellerzwischenraum einzuengen.
Nachdem der Separator seine Nenndrehzahl von 6000 $min^{-1}$ erreicht hatte, wurde er mit Wasser 5 min lang eingefahren. Dabei baute sich das stationäre Strömungsfeld in den Tellerzwischenräumen auf und die Ionenaustauscherschicht wurde gequollen. Nach dieser Einlaufzeit wurde der Separator 5 min im Kreislauf mit radioaktiv markiertem Wasser (400 $\mu Ci/l^{63} NiSO_4$) betrieben. Anschließend wurde der Separator mit destilliertem Wasser gespült.
Entsprechend der Beaufschlagung der Teller ist die Ionenaustauscherfolie mehr oder weniger mit Nickel-63-Ionen beladen worden. Die Autoradiogramme zeigen das Bild einer zur Peripherie gerichteten, der Drehrichtung entgegengesetzt verlaufenden Belegung um die Eintrittsöffnungen (Bild 6 ).
Die hellen Kreise sind die Stellen, auf denen die Distanzstücke gelegen haben. Die Strömungsverläufe, die um jede Eintrittsöffnung entstanden sind, sind deutlich voneinander durch helle Gebiete, das sind Gebiete mit geringerer Beaufschlagung, getrennt. Diese Darstellungen bestätigen die von Zolotin [3] und Surkov [4] stroboskopisch an durchsichtigen Modellseparatoren beobachteten Strömungserscheinungen.

## 3. Besonderheiten des angewandten Verfahrens

Anhand der beschriebenen Untersuchungen sollten die Vorteile, die der Einsatz des autoradiographischen Verfahrens zur Aufnahme und Darstellung von Strömungsprofilen auf benetzten Oberflächen bietet, an einem speziellen Beispiel anschaulich demonstriert werden. Sie sind im folgenden nochmals kurz zusammengefaßt.
Durch die große Zahl von Meßpunkten auf der untersuchten Oberfläche, die entsprechend dem Ziel der Untersuchungen frei auf der Fläche verteilt werden können, besitzen die Meßergebnisse, das sind die Autoradiogramme der Aktivitätsverteilung auf der Oberfläche, einen hohen Informationsgehalt.
Die Meßanordnung Radionuklid-Ionenaustauscher ist während der Messung völlig unabhängig von äußerer Versorgung. Dadurch ist dieses Verfahren auch dort anzuwenden, wo durch die Konstruktion des Strömungsgefäßes oder infolge anderer Versuchsbedingungen keine Verbindung zwischen Strömungsmedium und Umgebung möglich ist. Darüber hinaus stellt die Meßanordnung einen Informationsspeicher dar, so daß zwischen dem Strömungsversuch und der Aufnahme der Meßergebnisse durch die autoradiographische Abbildung der Aktivitätsverteilung auf der Ionenaustauscherfolie längere Wartezeiten liegen können.
Das Verfahren liefert als Meßergebnis direkt eine zweidimensionale bildhafte Darstellung der Strömungsprofile, die der üblichen Darstellung von Strömungsfeldern mit Stromlinien entsprechen. Dadurch ist eine übersichtliche und geordnete Auswertung der Meßergebnisse möglich.

Literatur:


[1] Treutler, H.-Chr.; Freyer, K.; Hartmann, G.;
Ein autoradiographisches Verfahren zur Aufnahme von Strömungsfeldern in Grenzschichten; Isotopenpraxis 10 (1974) 179.

[2] Sokolow, W. J.; Moderne Industriezentrifugen ; VEB Verlag Technik, Berlin 1971.

[3] Золотин, Й.П. ; Движение молока в межтарелочном пространстве барабана сепаратора.
Пищевая промышленность №.7 (1964) 7.

[4] Шурков, Б.Д. ; Об автоматическом регулировании распределения жидкости в барабане сепаратора,
Малочная промышленность № 8 (1958) 37.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 137-142

# EIN BEITRAG ZUR SYSTEMATIK AUTORADIOGRAPHISCHER UNTERSUCHUNGEN UND ZUM AUFBAU EINER DATEI AUTORADIOGRAPHIE *

H. BAUMBACH, K. FREYER, D. FISCHER, S. KÖHLER

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung

In Fortsetzung der Diskussionen um eine abgestimmte Systematik autoradiographischer Untersuchungen und zum Aufbau einer Datei Autoradiographie werden experimentelle Ergebnisse der Bestimmung von Maximalschwärzungen und von Strahlungsfluenzen, die zur Schwärzung S = 1 bei den Autoradiographiefilmen ORWO AF 3, AF 4, TF 14 und KODAK AR 10 unter Verwendung geeichter Flächenpräparate der Radionuklide Ni-63, S-35, Pm-147, Co-60, Zn-65, Cs-137, Te- 27, Sb-124 und As-76 führen, mitgeteilt.

CONTRIBUTION TO THE SYSTEMATIZATION OF AUTORADIOGRAPHIC INVESTIGATIONS AND TO THE SETTING UP OF A DATA FILE ON AUTORADIOGRAPHY.
In continuation of the discussion about the harmonized systematization of autoradiographic investigations and the establishment of a data file on autoradiography our experimental results of the evaluation of maximum blackenings and irradiation fluences (leading to a density of S = 1 for the autoradiographic films ORWO AF 3, AF 4, TF 14 and KODAK AR 10 by using calibrated sheet preparations of the nuclids Ni-63, S-35, Pm- 47, Co-60, Zn-65, Cs-137, Te-127, Sb-124 and As-76,) are described.

ВКЛАД И ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ СИСТЕМАТИКИ АВТОРАДИОГРАФИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И КОЛЛЕКЦИИ ДАННЫХ "АВТОРАДИОГРАФИЯ".
В продолжении дискуссии о согласованной систёматике авторадиографических исследований и коллекции данных "авторадиографии" сообщаются экспериментальные результаты определения максимальной плотности почернения и плотности излучения, приводящие к почернению S = 1 у авторадиографических плёнок ORWO AF 3, AF 4,TF 14 и KODAK AR 10 при применении калиброванных поверхностных препаратов Ni-63, S-35, Pm-147, Co-60, Zn-65, Cs-137, Te-127, Sb-124 и As- 76.

* Presented at the Eighth Symposium on Autoradiography, Visegrád, /Hungary/ 5-9 May, 1975.

## Einleitung

In den letzten Jahren, insbesondere seit den Diskussionen anläßlich des VI. Internationalen Symposiums Autoradiographie 1972 in Potsdam und seinen Folgeveranstaltungen wurden die Bemühungen verstärkt, eine Systematik autoradiographischer Untersuchungen abzustimmen und eine Datei Autoradiographie aufzubauen [1]. Beiträge dazu wurden unter Interessenten ausgetauscht und sollen mit der Übergabe von Schwärzungskurven, die den Zusammenhang von Schwärzung hier verwendeter Autoradiographiefilme und auf den getroffener Strahlungsfluenz (Exposition) wiedergeben, ergänzt werden.

## 1. Zusammenhang von Schwärzung und Exposition

Für den Zusammenhang der Schwärzung S auf einem autoradiographischen Film und der Exposition $E_T$, dem Produkt von auf den Film getroffener Strahlungsflußdichte und Expositionsdauer gilt für ionisierende Strahlung, insbesondere für Betastrahlung, die bei der Kontaktautoradiographie in der überwiegenden Mehrzahl aller Fälle die Hauptkomponente zur Autoradiogrammerzeugung liefert gilt

(1) $S(E_T) = \hat{S} \cdot (1 - \exp(-KE_T))$, der in Abb.1 dargestellt ist.

Dabei bezeichnet $\hat{S}$ die Maximalschwärzung der Photoemulsion.

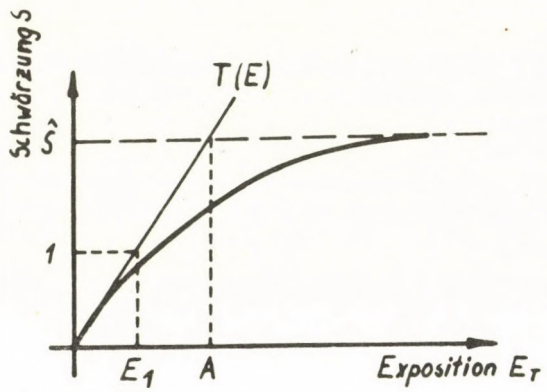



Abb.1. Schematische Darstellung einer Schwärzungskurve.

Fig.1. Scheme of a density curve.

Рис.1. Схематическое изображение кривой почернения.

Daraus ergibt sich die Tangente $(T)(E_T)$ an $S(E_T)$ im Punk $E_T = 0$ zu

$$\left(\frac{d\,S(E_T)}{d\,E_T}\right)_{E=0} = \frac{\hat{S}}{A} = \frac{T(E_1)}{E_1} \qquad \text{und für kleine } E_T$$

$$\frac{T(E_T)}{E_T} \simeq \frac{S(E_T)}{E_T} .$$

Mit $\left(\frac{d\,S(E_T)}{d\,E_T}\right)_{E=0} = \frac{1}{E_1}$ und der Differentialgleichung

$$\frac{1}{k} \cdot \frac{d\,S(E_T)}{d\,E_T} + S(E_T) = S, \quad \text{welche die Gl.1 erfüllt, wird}$$

für $S(0) = 0$

$$k = \frac{1}{\hat{S} \cdot E_1} .$$

Praktisch heißt das, aus den Werten $\hat{S}$ und $E_1$, der Exposition, die zum bis $S = 1$ verlängerten geradlinigen Teil der Schwärzungskurve gehört, wird k ermittelt. Damit ist durch Gl.(1) der Verlauf der Abhängigkeit der Schwärzung S von der Exposition über den gesamten Wertebereich gegeben.

Die Halogensielberemulsion ist ein dosisproportionaler Detektor. Deshalb haben Schwärzungskurven für Radionuklide verschiedener mittlerer Betastrahlungsenergie unterschiedlichen Verlauf. Energiearme Strahlung vom H-3 oder Ni-63 erreicht nur den oberen Teil der Emulsion, "härtere" Betastrahlung wie die des As-76 durchdringt zum großen Teil die Emulsion.
Hier wird daher für eine Reihe von Radionukliden unterschiedlicher mittlerer Betastrahlungsenergie $\bar{E}_\beta$ MeV die Teilchenfluenz $E_1$ angegeben.

## 2. Experimentelle Ermittlung der Parameter $\hat{S}$ und $E_1$

Daten hier verwendeter Folienpräparate aus Alginsäureester, Polyvenylalkohol und Epoxidharz sind in Abb.2 zusammengestellt. Die Sb-124- und As-76-Flächenpräparate bestanden aus dotierten und neutronenaktivierten Si-Scheiben. Die Schwankung der Flächenaktivität über das gesamte Präparat lag jeweils unter 2 %.

| Nuklid | $Ni^{63}$ | $S^{35}$ | $Pm^{147}$ | $Co^{60}$ | $Zn^{65}$ | $Cs^{137}$ | $Te^{127}$ | $Sb^{124}$ | $As^{76}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\bar{E}_\beta$(MeV) | 0,0175 | 0,0486 | 0,070 | 0,0947 | 0,141 | 0,192 | 0,230 | 0,370 | 1,079 |
| $E_T(cm^{-2}min^{-1})$ x$10^6$ | 130 | 2,4 | 16 | 12 | 0,03 | 37 | 1,6 | 0,4 | 0,8 |
| d(µm) | 22 | 6 | 50 | 20 | 70 | 195 | 40 | 200 | 200 |

Abb.2. Zusammenstellung von Daten hier verwendeter Flächenpräparate : $\bar{E}_\beta$ mittlere Betastrahlung energie in MeV; $E_T$ Teilchenflußdichte in Anzahl der Betateilchen pro $cm^2$ und min; d Präparatedicke in µm.

Fig.2. Compilation of data about the sheet preparations used here: $\bar{E}_\beta$ medium beta irradiation energy in MeV; $E_T$ Flux density in number of beta particles per $cm^2$ and min; d preparation thickness in µm.

Рис.2. Составление данных примененных поверхностных препаратов: $\bar{E}_\beta$ Средняя энергия β-излучения в МеВ; $E_T$ Плотность потока частиц в количестве β-частиц на $cm^2$ в минуту; d Толщина препарата в µм.

Die vom Präparat emittierte Teilchenzahl pro Zeiteinheit wurde vom Amt für Standardisierung, Meßwesen und Warenprüfung der DDR mit einem $2\pi$ Proportional-Durchflußzähler ermittelt.

Die Flächen der Präparate sind planimetrisch bestimmt worden. Die Schwärzungswerte wurden mit einem Zeiss-Schnellphotometer G II (Vergrößerung von Objektiv und Projektiv 10 fach, Spaltgröße 0.07 x 0,40 $mm^2$) gemessen. Das entspricht der bei der Auswertung von Autoradiogrammen üblichen Praxis, jedoch nicht den z.B. in der Filmindustrie üblichen Schwärzungsdefinitionen. Um in den verschiedenen Laboratorien feste Bezugspunkte für das Arbeiten u.a. mit den in Abb.3 angegebenen Daten zu ermöglichen, wurden ein Sr-Y-90-Standard-Flächenpräparat und ein Schwärzungskeil nach TGL 16150 mitgeliefert.

Die oben beschriebenen Präparate verschiedener Radionuklide wurden wiederholt und in einer geeigneten Staffelung der Expositionsdauer in Kontakt mit einer Reihe von Autoradiographiefilmen gebracht, die einheitlich in ORWO T 11 5 min bei 20 °C entwickelt wurden. Aus der Zuordnung von Schwärzungswerten und

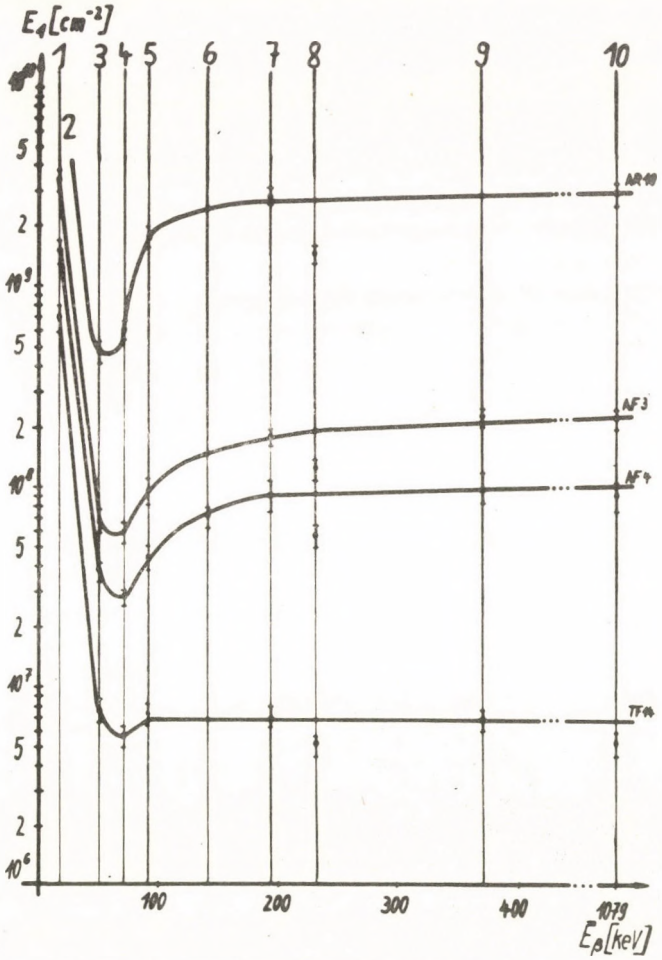



Abb.3. Abhängigkeit der auf linearen Verlauf der Schwärzungskurve extrapolierten Exposition $E_1$ (Anzahl der Beta-teilchen . $cm^{-2}$) für die Schwärzung S = 1 auf den Autoradiographiefilmen ORWO TF 14, AF 4, AF 3 und Kodak AR 10 von der mittleren Betastrahlungsenergie $\bar{E}_\beta$(MeV) für die in Abb.2 aufgezählten Radionuklide und bei einer Entwicklung von 5 min in ORWO T 11 by 20 °C.

Fig.3. Dependence of exposition $E_1$(number of beta particles per $cm^2$) extrapolated on the liniar course of the blackening curve for the blackening of S = 1 on the autoradiographic films ORWO AF 3, AF 4, TF 14 and KODAK AR 10 upon the medium beta radiation energy $\bar{E}_\beta$(MeV) for the nuclids listed in fig.2. with developing time of 5 min in ORWO T 11 at 20 °C.

Рис.3. Зависимость экстраполированной к линейной зависимости кривой почернения экспозиции $E_1$(число β-частиц $см^{-2}$)для почернения S=1 на авторадиографических плёнках ORWO AF 3, AF 4, TF 14 и KODAK AR 10 от средней энергии 9-излучений $\bar{E}_\beta$(MeV). Для измерений взяты радиоизотопы, приведенные на рис.2. Время проявления 5 минут в ORWO T 11 при 20 °C.

Teilchenfluenz ergaben sich Schwärzungskurven und daraus die Werte $E_1$.

Zur Bestimmung von $\hat{S}$ wurden die Filme bis zum einhundertfachen der Dauer exponiert, bei der keine meßbare Schwärzungserhöhung auftrat. Die Photozelle am Schnellphotometer ist durch einen Photosekundärelektronenvervielfacher ersetzt worden, um Schwärzungen bei S = 7 messen zu können. Ein Stapel aus Filmen der Schwärzung S = 2 gab Anschlußwerte für S = 4 und S = 6.

S wurde für die Autoradiographiefilme ORWO TF 14 und Kodak AR 10 zu 6,4, für ORWO AF 4 zu 6,1 und für ORWO AF 3 zu 5,6 gemessen.

In Abb.3 ist $E_1$, die auf linearen Verlauf der Schwärzungskurve extrapolierte Exposition für die Schwärzung S = 1, als Funktion der mittleren Betastrahlungsenergie $\bar{E}_\beta$ mit den in Abb.2 angegebenen Stützstellen dargestellt.

## 3. Schlußbemerkung

Bei einer quantitativen Auswertung von Autoradiogrammen wird allgemein nach Größen wie der Flächenaktivität, der spezifischen Aktivität, der Substanzmengen bzw. der Konzentrationen in bestimmten Gebieten gefragt. Zur Ermittlung solcher Angaben sind probenspezifische Standards herzustellen. Ist das nicht oder nur bedingt möglich, können die beschriebenen Flächenpräparate und die wiedergegebenen Ergebnisse unter Berücksichtigung des Probenaufbaus, insbesondere der Selbstabsorption Hilfsmittel für eine entsprechende Auswertung sein. Darüber hinaus sind mit ihnen Abschätzungen optimaler Expositionszeiten und im Sinne der Systematik autoradiographischer Untersuchungen auch solche der erforderlichen Einsatzaktivität und der erreichbaren unteren Nachweisgrenze möglich. Mit den dargelegten, weiter zu ergänzenden und ständig zu aktualisierenden Angaben [2] über die Größe $E_1$ sowie mit den gelieferten Standard-Flächenpräparaten und Normschwärzungskeilen sollte die Zusammenarbeit zwischen den verschiedenen Autoradiographielaboratorien, die Austauschbarkeit und die Nachnutzung ihrer Ergebnisse gefördert werden.

## Literaturverzeichnis

[1] H.Baumbach, K.Freyer: Isotopenpraxis 12 (1976), Heft 1

[2] W.Herrmann, G.Hartmann, H.Baumbach: Atompraxis 14 (1968) 346; 415

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 143-154

# AUTORADIOGRAPHISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUM EINDRINGVERHALTEN VON WASSER IN SCHUNWERKSTOFFE *

FREYER,K,[+]; BAUMBACH,H,[+]; TREUTLER,H,-CHR,[+]; BIRKHOLZ,W,[+]; FLACHOWSKY,J,[+] und KURZHALS,R,[++]

[+] Zentralinstitut für Isotopen-u.Strahlenforschung, DDR-705 Leipzig, Permoserstraße 15.

[++] Forschungsinstitut für Schuhtechnologie, Weißenfels

Es wird ein Verfahren zur autoradiographischen Abbildung des Eindringverhaltens tritierten Wassers (HTO) in Schuhwerkstoffe beschrieben. Die Diffusion des wassers erfolgt aus der flüssigen oder Gasphase. Nach Beendigung der Diffusion wird die Probe zur Fixierung der HTO-Verteilung in flüssigem Stickstoff eingefroren, unter flüssigem Stickstoff geschnitten und bei ca. - 60°C (festes $CO_2$) autoradiographisch abgebildet. Aus den Autoradiogrammen können die Verteilung des HTO über den Querschnitt und nach photometrischer Auswertung relative Konzentrationenen entnommen werden. Ein Verfahren zur Berechnung der Diffusions-koeffizienten aus Schwärzungsverläufen im Autoradiogramm ist angegeben.

AUTORADIOGRAPHIC INVESTIGATIONS ON PENETRATION BEHAVIOUR OF WATER IN FOOTWEAR MATERIALS.
A procedure to obtain autoradiographs concerning the penetration of tritiated water (HTO) into footwear materials is described. The diffusion on water occurs from the liquid or the gaseous phase. After diffusion has been stopped, the sample is frozen in a liquid nitrogen medium and an autoradiograph is obtained at aprox. -60°C (solid $CO_2$). The HTO distribution over the cross-section can be seen from the autoradiographs and relative concentrations can be determined by photometric analysis. A method for calculating the diffusion coefficients from blackening profiles in the autoradiograph is described.

* Presented at the Eighth Symposium on Autoradiography, Visegrád,/Hungary/5-9 May, 1975.

АВТОРАДИОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОНИКНОВЕНИЯ ВОДЫ В ОБУВНОЙ МАТЕРИАЛ.
Описывается метод авторадиографического изображения проникновения тритиевой воды (HTO) в обувной материал. Диффузия воды происходит из жидкой или газовой фазы. Для фиксации HTO-распределения после окончания диффузии проба замораживается жидким азотом, затем разрезается в жидком азоте и приблизительно при -60°C (твёрдый $CO_2$) снимается авторадиограмма. На авторадиограмме можно наблюдать распределение HTO по сечению и с помощью фотометрического измерения определить относительные концентрации. Описан метод вычисления коэффициента диффузии из хода почернения авторадиограммы.

## I. Allgemeines und Aufgabenstellung

Synthetische Werkstoffe werden in ständig steigendem Umfang eingesetzt und auch neu entwickelt. Ihre Einsatzmöglichkeiten müssen getestet und für spezielle Einsatzgebiete interessierende Eigenschaften untersucht werden.

Besondere Bedeutung haben Wechselwirkungserscheinungen von synthetischen Werkstoffen mit ihrer Umwelt (Diffusion, Adsorption, Alterung, chemischer Abbau u.a.m.). Hierbei dominieren Diffusionsvorgänge.

Für die Entscheidung über Eignung und Einsatz synthetischer und natürlicher Schuhwerkstoffe ist die Kenntnis des Eindringverhaltens von Wasser von hoher Bedeutung. Zur Bestimmung der Wasseraufnahme und des entsprechenden Diffusionskoeffizienten in Schuhwerkstoffen sind eine Reihe von Methoden bekannt, die jedoch wegen der relativ geringen Wassermengen, die pro Mengeneinheit des Werkstoffes aufgenommen werden, quantitativ schwierig auszuwerten sind. Insbesondere liefern sie keine Aussagen über die Verteilung von eingedrungenem Wasser im Probeninneren.

Ziel der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen war es, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem die örtliche Verteilung von eingedrungenem Wasser in Schuhwerkstoffen bestimmt werden kann sowie Korrelationen zwischen Materialstruktur und Verteilungsmuster herstellbar sind. Ferner sollten weiterreichende Aussagen, z.B. über Diffusionskoeffizienten, aus den Ergebnissen abgeleitet werden können.

## II. Beschreibung des angewendeten Verfahrens

Die Messung der Wasseraufnahme von synthetischen oder natürlichen Werkstoffen bietet Schwierigkeiten, da dieser Vorgang i.allg. sehr langsam ablaäuft. Da Radionuklide in sehr geringen Konzentrationen nachweisbar sind, erlauben Verfahren unter Nutzung von radioaktiven Substanzen meist eine extrem niedrige untere Nach-

weisgrenze zu erreichen. Besonders geeignet zur Aufnehme zweidimensionaler örtlicher Verteilungen von Radionukliden und damit auch zur Untersuchung von Diffusionsvorgängen ([1], [2] [3], [4]) sind autoradiographische Verfahren [5]. Bei unseren Untersuchungen wurde tritiertes Wasser (HTO) als diffundierende Substanz verwendet. Da die Reichweite der β-Teilchen des Tritiums ($E_{\beta\ max}$ = 18 keV) in synthetischen Werkstoffen im Mittel 1 µm beträgt sind von den Proben nur Anschnitte und keine Dünnschnitte herzustellen, um ein hohes örtliches Auflösungsvermögen der HTO-Verteilung im Autoradiogramm zu erreichen.

Die Proben werden eine bestimmte Zeit der Einwirkung von tritiertem Wasser ausgesetzt. Unmittelbar nach Beendigung des Diffusionsvorganges werden sie rasch eingefronen, um den Verteilungszustand des HTO zu fixieren und ein Verdunsten von Wasser aus Oberflächenschichten zu verhindern. Im gefrorenen Zustand müssen die Proben senkrecht zur Oberfläche zerschnitten werden. Die Schnittflächen werden autoradiographisch abgebildet; die erhaltene Schwärzungsverteilung entspricht der Tiefenverteilung des tritierten Wassers in der Probe. Auf photometrischem Wege können die Schwärzungsverteilungen quantitativ erfaßt und zur Ermittlung von Diffusionsprofilen dienen. Für derartige eindimensionale Diffusionsvorgänge lauten die beiden Fick'schen Gezetze:

$$I = -D \cdot \frac{dc}{dx} \qquad (1) \qquad \text{und} \qquad \frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}, \qquad (2)$$

wobei D der Diffusionskoeffizient

x eine Koordinate in Diffusionsrichtung

t die Diffusionszeit

c die jeweilige Konzentration der diffundierenden Substanz in der Probe und

I die Substanzmenge, die pro Zeiteinheit durch eine Einheitsfläche diffundiert

bedeuten.

Praktisch und einfacher lassen sich Diffusionsvorgänge nach Gl. (2) realisieren, wobei man sinnvollerweise Anfangs- und Randbedingungen wählt, die nachfolgende mathematische Auswertungen einfach zulassen.

Die Anfangsbedingungen hier lauteten

$c = c_0$ für $x \leq 0$ und

$c = 0$ für $x > 0$ zur Zeit $t = 0$.

Die Diffusionsanordnung ist konstruktiv so zu gestalten, daß die Probenränder den eindimensionalen Diffusionsvorgang nicht beeinflussen. Die entsprechende Lösung von Gl. (2) lautet dann:

$$c = c_o \cdot \left/ 1 - \Phi\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) \right/$$

$$\text{mit} \quad \Phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} \, d\xi \,. \qquad (3)$$

Entnimmt man einer experimentell ermittelten Konzentrationsverteilung $c = c(x)$ deren Halbwertsbreite $x_{1/2}$ so erhält man aus (3) den Diffusionskoeffizienten nach

$$D = 1{,}1 \cdot \frac{x_{1/2}}{t} \qquad (4)$$

Aus experimentell bestimmten Halbwertsbreiten liefert Gl. (4) Zahlenwerte für den Diffusionskoeffizienten, wobei die Halbwertsbreite $x_{1/2}$ unabhängig vom Ordinatenmaßstab ist, d.h. bei autoradiographischen Untersuchungen unabhängig von der Expositionszeit, von der Filmempfindlichkeit, von den Filmverarbeitungsbedingungen und von der spezifischen Aktivität der diffundierenden Substanz.

## III. Experimentelle Untersuchungen

Die verwendete Diffusionsanordnung zur definierten Diffusion von HTO in Schuhwerkstoffe aus der wäßrigen Phase zeigt Abb.1. Der Probendurchmesser betrug 30 mm. Bei mittleren Probekörperdicken von 1 mm bis 5 mm waren damit störende Einflüsse der Probenränder ausgeschlossen. Die Probekörper befanden sich in einem PVC-Zylinder und wurden mit einem Glaszylinder abgedeckt. Durch Federn wurde der Glaszylinder auf die Probe gereßt. Die Kontaktstellen waren mit Mökoflex abgedichtet um ein seitliches Austreten von HTO und damit ein Unterwandern der Probe zu verhindern. Die Diffusion erfolgte bei 20°C. Die Diffusionszeiten betrugen zwischen 1 min und 240 min, abgestuft und abgestimmt auf die Wasseraufnahmefähigkeit der einzelnen Probematerialien. Als spezifische Aktivität des HTO wurden 250 mCi/ml HTO gewählt, um für die autoradiographische Abbildung Expositionszeiten <120 min zu erreichen. Die eingesetzte HTO-Menge pro Diffusion betrug 2 ml.

Nach Beendigung der Diffusion werden die Proben mit Zellstoff getrocknet und in flüssigem Stickstoff eingefroren. Um die während des Schneidevorganges und auch aller nachfolgenden Arbeitsgänge zu erwartende örtliche Erwärmung (Verdampfung, Nachdiffusion) der Proben und damit Veränderungen der HTO-Verteilung zu unterbinden, werden diese Arbeitsgänge in flüssigem Stickstoff ausgeführt.

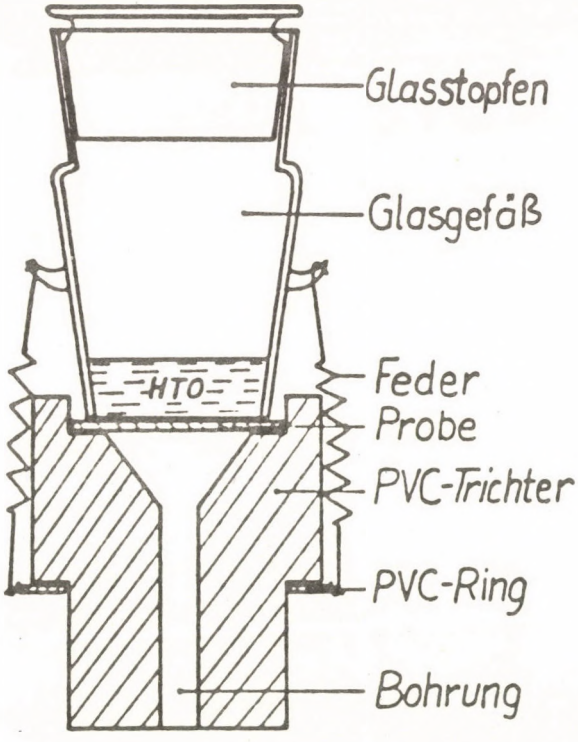



Abb.1. Anordnung zur definierten Diffusion von HTO aus der wäßrigen Phase.

Fig.1. Arrangement for obtaining defined diffusion of HTO from the liquid phase.

Рис.1. Схема по определению диффузии HTO из водной фазы.

Zum Schneiden der Proben diente die in Abb.2. schematisch wiedergegebene Anordnung. Genügend große plane Auflageflächen zur autoradiographischen Abbildung wurden durch Halterung der Proben in einer Sandwich-Anordnung aus PVC-Platten (3 mm dick) und Gefestigung am Boden eines Aluminiumgefäßes erhalten. Dieses Befäß war mit flüssigem Stickstoff gefüllt und auf einem Höhensupport angebracht. Zum Schneiden selbst diente ein Kreissägeblatt, das ebenfalls ständig mit flüssigem Stickstoff gekühlt wurde. Bei optimaler Wahl von Vorschubdrehzahl des Sägeblattes ergaben sich einwandfrei glatte Schnittflächen.

Unter normalen Laborbedingungen entsteht beim Auflegen der Proben auf den autoradiographischen Film sofort nach ihrer Entnahme aus dem flüssigen Stickstoff eine dünne Reifschicht, in der die energiearme β-Strahlung des $^{3}H$ absorbiert wird. Um das zu vermeiden, mußte sehr schnell und in sehr trockener Atmosphäre gearbeitet werden. Während der Exposition erfolgte die Kühlung der Proben mit festem $CO_2$ (-78,5 °C) so daß mittlere Expositionstemperaturen von -60 °C erreicht wurden. Als Filmmaterial diente ORWO-Makro-Autoradiographie-Film AF 3.

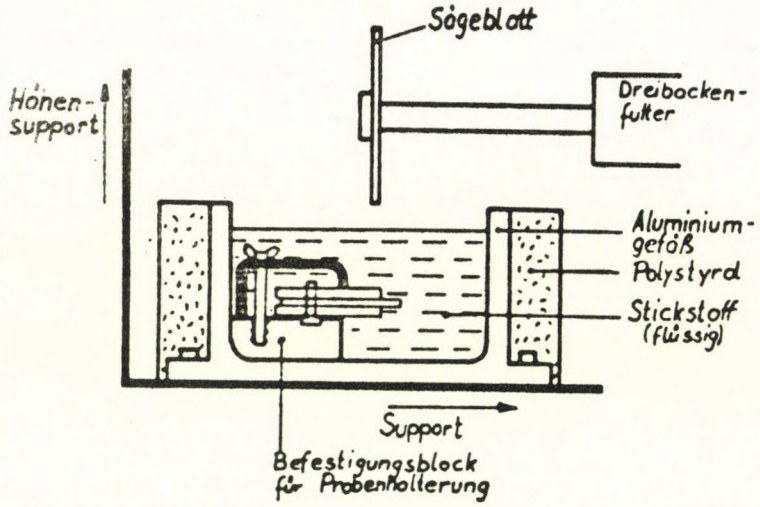



Abb.2. Schematische Darstellung der Schneidvorrichtung.

Fig.2. Scheme of the cutting device.

Рис.2. Схематическое изображение установки резания.

Vorversuche ergaben, daß bei Temperaturen um -60 °C noch keine wesentliche Verringerung der Filmempfindlichkeit auftritt.

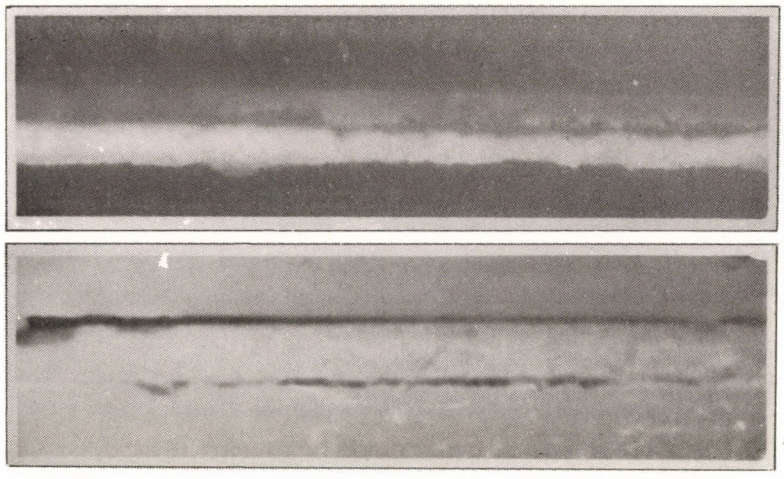
Bei der dargestellten experimentellen Verfahrensweise betrug der Zeitraum zwischen Diffusionsende und Expositionsende 20 h. Längere Zeiträume sollten für die experimentellen Arbeiten nicht auftreten, da das Aufrechterhalten der erforderlichen Langzeitkühlung auf Temperaturen $\leq$ -60 °C sonst schwierig und aufwendig wird.

Infolge der für alle Proben gelichen Expositionzeit, der gleichen Einsatzmenge HTO, gleichen spezifischer Aktivitäten und gleicher photochemischer Verarbeitungsbedingungen konnten den erhaltenen Autoradiogrammen direkt relative Konzentrationswerte entnommen werden.

## IV. Auswertung der Autoradiogramme und Ergebnisse

Von jedem zu untersuchenden Material wurden unter gleichen Bedingungen Proben mit mindestens drei verschiedenen Diffusionszeiten jeweils zwei Parallelproben hergestellt. Um vergleichbare Ergebnisse z.B. hinsichtlich mittlerer HTO-Konzentrationen im Werkstoff zu erhalten, wurden alle Proben bei gleicher Expositionsdauer von 2 h autoradiographisch abgebildet.

Durch die Kühlung von Proben und Film während der Exposition



a

b

Abb.3. Material: Zweischichtiger synthetischer Futterwerkstoff Diff.-zeit 1 min Diffusionsrichtung ist bei allen Abbildungen von links nach rechts.

a = Autoradiogramm
Die hellen Bereiche der Abbildung entsprechen den Gebieten mit höchster Aktivität.

b = Mikrophotographie des Anschnitts

Fig.3. Material: double-layered synthetic lining material Diffusion time 1 min. In all the figures the diffusion occurs from left to right.

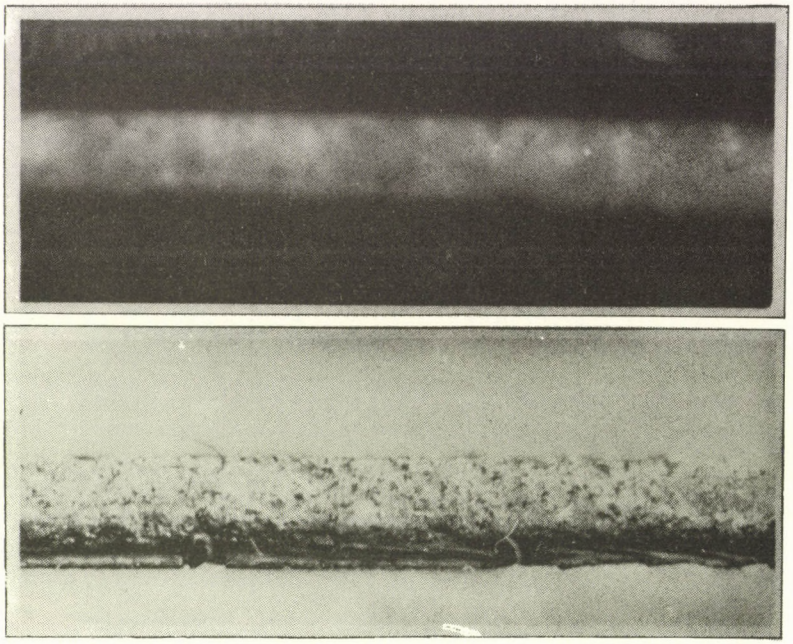
a/ Autoradiograph. The brightest areas in the photograph represent the areas with the highest activity in the material

b/ Microphotograph of the cross-section.

Рис.3. Двухслойный синтетический подкладочный материал. Время диффузии: 1 мин. Диффузия направляется на всех рисунках слева направо.

а/ Авторадиограмма. Светлые области соответствуют высокой активности.

б/ Микрофотография сечения.



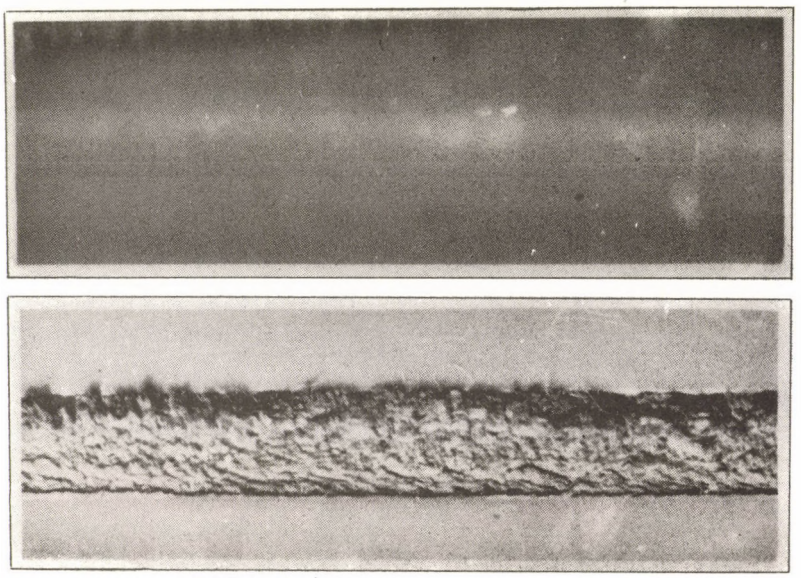
a

b

Abb.4. **Material: Zweischichtiger synthetischer Außenschaftwerkstoff**
Diff.-zeit 15 min.

Fig.4. Material: double-layered synthetic shoe upper material.
Diffusion time 15 min.

Рис.4. Двухслойный синтетический материал наружной обувной поверхности.
Время диффузии: 15 мин.



a

b

Abb.5. Material: Rindbox, Diffusionszeit 5 min.

Fig.5. Material: "Rindbox". Diffusion time 5 min.

Рис.5. Материал: "Риндбокс" (Rindbox)
Время диффузии: 5 мин.

auf - 60 °C war gewährleistet, daß in dieser Zeit keine Rückdiffusion des HTO aus den Proben auftrat.

In den Abbildungen 5 bis 7 sind typische Autoradiogramme von Probenschnitten und zugehörigen lichtoptischen Aufnahmen der Schnittflächen gegenübergestellt. In Abb.3. handelt es sich um einen zweischichtigen synthetischen Futterwerkstoff. Nach kurzer Diffusionsdauer reichert sich das HTO in der Außenschicht an. In der inneren Schicht liegt die mittlere HTO-Konzentration um ca. 50 % niedriger als in der äußeren. Der Konzentrationsverlauf in der Außenschicht zeigt ein Maximum in der Nähe der Grenzen beider Schichten.

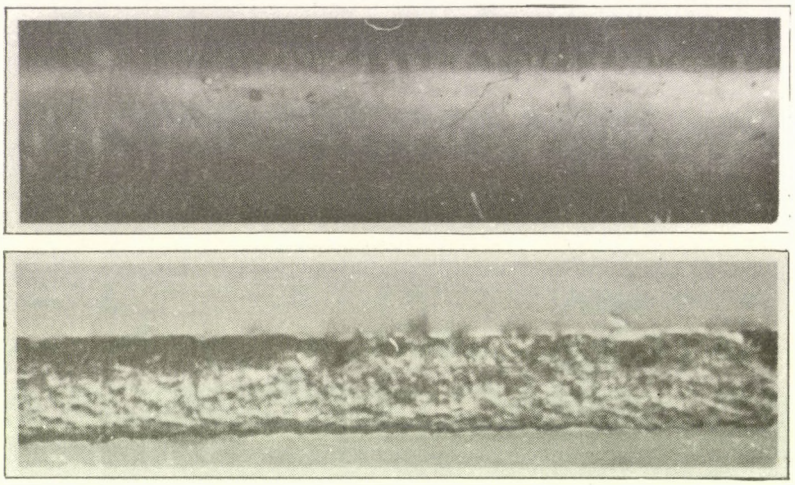
Ein zweischichtiger synthetischer Außenschaftwerkstoff ist in Abb.4. dargestellt. Nur die in Diffusionsrichtung vorderste Schicht nimmt Wasser auf. Das HTO Verteilungsbild is unabhängig von den Diffusionszeiten nahezu homogen, jedoch treten örtlich konzentrierte Anreicherungen in der Schnittfläche auf.

Die Abbildungen 5 bis 7 zeigen die Autoradiogramme eines Materials bei verschiedenen Diffusionszeiten. Bei diesem Schuhwerkstoff scheint ein echtes Diffusionsverhalten wie bei einer Festkörperdiffusion vozulegen. Mit zunehmender Diffusionsdauer dringt HTO tiefer ein. Dabei verringern sich die örtlichen Maximalkonzentrationen und die Breite der Diffusionsfront wächst an. Die HTO-Verteilung im Anschnitt ist weitgehend homogen.

## Photometrische Auswertung

Zur Aufnahme der Schwärzungsverläufe entlang von Diffusionsfronten in den Autoradiogrammen wurde ein Zeiss-Schnellphotometer vom Typ G II mit einer Meßspaltgröße bezogen auf das Autoradiogramm von 50 x 300 µm und einer Schrittweite von 100 µm benutzt. Die Arbeitsparameter sind in weiten Grenzen variabel und können bei entsprechend schmalen Verläufen bis zu Schrittweiten von 5 µm und Splatgrößen von 2,5 x 2,5 µm reduziert werden. Dabei sollte mit einem möglichst langen Spalt quer zur Diffusionsfront photometriert werden, um über einen größeren Abschnitt der Probe zu integrieren.

In den Abbildungen 8a und 8b sind die aus den Autoradiogrammen gewonnenen Photometerkurven wiedergegeben.



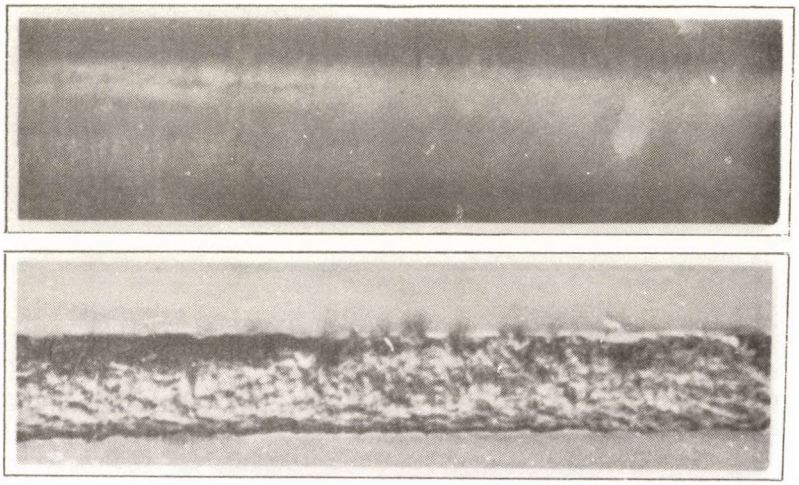
a

b

Abb.6. Material: Rindbox, Diffusionszeit 15 min.

Fig.6. Material: "Rindbox". Diffusion time 15 min.

Рис.6. Материал: "Ридбокс" (Rindbox)
Время диффузии: 15 мин.



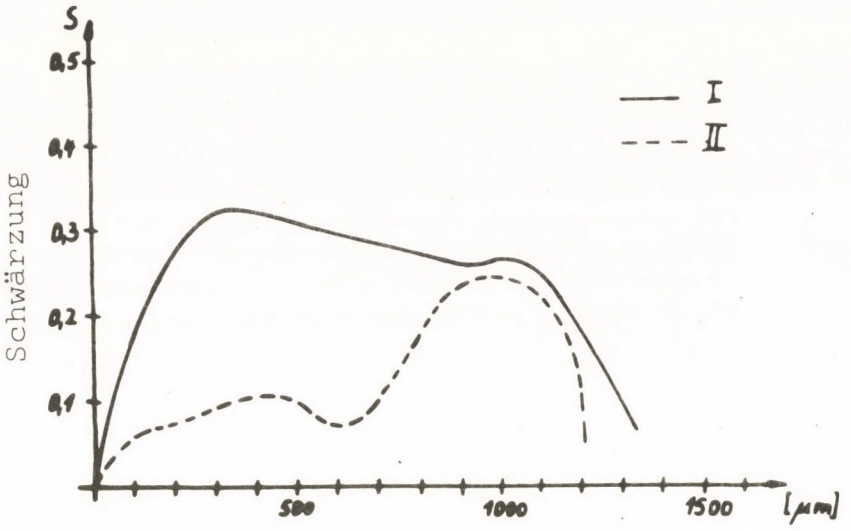
a

b

Abb.7. Material: Rindbox, Diffusionszeit 60 min.

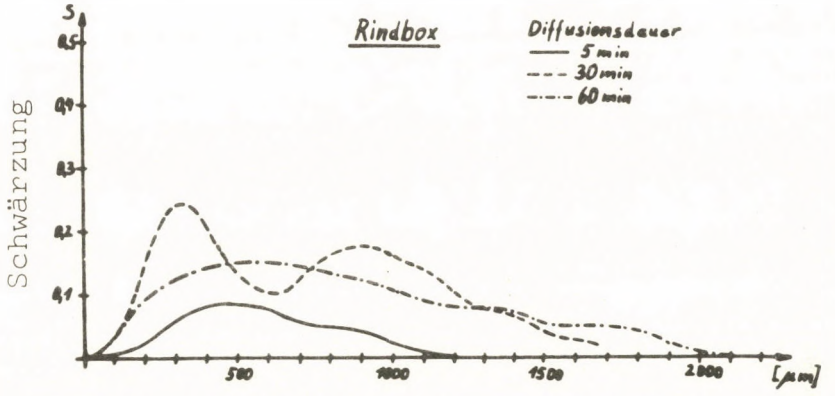
Fig.7. Material: "Rindbox". Diffusion time 60 min.

Рис.7. Материал: "Риндбокс"(Rindbox)
Время диффузии: 60 мин.




a

Diffusionsrichtung




b

Diffusionsrichtung

Abb.8. Photometerkurven
a/ I: Zweischichtiger synthetischer Außenschaftwerkstoff
II: Zweischichtiger synthetischer Futterwerkstoff
b/ Rindbox

Fig.8. Photometric curves
a/ I: double-layered synthetic lining material
II: double-layered synthetic shoe upper material
b/ "Rindbox".

Рис.8. Фотометрические кривые
а/ I: Двухслойный синтетический подкладочный материал
II: Двухслойный синтетический материал наружной обувной поверхности
б: "Риндбокс".

## Schlußbemerkungen

Mit dem beschriebenen Verfahren wurden Ergebnisse erzielt, die mit denen nach anderen in der Schuhindustrie angewendeten Methoden gut übereinstimmen. Die aus den Photometerkurven ermittelten mittleren Konzentrationen stimmten mit solchen aus Wägeversuchen für den jeweiligen Werkstoff überein. Demgegenüber konnte zusätzlich eine Aussage zum Konzentrationsverlauf über dem Querschnitt erbracht werden.

Die Autoradiogramme lassen sich an Hand von Strukturinhomogenitäten des Materials mit den zugehörigen lichtoptischen Aufnahmen gut korrelieren (vgl. Abb.3).

Mit der beschriebenen Diffusionsapparatur können auch Versuche zur Diffusion aus der Gasphase durchgeführt werden. Dazu ist die Apparatur (Abb. 1) nach dem Einfüllen des HTO und Verschließen um 180° zu drehen. Dadurch ergab sich kein prinzipiell anderes Eindringverhalten des Wassers. Lediglich die Diffusionsdauer mußte etwa um den Faktor 10 erhöht werden, um geliche Konzentrationsverläufe zu erhalten.

## Literatur


[1] G.Hartmann u. G.Schlesier
Isotopentechnik 1 (1960) 229 - 31

[2] K.Freyer, und G.Hartmann
Ratio Dresden 1 (1968) 26 - 28

[3] G.Hartmann und K.Freyer
Isotopenpraxis 2 (1966) 205 - 15

[4] B.Krüger
Einfluß von Strahlungsfeldern auf die Transportkinetik von Na-Ionen durch Quarz
Diplomarbeit, Karl-Marx-Universität Leipzig,(1974)

[5] W.Herrmann
"Autoradiographie" in Handbuch der Meßtechnik in der Betriebskontrolle, Band V., Akad.Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig, (1969) 840 - 857

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 155-167

# NEUTRONENINDUZIERTE AUTORADIOGRAPHIE ÖRTLICHER BOR- UND STICKSTOFFVERTEILUNGEN MIT EINER 1 mg -CALIFORNIUM-252-QUELLE *

H. BAUMACH, K. FREYER, W. BIRKHOLZ
Zentralinstitut für Isotopen-u.Strahlenforschung
DDR-705 Leipzig

Ausgehend von einer Einschätzung der gegenwärtigen Situation beim Einsatz verschiedenartiger Neutronenquellen vom Standpunkt der induzierten Autoradiographie werden Eigenschaften, der Aufbau und der Einsatz einer 1 mg-Cf-252-Neutronenquelle zur Abbildung örtlicher Bor- und Stickstoffverteilungen im Mikromaßstab mit organischen Festkörperspurdetektoren beschrieben.

NEUTRON INDUCED AUTORADIOGRAPHY OF LOCAL BORON AND NITROGEN DISTRIBUTIONS BY MEANS OF A 1 mg-Cf-252-SOURCE. Proceeding from the evaluation of the present situation in the application of different neutron sources from the point of view of induced autoradiography, the characteristics, construction and use of a 1 mg-Cf-252-neutron source used to obtain autoradiographs of local boron and nitrogen distributions in microscale by means of organic solid state track detectors (STD) are described.

АВТОРАДИОГРАФИЯ НЕЙТРОНОНАВЕДЁННЫХ ЛОКАЛЬНЫХ БОРНЫХ И АЗОТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ 1 мг-Cf-252 ИСТОЧНИКА.
Исходя из оценки современной ситуации при использовании различных нейтронных источников с точки зрения индуцированной авторадиографии описываются свойства, строение и использование 1 мг-Cf-252 нейтронного источника предназначенного, для получения локальных борных и азотных распределений в микромасштабе с помощью органических твердотельных трековых детекторов (FSD).

* Presented at the Eighth Symposium on Autoradiography, Visegrád, /Hungary/ 5-9 May, 1975.

## 1. Einführung und Zielstellung

Zu einer Reihe von Elementen existieren keine für Radiotraceruntersuchungen geeigneten Nuklide. Dazu gehören Bor, Stickstoff, Aluminium und andere. Es sind somit auch keine klassischen autoradiographischen Abbildungen der entsprechenden elementspezifischen Substanzverteilungen möglich. Sie sind jedoch für Fragestellungen aus der Halbleitertechnik, der Glasindustrie, der Metallurgie und anderer Bereiche von besonderem Interesse. In einigen dieser Fälle ist es möglich, durch Induzierung prompter ionisierender Strahlung solche Abbildungen zu erhalten. Das bedingt die Abbildung von örtlichen Verteilungen der induzierten Strahlungsflußdichte in Anwesenheit des anregenden Strahlungsfeldes. Voraussetzung dafür sind positionsempfindliche Detektoren mit der Eigenschaft zwischen induzierter und anregender Strahlung zu diskriminieren. Beispiele für dieses Prinzip der induzierten Autoradiographie (IAR) [1] sind neben Abbildungen mit Hilfe von durch Gamma- oder Röntgenstrahlung ausgelöster Sekundärelektronen [2] vor allem solche mit induzierter prompter Alpha- und Protonenstrahlung sowie von Kernbruchstücken, z.B. in den Reaktionen B-10 (n,α), Li-6(n,α), N-14 (n,p), U (n,f).

Für die Abbildung von örtlichen Substanzverteilungen, zu denen aufgrund geringer Konzentration oder/und kleiner Wirkungsquerschnitte hohe Neutronenfluenzen erforderlich sind, benutzt man statt Halogensilberemulsionen Festkörperspurdetektoren (FSD).

Als Neutronenquellen kommen neben Reaktoren (Neutronenflußdichten ($\Phi = 10^{9} \ldots 10^{15}$ n . $s^{-1}$ . $cm^{-2}$) und Neutronengeneratoren ($\Phi = 10^{6} \ldots 10^{12}$ n . $s^{-1}$ . $cm^{-2}$) Isotopenneutronenquellen ($\Phi = 10^{4} \ldots 10^{10}$ n . $s^{-1}$ . $cm^{-2}$) in Frage. Letztere zeichnen sich für die neutroneninduzierte Autoradiographie (NIAR) dadurch aus, daß sie an vielen Stellen verfügbar sind, konstante und gut reproduzierbare Bestrahlungsverhältnisse gewährleisten, leicht transportabel sind, jedoch um Größenordnung niedrigere Neutronenflußdichten bestitzen.

Die genenwärtige Situation auf diesem Gebiet ist dadurch gekennzeichnet, daß

1. organische Festkörperspurdetektoren nicht in jeder Reaktorposition einsetzbar sind: die Temperatur muß wegen des Fadings unter 70°C bleiben, die Gammadosis aus strahlenchemischen Gründen unter $10^{6}$ rad. Das Verhältnis der Flußdichten für thermische und schnelle Neutronen beeinflußt das Signal-Rausch-Verhältnis. Praktisch wird der VK 3 des Forschungsreaktors Rossendorf benutzt.

2. Mit jetzt kommerziellen Cf-252-Quellen steht eine Isotopenneutronenquelle zur Verfügung die in der Praxis um Größenordnungen höhere Neutronenflüsse als die bislang erhältlichen (γ,n) - bzw. (α,n)-Quellen liefert und das bei gleichzeitig günstigeren ökonomischen Parametern [3].

Es erscheint daher interessant zu prüfen, was mit der Methode der NIAR unter Verwendung einer 1 mg-Cf-252-Neutronenquelle zu erreichen ist.

## 2. Eigenschaften des Cf-252 und Aufbau einer 1 mg-Cf-252-Neutronen-Quelle

Californium-252 zerfällt zu 3,1 % unter Spontanspaltung (Abb.1), die zur Neutronenemission führt [4]. Die Energieverteilungen der Neutronen verschiedener Neutronenquellen (Abb.2) unterscheiden sich beträchtlich [4]; diejenige aus der Spaltung des Cf-252 ist denen des Cm-244 und des U-235 vergleichsweise ähnlich (Abb.3), m.a.W. die für letztere bereitstehenden Datensammlungen können hier genutzt werden.

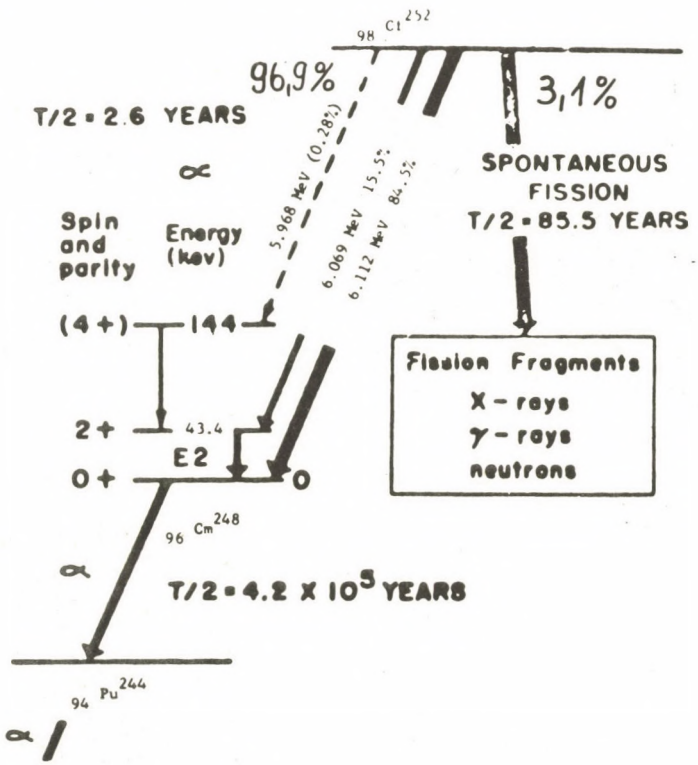



Abb.1. Zerfallsschema des Californium-252 [4].

Fig.1. Decay scheme of Cf-252 [4].

Рис.1. Схема распада Cf-252.[4]

Mit 1 mg Cf-252 (0,540 Ci) einer vom Strahlenschutz her noch handlichen Größe (Containergewicht ca.1 t), erhält man eine Quellstärke von 2,3 $.10^9$ /$n.s^{-1}$/. Ein Vergleich der Neutronenausbeuten /$n.s^{-1}$ . $Ci^{-1}$/ einer Auswahl verschiedener Isotopenneutronenquellen (Abb.4) zeigt, daß die des Cf-252 um zwei bis drei Größenordnungen über der anderer verfügbarer Isotopenneutronenquellen liegt.

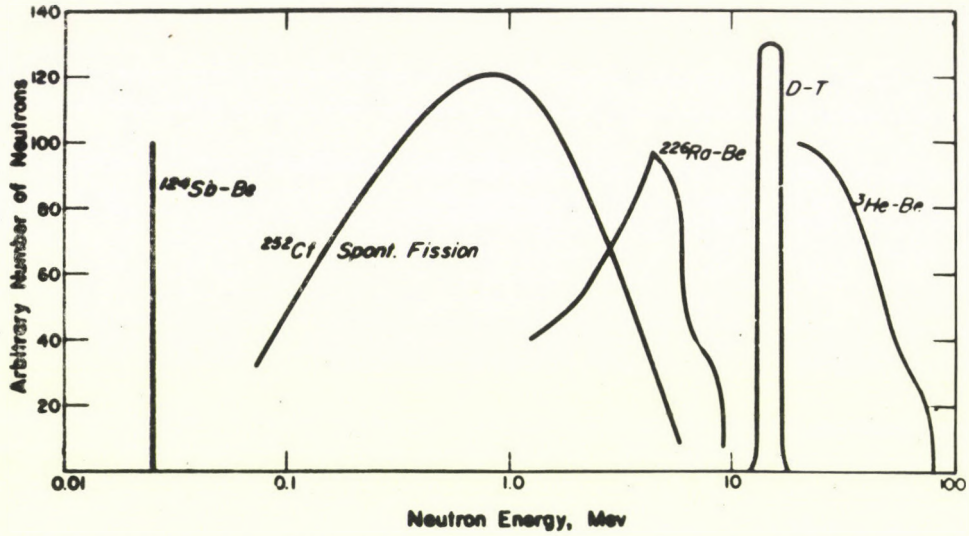



Abb.2. Energiespektren verschiedener Neutronenquellen [4].

Fig.2. Energy spectra of different neutron sources [4].

Рис.2. Спектр энергии различных нейтронных источников [4].

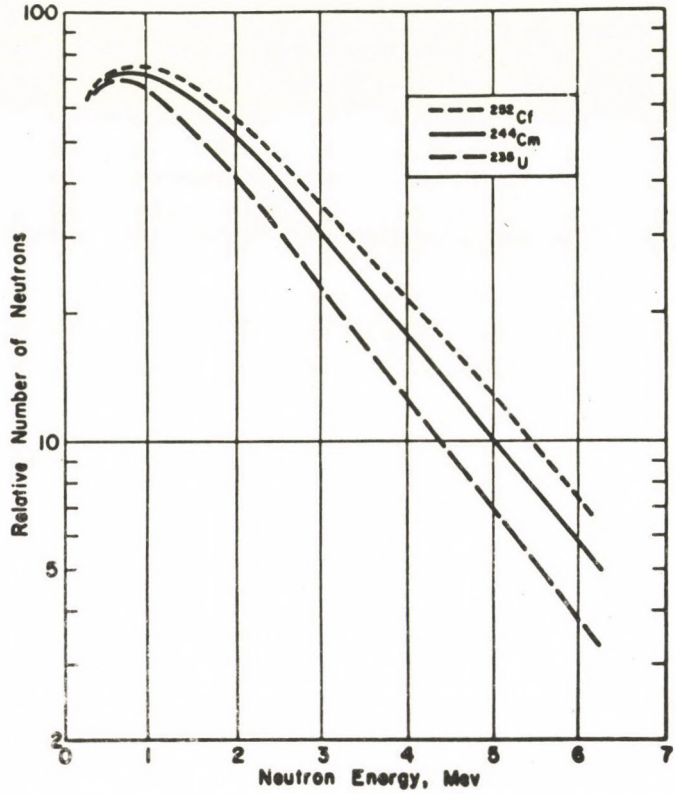



Abb.3. Vergleich der Energieverteilung der Neutronen aus der Spaltung des Cf-252, des Cm-244 und des U-235 [4].

Fig.3. Comparison of the energy distribution of neutrons resulted from fission of Cf-252, Cm-244 and U-235 [4].

Рис.3. Сравнение энергетического нейтронов при делении Cf-252, Cm-244 и U-235 [4].

| Quelle | Reaktion | Halbwerts-zeit | Energie /MeV/ | Neutronenenergie /MeV/ Maximale | Mittlere | Neutronenausbeute $10^6$x /n.$s^{-1}$, $Ci^{-1}$/ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{124}$Sb-Be | γ,n | 60,4 d | 1,692 (50 %)<br>2,088 ( 7 %) | | 0,035<br>0,024 | 0,19 / 0,15 |
| $^{241}$Am-Be | α,n | 458 a | 5,49 (85 %)<br>5,44 (13 %) | 11,5 | 5,0 | 2,2 ... 2,7 |
| $^{210}$Po-Be | α,n | 138,4 d | 5,305 | 10,87 | 4,2 | 2,3 ... 3,0 |
| $^{226}$Ra-Be | α,n | 1620 a | 4,78 (94 %)<br>4,60 ( 6 %) | 13,08 | 3,9...4,7 | 10,0 ... 17,1 |
| Cf-252 | sf | 2,65 a | | | 2,2 | 4,4 . $10^3$ |

Abb.4. Vergleich der Neutronenausbeuten u.a. Daten ausgewählter Isotopenneutronenquellen [5].

Fig.4. Comparison of neutron yield and other data of selected isotope neutron sources [5].

Рис.4. Сравнение выхода нейтронов и других данных выбранных изотопных нейтронных источников [5].

In der Bestrahlungsanordnung (Abb.5) fehlt gegenüber dem Transportcontainer (Abb.6) der ca. 9 cm dicke Bleimantel direkt um die Quelle und an Stelle des Paraffins wurde eine Schichtfolge $H_2O$, $D_2O$, $H_2O$ eingesetzt. Dadurch ergibt sich eine 5fache

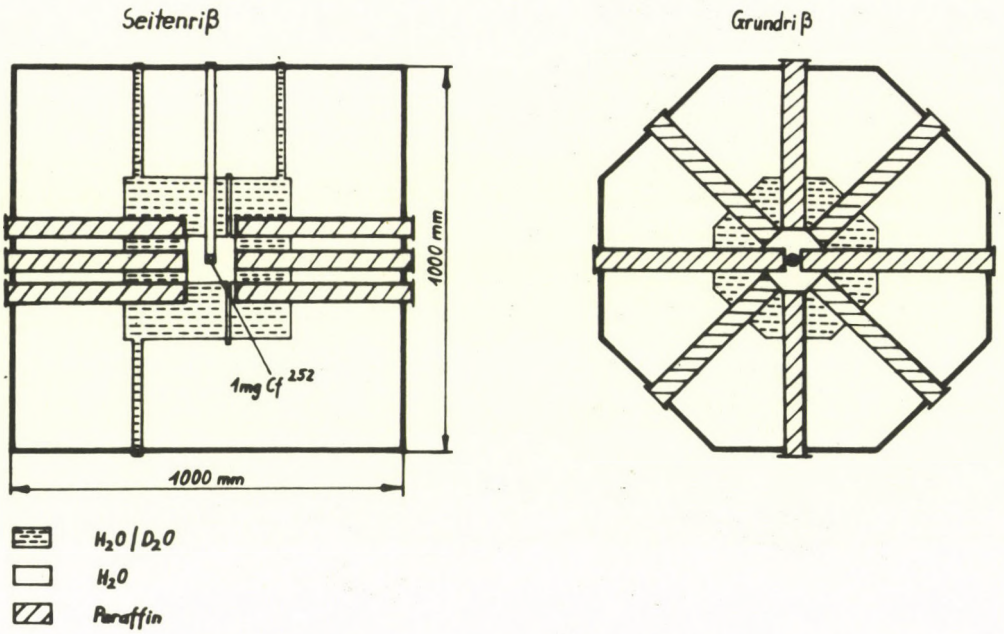



Abb.5. Schematische Darstellung der 1mg-Cf-252-Bestrahlungsanordnung (1: $H_2O$; 2: $D_2O$). Durchmesser 1 m.

Fig.5. Scheme of 1 mg-Cf-252 irradiation arrangement. Diameter 1 m.

Рис.5. Схематическое изображение системы облучения 1 мг-Cf-252 (1: $H_2O$; 2: $D_2O$). Диаметр 1 м.

Neutronenflußdichte am quellenseitigen Ende der Bestrahlungskanäle ($\Phi = 6 \cdot 10^6$ n . $s^{-1}$ . $cm^{-2}$) und eine 7fache Gammadosisleistung ($D = 85$ mR . $h^{-1}$) an der Oberfläche der Anordnung.

Die örtliche Verteilung der Neutronenflußdichte der Anordnung is in Abb.7 dargestellt. Sie wurde mit "dicken" Aktivierungssonden (~ 20 µm Au; Ag; 3,8 % Au/Al-Legierung) nach Anschluß der Zählratenmessung an eine gammaszintillationsspektrometrische Aktivitätsbestimmung unter Berücksichtigung der Q-Werte [6]und mit urabeschichteten Festkörperspurdetektoren gemessen (Abb.8).

## 3. Experimentelle Durchführung der NIAR

Als Festkörperspurdetektoren wurden Folien aus Cellulosetriacetat (T-Cellit, ORWO -Wolfen) und Cellulosenitrat (LR 115, Kodak Pathé) verwendet.

Zur Untersuchung standen eine Reihe borhaltiger Proben unter-

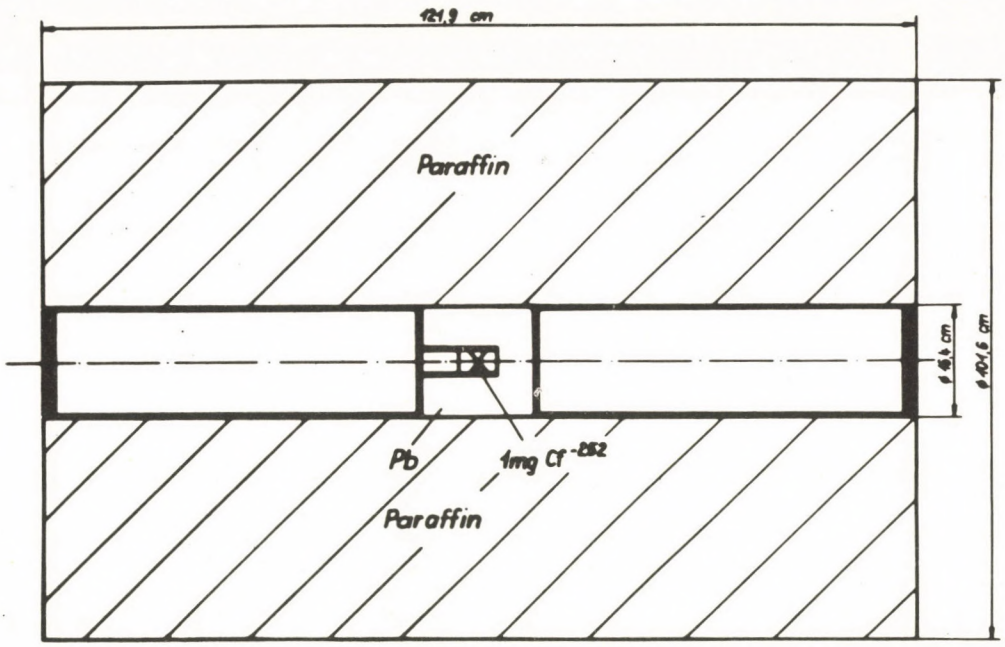



Abb.6. Schematische Darstellung des Transportcontainers (1: Pb; 2: Paraffin). Durchmesser ~ 1 m, Länge ~ 1,2 m.

Fig.6. Scheme of the transport container. Diameter 1 m, length 1.2 m.

Рис.6. Схематическое изображение транспортного контейнера. Диаметр ~ 1 м, Длина ~ 1,2 м.

schiedlicher Matrizes: Fe, Si, Glas.

Die Proben und der FSD wurden in engem Kontakt in einer Halterung aus Reinstaluminium an der 1 mg-Cf-252-n-Quelle (Abb.5)1 bis 30 Tage exponiert.
Während der Atzung der FSD war die der Probe abgewandte Seite des FSD mit TIXO rot abgeklebt und blieb somit frei von Ätzgruben.

## 4. Ergebnisse

Die Abbildungen 9 bis 12 sind Autoradiogramme von örtlichen Borverteilung in einem Schweißring, in einem B-10-implantierten Testraster, in einem B-10-implantierten Keil mit stufenförmigem Konzentrationsverlauf
(E = 40 keV; Borionenkonzentration $1{,}65 \cdot 10^{15}$ bis $5 \cdot 10^{13}\,cm^{-2}$)
und in einem Teil eines integrierten Schaltkreises wiedergegeben. Sie zeigen, daß mit einer 1 mg-Cf-252-Quelle und der Methode der NIAR bei Bestrahlungszeiten von 1 bis 30 Tagen Abbildungen im Konzentrationsbereich $10^{20}$ bis $10^{17}$ /B-Atome . $cm^{-3}$/ bei einem örtlichen Auflösungsvermögen von wenigen Mikrometern abgebildet werden können.

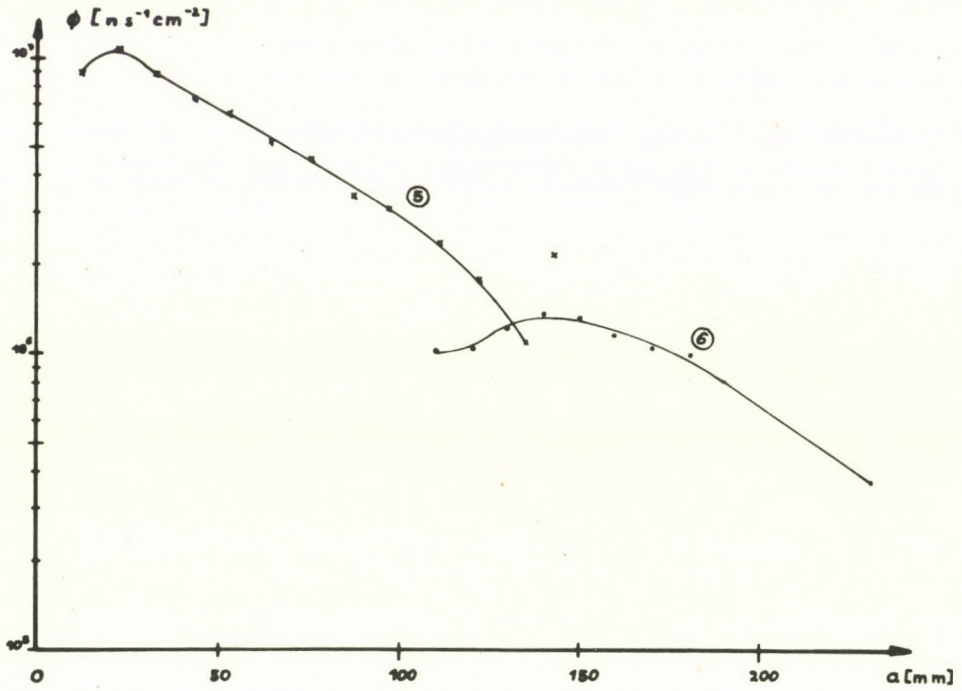



Abb.7. Abhängigkeit der Neutronenflußdichte vom Abstand von der Quelle in Bestrahlungskanälen der Anordnungen nach Abb. 5 und 6.

Fig.7. Dependence of neutron flux density from distance of the source in the irradiation channels in the arrangements shown in fig. 5 and 6.

Рис.7. Зависимость плотности нейтронного потока от расстояния от источника в каналах облучения согласно рис. 5 и 6.

Die Methode der NIAR an der Cf-252-Quelle hat sich auch bei der Entwicklung und Anwendung eines Verfahrens zur Abbildung örtlicher Stickstoffverteilungen im Mikrobereich bewährt.

Das Verfahren beruht auf der Abbildung prompter Protonen einer Anfangsenergie von 0,534 MeV aus der Kernreaktion $N^{14}(n,p)C^{14}$, die mit einem Wirkunsquerschnitt von 1,7 barn abläuft. $N^{15}$, das zu 0,37 % im natürlichen N-14/N-15-Isotopengemisch vorhanden ist, zeigt keine (n,p) -Reaktion mit vergleichbarem Wirkungsquerschnitt. Um unterschiedliche N-14-Gehalte in gleicher Matrix zu realisieren, wurde eine Folge von Harstofftabletten hergestellt, die zu 10, 15 und 20 % angereichertes N-15 enthielten.

Diese Tabletten wurden im Kontakt mit einer Cellulosenitratfolie vom Typ Kodak-Pathé LR115 in der 1 mg-Cf-252-Neutronenquelle einer Neutronenfluenz von 0,98 . $10^{-12}$ /n . $cm^{-2}$/ ausgesetzt und ergaben Spurdichten von 3 ... 4 x $10^{-4}$ /$cm^{-2}$/. Abb.13 zeigt einen Vergleich von N-14-Protonenspuren und Am-241 -Alphaspuren in LR 115. In Abb.14 ist die Mikrophotographie eines Autoradiogramms einer Kante o.g. Harnstofftablette zu sehen.

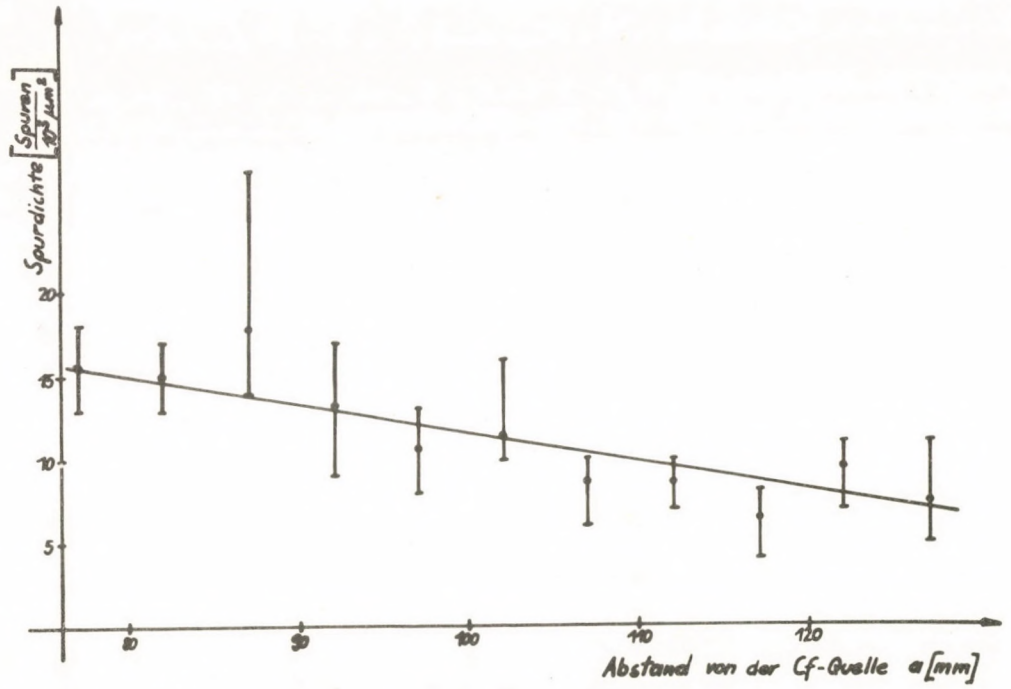



Abb.8. Darstellung der Spurdichte eines uranbeschichteten und in radialer Richtung in der Bestrahlungsanordnung Abb.5 angeordneten FSD.

Fig.8. Graph of the track density of a uranium covered solid state track detector disposed in radial direction in the irradiation arrangement fig.5.

Рис.8. Изображение плотности треков в трековом детекторе, покрытом ураном и радиально расположенном в системе облучения согласно рис. 5/FSD.

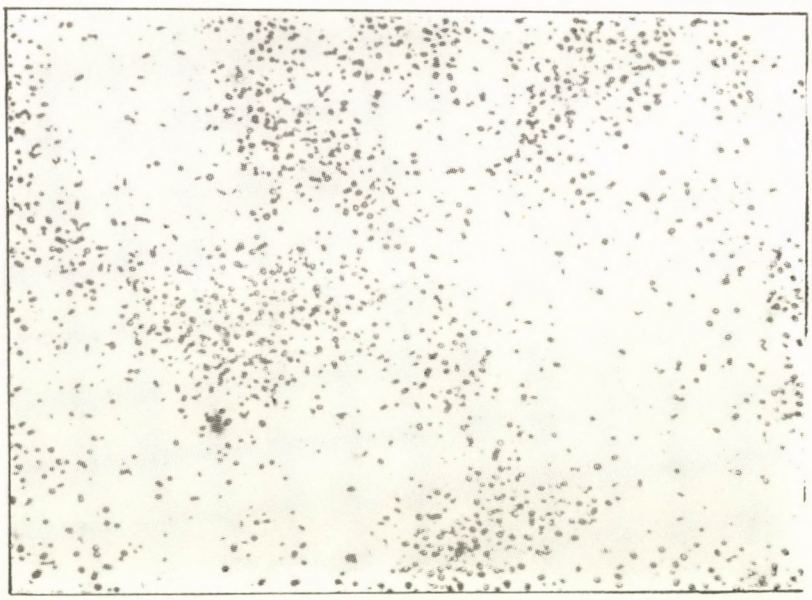


Abb.9. Wiedergabe eines FSD-Autoradiogramms einer B-Verteilung in einem Schweißring.

Fig.9. Reproduction of a STD-autoradiograph of a B-distribution in a welding ring.

Рис.9. Изображение FSD-авторадиограммы распределения бора в сварном кольце.

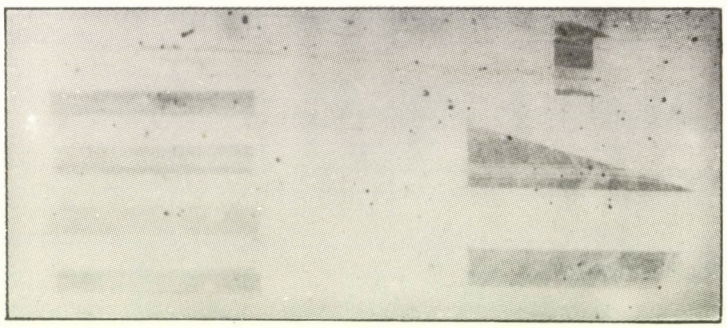


Abb.10. Abbildung eines $^{10}B$-implantierten Testrasters (E=40 keV; Borionenkonzentration: $1 \cdot 10^{16}$ $cm^{-2}$.)

Fig.10. Picture of a Boron-10 implanted test screen (E = 40 keV, Ion concentration $1 \cdot 10^{16}$ ions boron per $cm^2$)

Рис.10. Изображение B-10-имплантированного пробного растра.

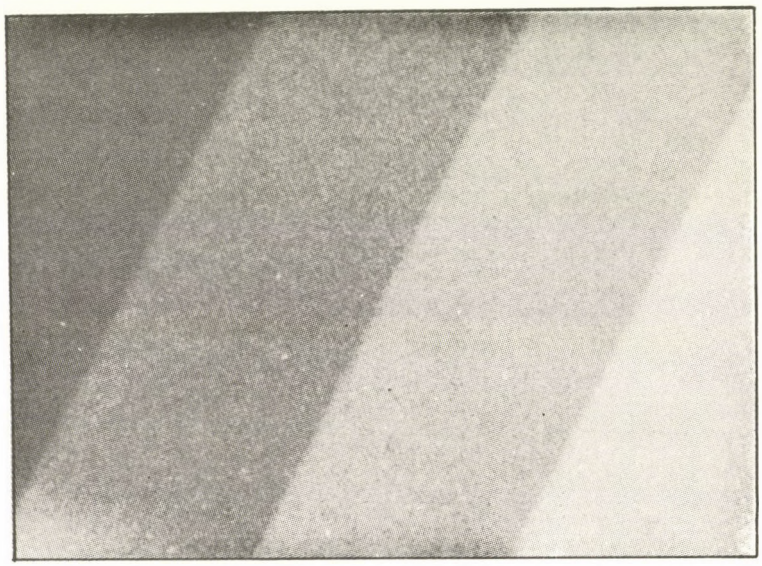


Abb.11. FSD-Autoradiogramm eines $^{10}B$-implantierten "Stufenkeils" (E= 40 keV; Borionenkonzentration: $1{,}65 \cdot 10^{15}$; $6{,}5 \cdot 10^{14}$; $5 \cdot 10^{13}$ $cm^{-2}$).

Fig.11. STD-autoradiograph of a Boron-10 implaned "step wedge" (E = 40 keV; Ion concentrations $1{,}65.10^{15}$; $6{,}5 \cdot 10^{14}$; $5.10^{13}$ ions boron per $cm^2$)

Рис.11. FSD-авторадиограмма B-10-имплантированного "ступенчатого клина" (E = 40 keV; концентрация ионов бора: $1{,}65.10^{15}$; $6{,}5.10^{14}$; $5.10^{13}$ $см^{-2}$).

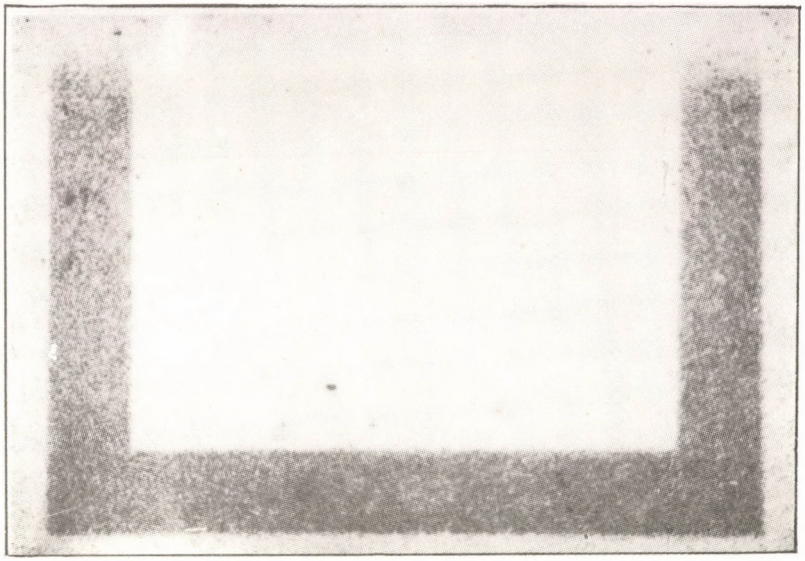


Abb.12. FSD-Autoradiogramm eines Teils eines integrierten Schaltkreises.

Fig.12. STD-autoradiograph of a part of an integrated circuit.

Рис.12. FSD-авторадиограмма части интегральной схемы.

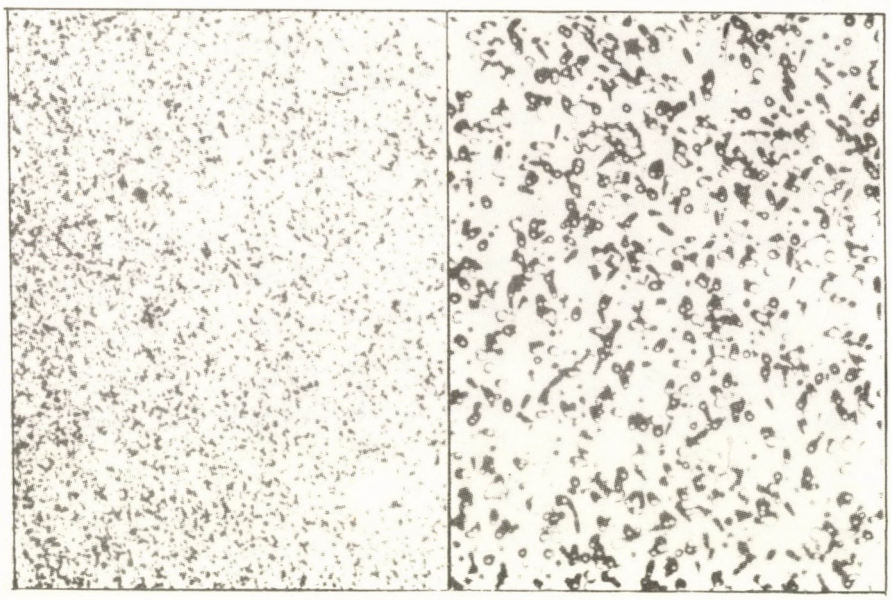


Abb.13. Vergleich von N-14-Protonenspuren und Am-241-Alphaspuren in Cellulosenitratfolie (Kodak-Pathé LR 115).

Fig.13. Comparison of N-14 proton tracks and Am-241 alpha tracks in cellulose nitrat foil (KODAK - Pathé, LR 115).

Рис.13. Сравнение N-14-протонных и Am-241 альфа следов в фольге из нитрата целлюлозы (KODAK-Pathé LR 115).

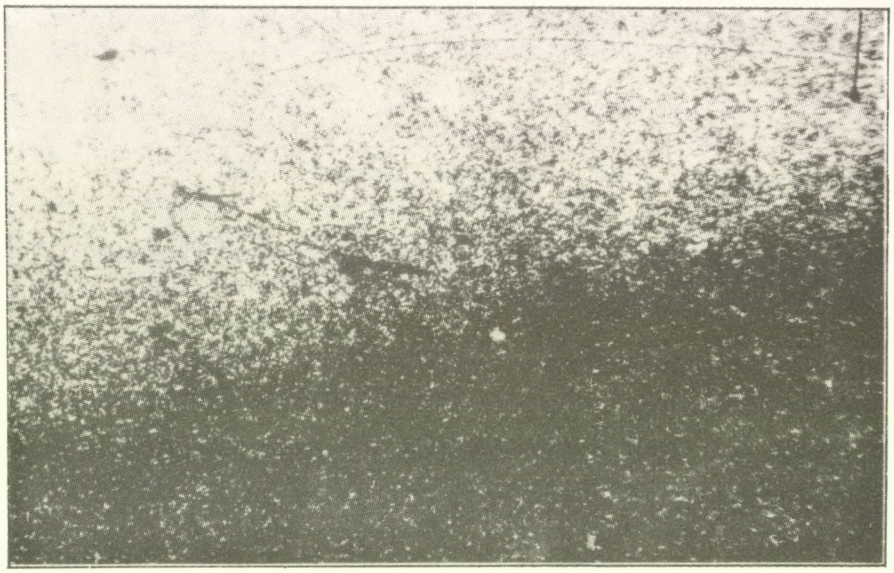


Abb.14. Mikrophotographie eines Stickstoff-Autoradiogramms einer Kante von einer Harnstofftablette.

Fig.14. Microphotograph of a nitrogen autoradiograph of an edge of an urea tablet.

Рис.14. Микрофотография азотной авторадиограммы грани мочевинной таблетки.

## 5. Schlußbemerkungen

Für die Abbildung örtlicher Borverteilungen im Mikromaßstab kann eine 1 mg-Cf-252-n-Quelle im Konzentrationsbereich $10^{22}$ bis $10^{17}$ /Atome B . $cm^{-3}$ / eingesetzt werden.

Die hier in vertretbarer Expositionsdauer (~ 30 d) erreichbare untere Nachweisgrenze liegt um 3 Größenordnungen über der, die im VK 3 des Forschungsreaktors Rossendorf erzielt wurde.

Die neutroneninduzierte Abbildung örtlicher Stickstoffverteilungen ist mit dem vorgestellten Verfahren und unter Verwendung der beschriebenen 1 mg-Cf-252-Neutronenquelle mit Konzentrationen im %-Bereich im Mikromaßstab möglich. Solche Autoradiogramme können mit Verfahren der klassischen Autoradiographie nicht erhalten werden. Mit dieser Methode können ferner Abbildungen von Gebieten unterschiedlicher N-14/N-15-Isotopenhäufigkeit im Mikromaßstab angefertigt werden. Damit ist ein Zugang zu bislang nicht geübten isotopentechnischen Untersuchungen eröffnet worden.

Cf-252-n-Quellen lassen sich außer im Bereich der Kern- und Reaktorphysik zur Aktivierungsanalyse von Makrokomponenten (in günstigen Fällen im ppm-Bereich) einsetzen, und eignen sich vor allem zum direkten Einsatz in Bereichen der geologischen Erkundung, der Erzaufbereitung und der industirellen Prozeßkontrolle.

Die Autoren danken Herrn Dr.D.Albert, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, für seine Hinweise und Unterstützung bei der Messung der Neutronenflußdichten und vom Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig Herrn Dr.F.Bigl für die Herstellung B-10-implantierter Si-Scheiben, Herrn Dr.M.Wahren für die Anfertigung N-15-markierter Harnstoffproben, Herrn Dr.M.Geisler und Herrn E.Maul für die Durchführung von Aktivitätsbestimmungen und Frau St.Bachmann für die Handhabung und Auswertung der Festkörperspurdetektoren.

## Literaturverzeichnis

[1] Baumbach, H.: ATOMKI Közlemények, 13 (1971) 3, 93.

[2] Obi, J.; Tokoyama, M. und Kishimoto, F.: Bull.Geolog. Survey Jap. 22 (1971) , 8, 1 - 14

[3] CONF 710 402; 2, I, 145 (1971)

[4] CONF 681 032 und EUR 2957 e (1966)

[5] UCRL 51298 (1972)

[6] Albert, D.; Fährmann, K.; Kernenergie 4 (1961) 753
Albert, D.; Kernenergie 5 (1962) 154

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 169-177

# ON THE REGISTRATION OF PROTONS, DEUTRONS AND ALPHA PARTICLES USING CN TRACK DETECTORS *

H.B. LÜCK

Akademie der Wissenschaften der DDR,
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf bei Dresden

## 1. Introduction

The low sensitivity of the solid state track detectors is one of the main problems in their application to the registration and the energy determination of light particles. The commercial sheets made of cellulose esters have an energy threshold of about 5 MeV for alpha particles [1, 2, 3]. In the Central Institute for Nuclear Research at Rossendorf an attempt has been made to get a more sensitive detector material. The properties of this cellulose nitrate detector will be presented. In addition, a short review will be given about the use of this CN track detector for determining proton and alpha particles energies.

The detector sheets were made of cellulose nitrate, which was highly esterized and had a high molecular weight. The sheets did not contain either plasticizers or stabilizers [4]. After a heat treatment at 90 °C for 24 hours the sheets were ready for use.

## 2. Sensitivity of the CN track detector

The sensitivity of the improved detector sheets was tested with deutrons and alpha particles. The experiment with protons is still in progress. The deutron irradiation was carried out using the Van de Graaff generator of the KFKI, Budapest. Thin carbon or gold scattering foils were used in order to reduce the particle flux. In the irradiations with alpha particles Th--sources were employed. The particles were slowed down by polycarbonate foils to cover an energy range from 1.7 to 8.5 MeV. All the detector sheets were etched in a vigorously stirred 5n KOH solution at 70 °C.

The evolution of the etched tracks produced by deutrons and alpha particles as a function of the thickness of the removed

* Presented at the Eighth Symposium on Autoradiography, Visegrád, /Hungary/ 5-9 May, 1975.

surface layer is shown in Fig. 1. One can see that a great number of the curves for deutrons of energy between 0.4 and 1.95 MeV and all the curves for alpha particles of energy from 1.7 to 8.5 MeV do not pass through the origin. This phenomenon is caused by the following effects [5]. Whereas the etching of the normal detector surface only starts after an incubation period of some minutes /probably due to the water repellent character of the surface/, the etching of the tracks starts earlier. It might be possible that the etching of the low-energy alpha particles begins without any incubation period. This means that at the time, when the etching of the normal surface commences, the tracks have already been etched and have formed little etch pits.

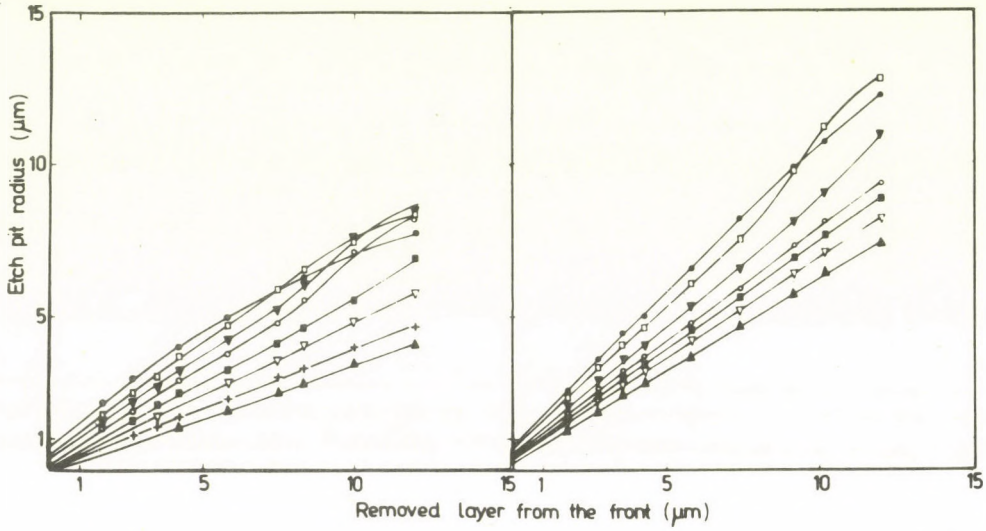



Fig. 1 The evolution of etched tracks as a function of the thickness of the removed surface layer.

Рис. 1 Рост радиусов ямок травления следов в зависимости от толщины вытравленного слоя.

Left: Deutron tracks Слева: следы дейтронов

(•0.45; □0.6; ▼0.75; ○0.9; ■1.05; ▽1.35; +1.65; ▲1.95 MeV)

Right: Alpha-particle tracks Справа: следы α-частиц

(•1.7; □2.7; ▼4.0; ○5.6; ■6.6; ▽7.4; ▲8.5 MeV)

The water repellent character can be cancelled e.g. by a pre-etching. In this case the incubation period disappears and all the curves pass through the origin [5], the sensitivity of the detector sheets, however, is slightly diminished.

According to the track formation model proposed by Fleischer and Price [6], the ratio V of the track and bulk etch rates was calculated using the slopes of the curves in Fig. 1. If V is plotted versus the values of the so-called primary ionization ds/dx in a system of co-ordinates with logarithmic axes, a straight line gives the best fit [7,8]. The factor a and the exponent b of the general formula

$$V = 1 + a\left(\frac{ds}{dx}\right)^b$$

are reliable measures of the sensitivity. For the line shown in Fig.2. $a = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ and $b = 2{,}07$.

In addition, a so-called threshold energy is used for the estimation of the detector sensitivity. All particles with an energy below the threshold become visible after an etching of about 3 μm. Since the etch pits of tracks produced by particles with energy just below the threshold are very shallow, the smoothness of the etched surface has a strong influence on the threshold energy. The smoothness of the surface is somewhat impaired by the etching procedure. Neverthless this effect has no influence on the slope of the line in Fig.2.

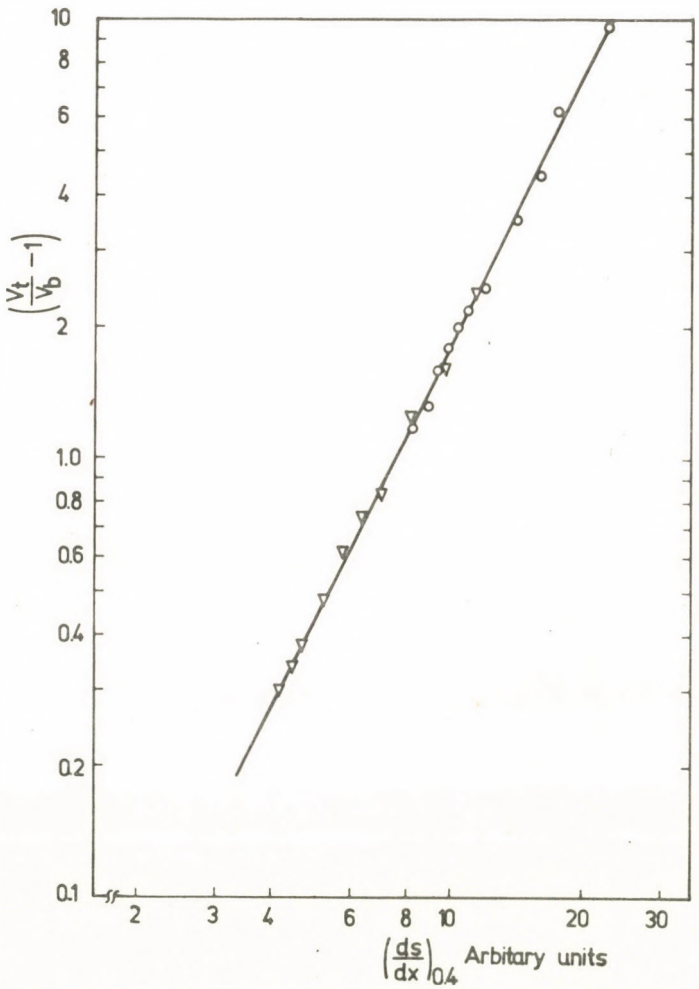



Fig.2. The relative track etch rate $\left(\frac{V_t}{V_b} - 1\right)$ as a function of the primary ionization $(ds/dx)_{0,4}$ (deutrons ∇; alpha particles o).

Рис.2. Зависимость относительной скорости травления следов от первичной ионизации $(ds/dx)_{0.4}$ (дейтроны ∇; α-частицы o).

Under the conditions used, etch pits with an etch rate ratio of 1.2 can be recognized reliably. With this value, the threshold energy is expected to be 1.2 MeV for protons, 2.4 MeV for deutrons and 22 MeV for alpha particles.

## 3. Techniques for the Energy Determination

The high sensitivity of the detector material has made it possible to develop methods for the determination of proton [9] and alpha-particle energies [10-12]. In both cases the energy determination is based on a range determination. Whereas for the protons, the front side of the sheet is to be etched for alpha particles it is more favourable to etch the rear.

### 3.1. *Determination of proton energy*

The diameter d of the etched proton tracks depends on the particle range R in the detector material and on the thickness h of the removed surface layer. If d is plotted versus R for different values of h, a group of curves will be obtained which can be described by the general relation

$$R_p = Ah - Bd + \frac{C}{e^{Dd}} + K.$$

The factors A,B,C,D and K are influenced by the sensitivity of the registration system, i.e. the material parameters and the etching conditions. These factors were calculated for a material used for the investigation of the energy resolution for protons [9]. The factors were varied to get an optimum fit for h values of 6,7 and 8 μm. Fig.3. shows that the calculated curves agree with the experimental data. The experimental data were taken from the r (h) figure of a previous paper [13]. The accuracy of this method is about ± 25 keV and depends on the particle energy, the fluctuation of the sheet density and sensitivity, the uniformity in the etching process and on the systematic error in the thickness and diameter measurements.

An experiment was carried out to investigate the energy resolution for protons in the energy range from 0.5 to 1.6 MeV. Four detector sheets were irradiated with protons of four energies increasing in steps of 100 keV [9]. The diameter distributions are shown in Fig.4. The thickness of the removed surface layer is also indicated in the figures.

It is obvious that the energy resolution increases with energy. The shape of the diameter distribution is mainly the result of the range straggling and the etch kinetics of the proton tracks. Therefore, even within one etching, the energy resolution is not uniform. At the beginning of the etching the resolution improves

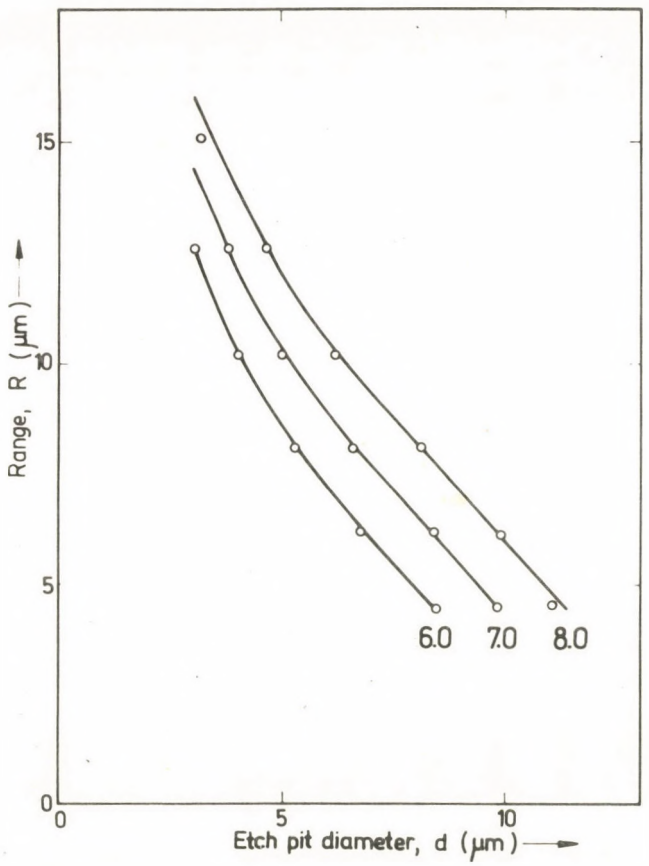



Fig.3. The diameter of the etched proton tracks as a function of the particle range. The thickness of the removed surface layer in μm is indicated at the calculated curves. The points represent the experimental data.

Рис.3. Зависимость диаметров ямок травления следов протонов от пробега частиц. Толщина вытравленного слоя помечена на расчетных кривых. Точки соответствуют экспериментальным значениям.

with increasing energy. The optimum resolution is about in the middle of the covered diameter distribution. Then the resolution falls down again due to the accumulation of the fluctuations in the etching process. The optimum energy resolution increases with the range differences from 50 keV for 0.65-MeV protons to 25 keV for 1.45-MeV protons. For higher energies the energy resolution is expected to improve with the particle energy caused by the decreasing specific energy loss. The fwhm of the peaks, however, will be more and more influenced by the range straggling.

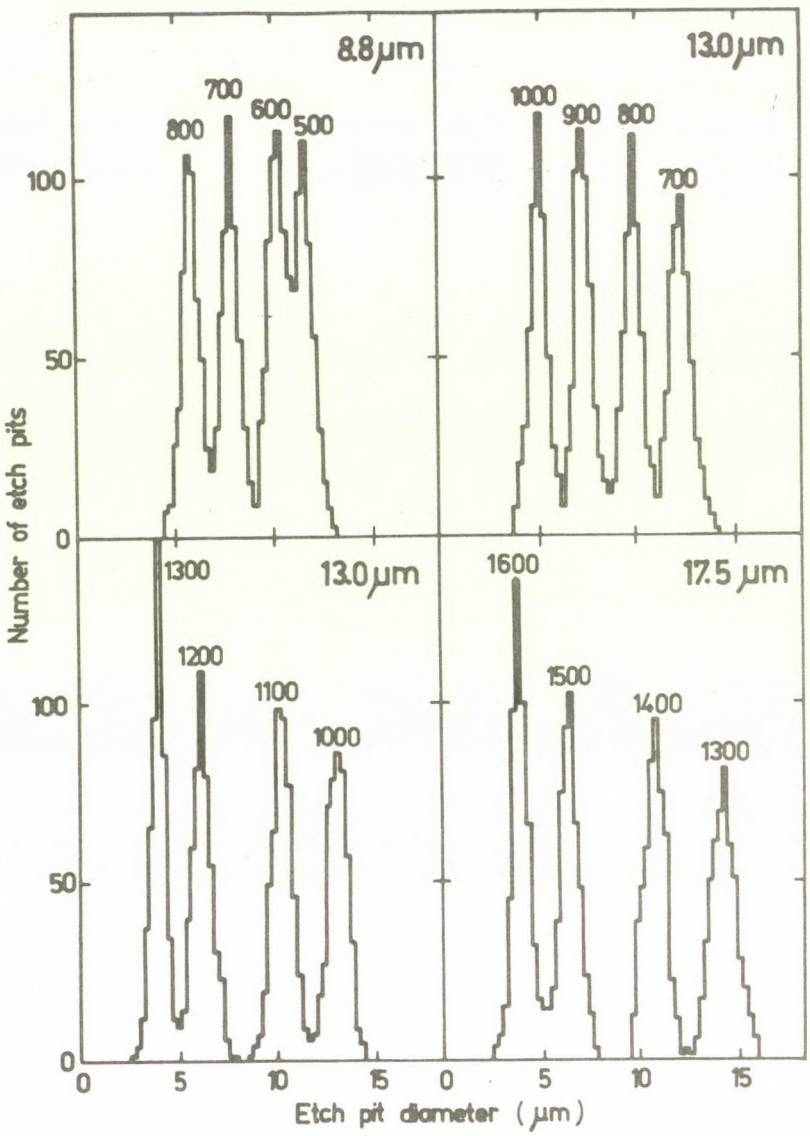



Fig.4. Diameter distribution of the etched proton tracks. The thickness of the removed layer in µm is indicated at the right upper corners. Above the peaks the particle energy in keV is given. For the energy groups of 1000-1300 keV and of 1300-1600 keV in the lower part of the figure 7.0 and 14.8 µm thick polyester degrader foils were used.

Рис.4. Распределение диаметров вытравленных следов протонов. Толщина вытравленного слоя помечена в верхнем правом углу. Энергии (в кэв) приведены над пиками.

In summary, the energy resolution for protons depends upon the following: the specific energy loss, the fluctuations in the etching process, the error in the diameter measurement and the range straggling above 2 MeV.

### 3.2. *Determination of alpha-particle energy*

In the determination of the energy of alpha-particles, since the detector sheets are etched from the rear, the thickness of the sheets has to be greater than the particle ranges. The etching from the rear leads to a sharp starting of the track etching when the particle trajectory is approached by the etch front. The radius of the etch pit increases proportionally to the thickness of the surface removed from the rear. With one-side etching the range of a particle which entered the sheet vertically is the sum of the residual thickness $h_r$ and the etch pit radius r:

$$R = h_r + r$$

The energy is determined by the known range-energy curve. Up to a diameter of 30 μm no deviation from this relationship has been found. The accuracy of the method depends on the particle energy, the uniformity of the sheet thickness and of the etching, on the error of the thickness measurement, the systematic error of the diameter measurement and on the fluctuation of the sheet density.

If the uniformity of the sheet thickness and of the etching is better than ± 0.2 μm, and accuracy of about ± 50 keV can be obtained.

The energy resolution of the method was tested with scattered alpha particles at the Van de Graaff generator of the KFKI, Budapest and with other alpha sources. The results are shown in Fig.5. The energy resolution, i.e. the fwhm in keV, can be obtained by multiplying the fwhm of the range determination with the specific energy loss. In the energy range from 3 to 6 MeV the resolution is 50 keV and depends on the specific energy loss, the range straggling, the uniformity of the sheet thickness and of the removed surface layer and on the error of the etching process and of the diameter measurement.

The specific energy loss and range straggling show energy dependences opposite to each other. Up to 6 MeV the growing range straggling is compensated for by the decreasing specific energy loss. The contribution of the error of the etching process and of the diameter measurement was experimentally determined [10]. It corresponds to a range straggling of 0.3 μm. For energies above 6 MeV the energy resolution is assumed to be diminished by the increase of the range straggling. The method can be employed for energies above 2.7 MeV and has an efficiency from 8 to 14 % depending on the particle energy [11]. The

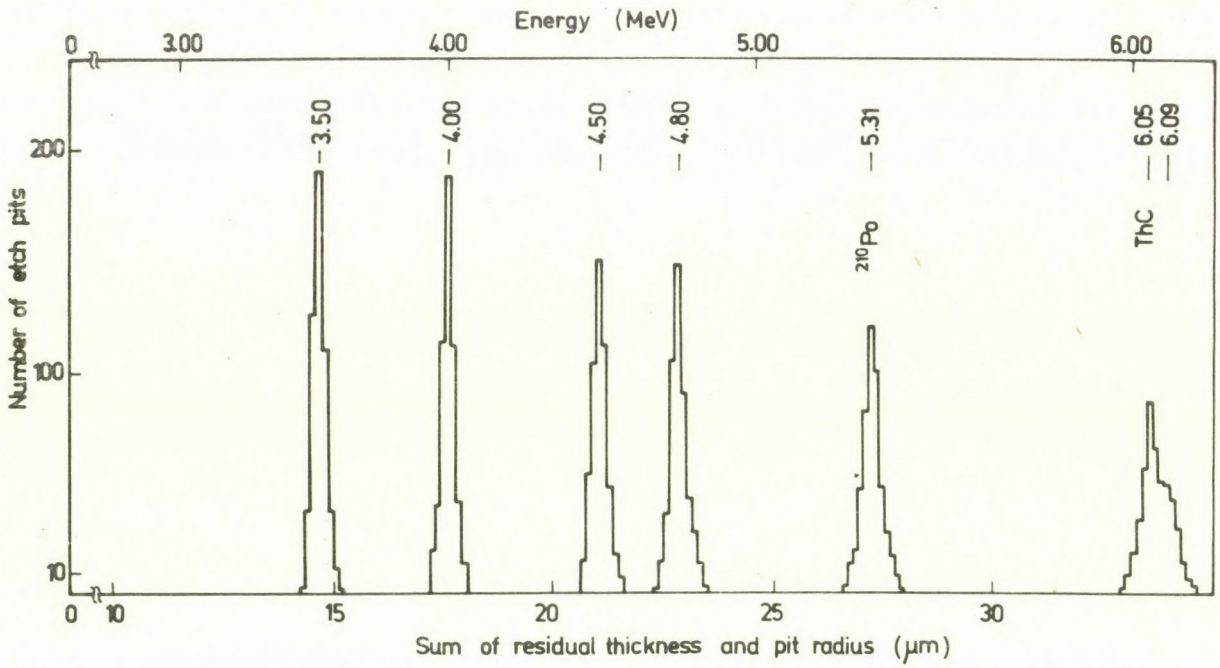



Fig.5. Range spectra of alpha particles derived from the sum of the residual thickness and the etch pit radius. The detector sheets were etched from the rear.

Рис.5. Спектр пробега α-частиц, полученный из суммы толщины остаточного слоя и радиуса ямки травления. Детекторные пленки травились с задней стороны.

efficiency can be increased unless a high energy resolution is required.

## References


[1] R.Beaujean, W.Enge and H.Meyerbroeker. Acta Phys. Acad.Sci.Hung. 29 Suppl. 4 (1970) 387.

[2] T.Hashimoto. J.Radioanal.Chem. 9 (1971) 251.

[3] A.Murakami. J.Phys.Soc.Jap. 36 (1974) 923.

[4] H.B.Lück. Nucl.Instr.and Meth. 114 (1974) 139.

[5] H.B.Lück. Nucl.Instr.and Meth. (to be published)

[ 6] R.L.Fleischer and P.B.Price.
J.Geophys.Res. 69 (1964) 3311.

[ 7] R.L.Fleischer, P.B.Price and R.M.Walker.
J.Appl.Phys. 36 (1965) 3645.

[ 8] H.B.Lück.
ZfK-Report 280 (1974) p.82.

[ 9] H.B.Lück.
Nucl.Instr.and Meth. 119 (1974) 403.

[10] H.B.Lück.
Nature 249 (1974) 750.

[11] H.B.Lück.
Nucl.Instr.and Meth. 124 (1975) 359.

[12] H.B.Lück.
DDR-WP 106 905 (1974).

[13] H.B.Lück.
Nucl.Instr.and Meth. 116 (1974) 613.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 179-183

# AUTORADIOGRAPHIC METHOD FOR STUDYING THE TRANSFER OF BEARING MATERIALS ON STEEL

MYŠÁK F. - KREJČI M.

National Research Institute for Materials, Prague

Laboratory method for studying the transfer of bearing materials (alloyed materials composed of CuPbAg and AlSn) on steel discs. Using autoradiography the location of transferred material, the character of transfer and the size of adhesive wear particles were determined.

АВТОРАДИОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ПЕРЕНОСА МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ НА СТАЛЬ. Описывается лабораторное исследование переноса материалов для подшипников скольжения (на базе CuPbAg и AlSn) на стальные диски. Авторадиографический метод был использован для изучения локализации перенесенного материала, характера переноса и размера адхезионных частиц износа.

Radionuclides and autoradiographic methods found a wide application in the study of friction and of the phenomena, connected with it, i.e. the wear and adhesive transfer of material. The possibility of the continuous study of wear without dismounting the components is a very significant advantage of the use of radionuclides.

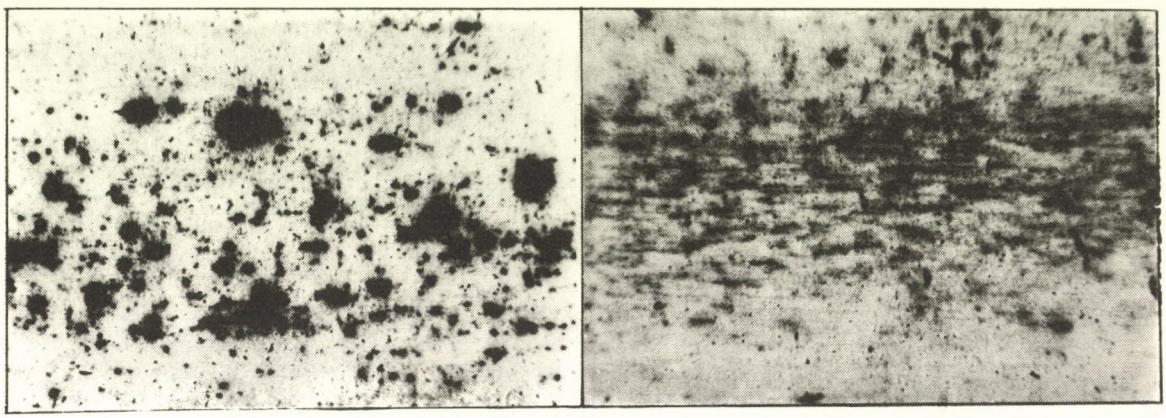
In co-operation with the National Research Institute for Machine Construction in Běchovice radionuclides were used for studying the properties, and the behaviour of materials on the base of CuPbAg and AlSn in different conditions. These alloys have displaced at the present time the formerly used materials for sliding bearings, i.e. bronzes and compositions.

For our experiments a laboratory tribometer was used - an apparatus, where the sliding couple was created with a steel disc (with dimensions - diameter 35 mm and width 3 mm) and a steel desk with rolled thin layer of the bearing metal on the contact surface. The disc rotates round its axis and at the same time it makes a reversible rectilinear motion in direction of lenghtwise axis of the desk. The desk is pressed to the disc

with changeable pressure of a spring (0-200 N).

Activation of samples of bearing materials (CuPb30Ag3 and AlSn20) was performed by irradiation in a reactor (20 hours in neutron flux of $10^{12}$ $cm^{-2}$ $s^{-1}$). Together with own samples the bearing metals were also irradiated, which were used for preparing the standards.

Autoradiographs were taken with autoradiographic emulsion ORWO AF-4 in contact with the working area of the discs. Autoradiographs show the spatial location of particles of transferred material (Fig.1 a.- CuPb30Ag3; Fig.1 b.- AlSn20). By comparing these



a b

Fig.1.a. Autoradiograph of material CuPb30Ag3.

Рис.1.а. Авторадиограмма материала CuPb30Ag3.

b. Autoradiograph.of material AlSn20.

б. Авторадиограмма материала AlSn20.

pictures the different character of both transfer materials can be well seen.With the alloy CuPb30Ag3 Ag particles of relatively large sizes are perceptible, which are probably broken off by the influence of surface microunevenesses. The material AlSn20 is considerably blurred on the contact surface of the opposite piece.

On autoradiographs it is also possible to determine the different deviations and irregularities of the contact of disc with the desk. This fact is supported by the pictures shown in Fig.2 a. and Fig.2 a. Fig.2 b. illustrates the transfer of materials on the disc, which is vibrated. The vibrations cause the raising of the wear (minimal twofold); oscillations are lucid on autoradiograph. Next picture Fig.2 b. shows the influence of the quality of the machined edges of disc - roughing of edges appears in fastening of activated bearing metal in fine disparities, as it can be

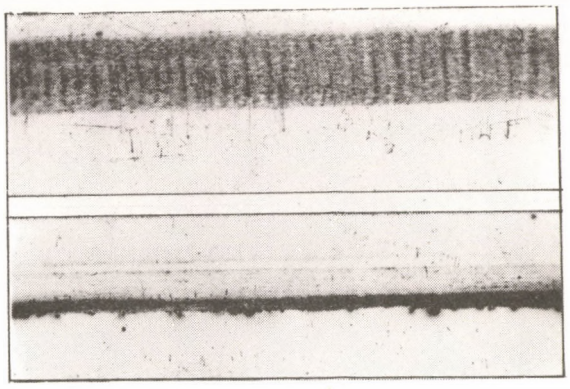



Fig.2. a. Autoradiograph of vibrated disc.

Рис.2. а. Авторадиограмма вибрирующего диска.

b. Autoradiograph of disc with rough edges.

б. Авторадиограмма диска с грубыми гранями.

watched on the side of the pictured track. Similarly, it is also possible to read the slight deviation of the upright position of the disc towards the desk (unfortunately, only having finished the experiment).

Autoradiographs, taken from areas with activity only on the surface, are available for further semiquantitative elaboration with the film equidensitometric method. In this case the optical density of the autoradiograph is not misrepresented with self-absorption in thick sample, and it is easy to make comparative standards, as well.

For illustration we divided optical density of autoradiographs Fig.1 a. and 1 b.into equidensities on the film Agfacontour Professional (Fig.3 a. - 3 c, Fig.4 a. - 4 b ). From the pictures it can be observed that autoradiograph of the material CuPb30Ag3 has greater range of optical density (3 equidensities with a a graduation of 0,3) than that of the material AlSn20 (only 2 equidensities).

The pictures show that radionuclide methods and especially autoradiography mean very significant help for the study of friction and wear, for the determination of the size of wear particles and amount of adhesive wear. These methods are applied especially during the trial run phase, where the classical methods cannot give any indications.

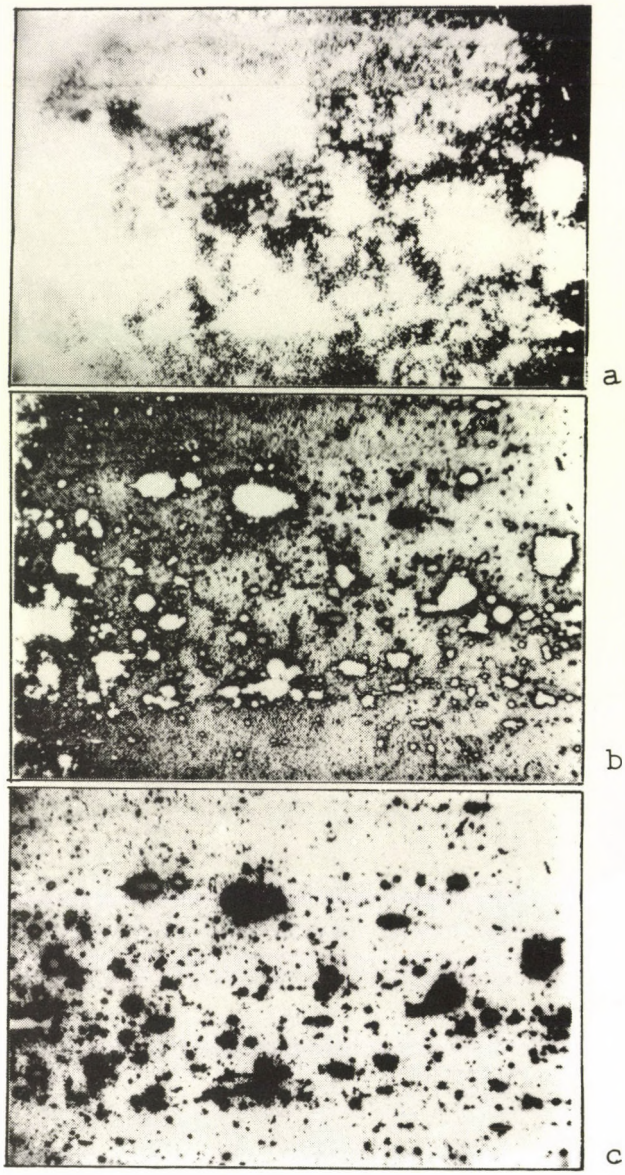



Fig.3. a. First equidensity of autoradiograph of material CuPb30Ag3.

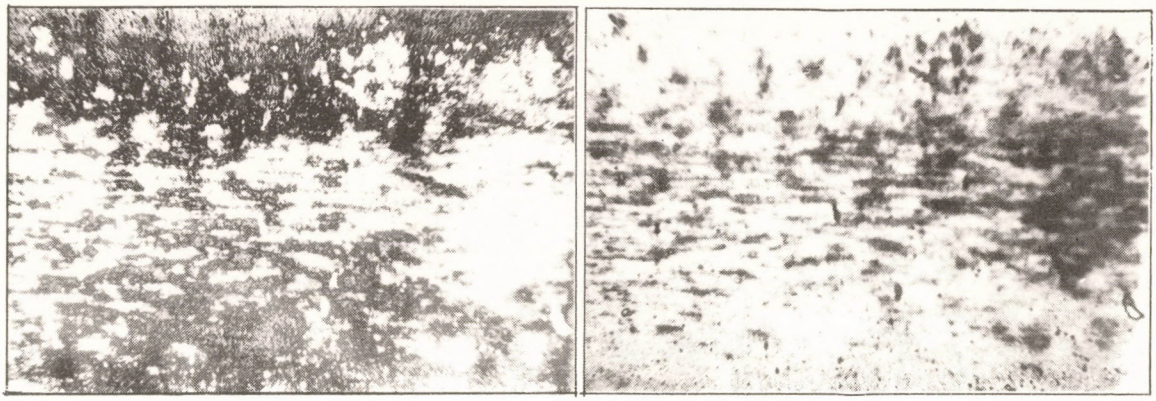
Рис.3. а. Первая эквиденсита авторадиограммы материала CuPb30Ag3.

b. Second equidensity of autoradiograph of material CuPb30Ag3.

б. Вторая эквиденсита авторадиограммы материала CuPb30Ag3.

c. Third equidensity of autoradiograph of material CuPb30Ag3.

ц. Третья эквиденсита авторадиограммы материала CuPb30Ag3.



a b

Fig.4. a. First equidensity of autoradiograph of material AlSn20.

Рис.4. а. Первая эквиденсита авторадиограммы материала AlSn20.

b. Second equidensity of autoradiograph of material AlSn20.

б. Вторая эквиденсита авторадиограммы материала AlSn20.

## References


[1] Krejčí M, Myšák F: Výzkum tření materiálových dvojic pomocí radionuklidů. Research report SVÚM Praha, Nr.Z-72-2764(1973).

[2] Krejči M, Myšák F: Studium opotřebení a přenosu materiálu s využitím radionuklidů. Research report SVÚM Praha, Nr.Z-73-2974 (1973).

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 185-192

# QUANTITATIVE AUSWERTUNG VON AUTORADIOGRAMMEN MIT DEM GERÄTESYSTEM "DENSITRON" *

K. FREYER, H. BAUMBACH, H.-CHR. TREUTLER

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung
Leipzig

Es wird über das im Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig neuentwickelte "Gerätesystem Densitron" zur quantitativen elektronischen Auswertung von Autoradiogrammen berichtet. Das Wirkprinzip und der Aufbau des Gerätesystems sowie seine Funktions- und Betriebsarten werden beschrieben. Die Leistungsparameter des Systems, die erreichbare Meßgenauigkeit bezüglich Flächengrößen und Schwärzungswerten, die Reproduzierbarkeit der Geräteeinstellung, die Genauigkeit von Zahlenwerten für Schwärzungssummen sowie die Vergleichbarkeit von schwärzungsklassifizierten Autoradiogrammdarstellungen nach photometrischen Verfahren und nach Messungen mit dem "Gerätesystem Densitron" werden diskutiert.

QUANTITATIVE EVALUATION OF AUTORADIOGRAMS BY MEANS OF THE "DENSITRON"-SYSTEM.
A new developed system "Densitron"is reported for the quantitative analysis of autoradiograms. A general description of the instrument and its operation modes is given. The special features of the instrument, the accuracy of measurement of areas and densities, the reproducibility, the accuracy of values of density sums and the comparison between "Densitron"-pictures and photometer-scan-pictures of autoradiograms are discussed.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АВТОРАДИОГРАММ СИСТЕМОЙ "ДЕНСИТРОН".
Описана система "Денситрон", изготовленная в Центральном институте изотопных и радиационных исследований, для количественного электронного анализа авторадиограмм. Описаны принцип и конструкция системы, её способ работы, её возможности, достигаемая точность измерения площади почернения, восроизводимость а также сравнение изображений "Денситрона" и фотометра.

* Presented at the Eight Svmposium on Autoradiography, Visegrád, Hungary/5-9 May, 1975.

## I. Allgemeines

In der Arbeitsgruppe "Autoradiographie" des Zentralinstituts für Isotopen- und Strahlenforschung (ZfI) Leipzig werden seit Jahren methodische Untersuchungen zur quantitativen Auswertung von Autoradiogrammen, insbesondere der gezielten Informationsentnahme durchgeführt. Neben den meist gebräuchlichen photometrischen Verfahren wurden hier auch Methoden der Äquidensitometrie und Isohelie erprobt. Die Einführung von Isolinien, d.h. Linien gleicher Transparenz und damit gleicher Flächenaktivität im Autoradiogramm, ermöglicht es, den bei punktweiser Photometrie beträchtlichen meßtechnischen Aufwand [1] zur Bestimmung von Zahlenwerten für Flächenaktivitäten und damit für Substanzmengen im untersuchten Objekt wesentlich zu reduzieren. Bei der Auswertung der Isohelendarstellung eines Autoradiogramms sind zur Bestimmung der Gesamtaktivität nur die mit den entsprechenden Schwärzungswerten multiplizierten Flächen zwischen den Äquidensiten aufzusummieren Schwärzungssummen .
Das genannte Auswerteprinzip wurde bei dem im ZfI konzipierten und entwickelten Gerät "Densitron" auf elektronischem Wege realisiert [2,3]. Über die Labormuster "Densitron I" und "Densitron II" [4] erfolgte eine stufenweise Weiterentwicklung, die zu dem elektronisch-technologisch neu konzipierten, und hinsichtlich seiner Funktions- und Betriebsarten der Autoradiogrammauswertung optimal angepaßten "Gerätesystem Densitron" führte. Im vorliegenden Beitrag soll dieses Gerätesystem vorgestellt, seine Leistungsparameter genannt und sein Einsatz zur quantitativen Autoradiogrammauswertung diskutiert werden.

## II. Darstellung des Wirkprinzips, der Funktions- und der Betriebsarten des "Gerätesystems Densitron"

In Abb.1 ist das "Gerätesystem Densitron" wiedergegeben. Man erkennt darin von links nach rechts die Fernsehkameras zur Bildabtastung, die Fernsehbetriebszentrale, den Meßwertdrucker, die Auswerteelektronik und einen Farbfernsehmonitor zur Bildwiedergabe.
Die in Autoradiogrammen vorliegenden zweidimensionalen Schwärzungsverteilungen werden in Auflicht- oder Durchlichtgeometrie (wahlweise) mit Schwarz-Weiß -Fernsehkameras vom Typ FK 20 (Hersteller VEB Studiotechnik Berlin) abgetastet. Die beiden Kameras können wahlweise einzeln aber auch gleichzeitig betrieben werden. Die in den Fernsehkameras in elektrische Signale gewandelten Helligkeitsinformationen gelangen in die Fernsehbetriebszentrale FBZ 2 (Hersteller VEB Studiotechnik Berlin) . Als Ausgangssignal erhält man ein in der Form und im Aufbau normgerechtes Fernsehsignal. Zur Synchronisation aller bildverarbeitenden Geräte wird ein Fernsehimpulsgeber FIG 20 verwendet. Dieser liefert die Steuersignale für die beiden Kameras, das Synchronsignal für den Farbmonitor und die Steuerimpulse zur Digitalauswertung.
Die zwei voneinander unabhängigen Fernsignale den Betriebszentrale gelangen auf einen Verstärkerkomplex der Auswerteelektronik, der ebenfalls zweikanalig aufgebaut ist. Ein Kanal dient zur direkten, d.h. positiven Darstellung, der andere ist als Umkehrkanal mit einem Umkehrverstärker wirksam.

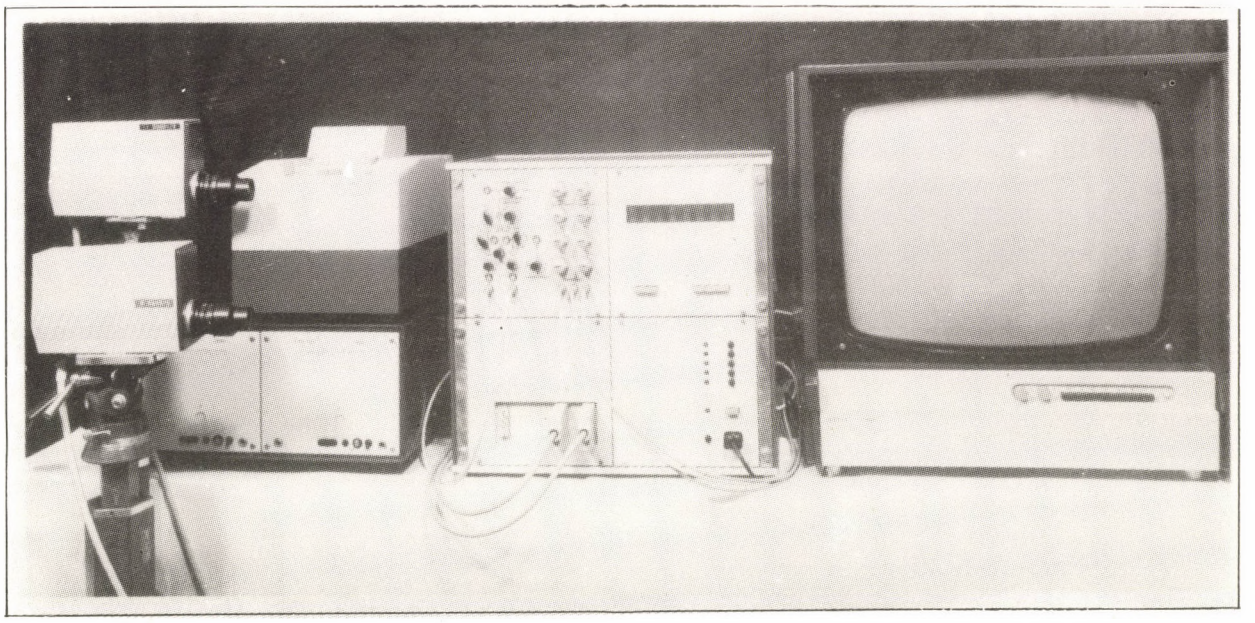


Abb.1. Ansicht des "Gerätesystems Densitron" Von links nach rechts sind zu erkennen die Fernsehkameras zur Bildabtastung, Fernsehbetriebszentrale und Meßwertdrucker, Auswerteelektronik und Farbfernsehmonitor zur Bildwiedergabe.

Fig.1. General view of the "Densitron"-system; from left to right: television Cameras for picture-scan, television operation unit and data printer, electronical unit and colour television monitor.

Рис.1. Вид системы "Денситрона":слева направо: телевизионная камера, центральный прибор для телевизионной камеры, цифропечатающее устройство, электронный прибор для регистрации, цветной телевизор.

Wahlweise kann in jedem Kanal linearer oder logarithmischer Betrieb gewählt werden. Über einem Eingangswahlschalter für Funktionsarten können jeder Kanal einzeln aber auch beide zusammen betrieben werden, so daß sich 6 verschiedene Funktionsarten ergeben. Als Beispiel für eine mögliche Variante ist in Abb.2 der Signallaufplan für logarithmischen Zweikanalbetrieb dargestellt.
Die Verstärkungsfaktoren für die Einzelkanäle sind getrennt einstellbar.
Die wahlweise mögliche logarithmische Wandlung der Bildsignale in jedem Einzelkanal ist für quantitative Schwärzungsmessungen, Schwärzungsvergleiche und Bildsubtraktionen erforderlich. Mit dem logarithmischen Betrieb ist es möglich, das von einem in

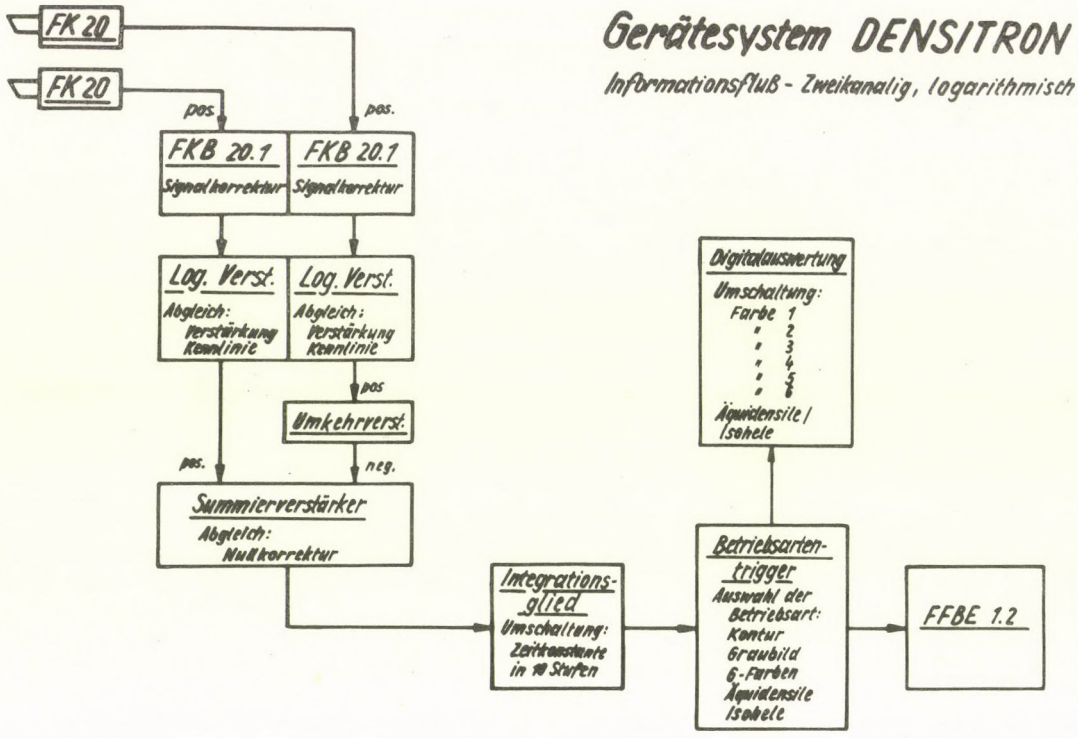



Abb.2. Informationsfluß im "Gerätesystem Densitron" bei der Funktionsart "2-Kanal-Betrieb, logarithmisch".

Fig.2. Flow diagram of information for operation mode "2-channel, logarithmical amplification".

Рис.2. Принцип системы "Денситрона" для вида работы "2-канал, логарифмический ".

der Schwärzung linear ansteigendem Graukeil gewonnene Fernsehsignal, dessen Amplitude proportional der Transparenz, d.h. also exponentiell verläuft, nach Durchlaufen der logarithmischen Verstärker als lineares Signal zu erhalten.

Der im Kanal II liegende Umkehrverstärker bildet ein invertiertes Videosignal. Man kann somit auf dem Monitor ein photographisch negatives Graubild erzeugen. Zur Summation der Ausgangssignale beider Verstärkerkanäle dient ein Summierverstärker, der das Differenzsignal der Einzelbildsignale abgibt.
Damit wird es in Verbindung mit dem logarithmischen Verstärkerbetrieb möglich, die Schärzungsdifferenzen in 2 Autoradiogrammen zu ermitteln und darzustellen.
Bedingt durch die Eigenschaften der Fernsehkameras können bei geringen Lichtmengen entsprechend hohen Schwärzungen hochfrequente Rauschanteile auftreten, die durch eine veränderliche Integrationsstufe gedämpft werden.

Die eigentliche Auswertung der Bildsignale erfolgt in unterschiedlichen Triggerstufen, die bei vorwählbaren Spannungswerten des Bildsignals schalten. Die digitalen Ausgangssignale dieser Trigger werden als Flächen gleicher Farbe auf den Farbbildschirm dargestellt. Mit einem Wahlschalter lassen sich die folgenden Betriebsarten einstellen:

1. Kontur: Dargestellt wird das von der Fernsehkamera gelieferte Graubild mit einer farbigen Isolinie, die durch alle Bildpunkte gleicher Schwärzung verläuft und deren Lage frei wählbar ist.

2. Schwarz-Weiß-Halbtonbild

3. Sechsstufige Farbisohelendarstellung:

   Schwärzungswerte im Autoradiogramm werden in 6 Klassen eingeteilt. Jeder Klasse wird eine Farbe zugeordnet (blau, rot, grün, weiß , violett und gelb) und als Isohelenfläche dargestellt. Die Klassengrenzen und damit der Schwärzungsumfang jeder Isohele sind frei wählbar.

   Abb.3 demonstriert diese Betriebsart am Beispiel eines Stufengraukeiles.

4. Äquidensite:

   Dargestellt wird eine der Flächen gemäß Betriebsart 3, wobei Breite und Lage der Äquidensite frei wählbar sind.

5. Isohele:

   Dargestellt wird hier eine einfarbige Fläche, die alle Bildpunkte des Autoradiogramms enthält, in denen die Schwärzungswerte einen frei wählbaren Grenzwert nicht überschreiten.

Die Triggerausgangssignale für die sechstufige Farbisohelendarstellung sowie die der Betriebsarten "Äquidensite" und "Isohele" werden zur Digitalauswertung einer Baugruppe zur Flächenmessung zugeführt. Diese Signale, die auch die Form der Farbflächen bestimmen, steuern eine Torschaltung auf und ermöglichen damit den Durchgang von Impulsen eines 10 MHZ-Generators. In einem Zähler werden die Impulse aufsummiert, wobei der Zählung wahlweise 10 order 100 Bildwechsel zugrunde gelegt werden können. Das Ergebnis wird digital angezeigt und kann über einen Streifendrucker ausgegeben werden.

Abb.3.

Zur Betriebsart "6-stufige Farbisohelendarstellung":
a) Halbtonbild Stufengraukeil (ΔS/Stufe = 0,1)
b) 6-stufige Farbisohelendarstellung von 3a); von einer Farbklasse überstrichenes Schwärzungsintervall ΔS = 0,2; Farbreihenfolge mit zunehmender Schwärzung: gelb, violett, weiß, grün, rot, blau.

Fig.3.

Operation mode "6-colour-isohele-mapping":
a) black-and-white-picture from a step grey wedge (ΔS/step = 0,1)
b) 6-colour-isohele-mapping from 3a); ΔS/colourinterval = 0,2; the colours change in direction of increasing density as follows: yellow, violet, white, green, red, blue.

Рис.3.

Вид работы "6-цветно-изосветовое изображение"
a) картина черно-белого ступенчатого клина
b) 6-цветно-изосветовое изображение от a), ΔS/интервал цвета= 0,2, ход цвета от светлого до темного: желтый, фиолетовый, белый, зеленый, красный, голубой.

Abb.4.

Schwärzungsklassierte Autoradiogramme eines P-32-markierten Gurkenblattes zur Bestimmung von Schwärzungssummen als Maßzahlen für Flächenaktivitäten
a) photometrisch abgetastet, rechnerisch klassiert, 2-Klassen -Darstellung
b) "Densitron"-Darstellung, Klassierung entspricht der von a)
c) wie a), 4 Klassen-Darstellung
d) "Densitron"-Darstellung, Klassierung entsprechend der von c).

Fig.4.

Comparison between density-classified autoradiograms of a P-32-labelled cucumber leaf
a) photometer-scan, classified by computer, two orders
b) "Densitron"-picture, classification like a)
c) like a), four orders
d) "Densitron"-picture, classification like c)

Рис.4.

Сравнение классифицированных авторадиограмм огуречного листа, меченного P-32,
a) изображение фотометра, классификация с помощью ЭВМ, два класса.
b) изображение "Денситрона", классификация такая же как в случае "a)".
c) как в случае "a)", четыре класса.
d) изображение "Денситрона", такая же классификация как в случае "c)".

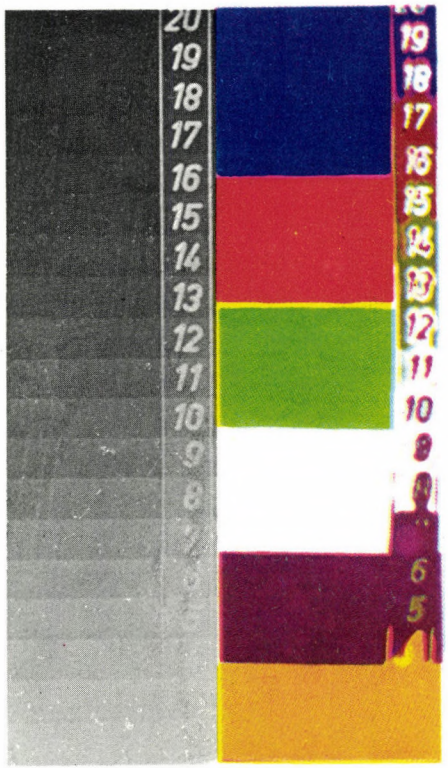
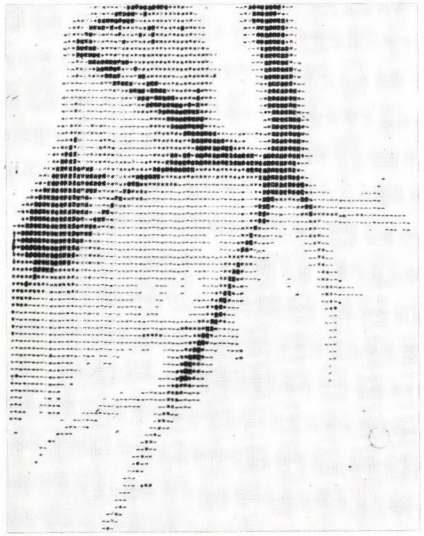


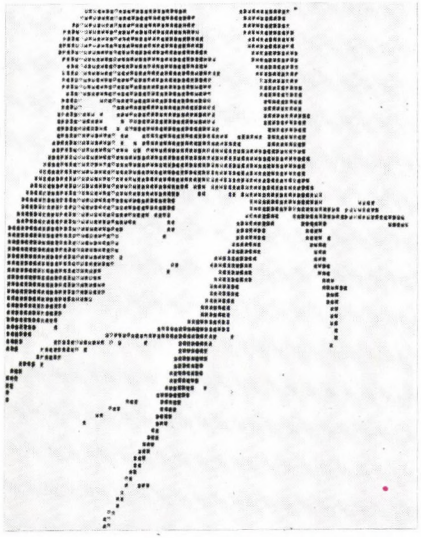

Abbildung 3.

a



b

c



d

Abbildung 4.

## III. Leistungsparameter bei der quantitativen Autoradiogrammauswertung

Die wesentlichsten, für die quantitative Auswertung von Autoradiogrammen genauigkeitsbestimmenden Leistungsparameter des "Gerätesystems Densitron" sind in Tab.1 zusammenfassend dargestellt.

Tabelle 1: Einige Leistungsparameter des "Gerätesystems Densitron"

Auswertbares Bildformat: beliebig.

Örtliches Auflösungsvermögen: ≥ 10 µm

Bildschirmendvergrößerung: entsprechend der förderlichen Vergrößerung verwendeter externer Geräte wie Lichtmikroskope bis zu 8000-fach.

Anzahl der Farbstufen: 6, einzeln einstellbar

Kleinster diskriminierbarer Schwärzungsunterschied $\Delta S$: abhängig von der Höhe der Schwärzung S

| Schwärzung S | 0,3 | 1,2 | 1,8 |
|---|---|---|---|
| $\Delta S$ | 0,03 | 0,07 | 0,14 |

Genauigkeit der Farbtriggereinstellung als Funktion der Schwärzung S:

| Schwärzung S | 0,3 | 1.0 | 1,0 |
|---|---|---|---|
| $\sigma_e$ /%/ | $\pm$ 0,94 | $\pm$1,15 | $\pm$ 3,9 |
| $\sigma_m$ /%/ | $\pm$ 0,28 | $\pm$0,4 | $\pm$ 1,2 |

mit $\sigma_e$ = mittl.stat.Fehler einer Einzelmessung

$\sigma_m$ = mittl. stat.Fehler des Mittelwertes von 10 Einzelmessungen

Genauigkeit der Flächenmessung:

Einzelflächen: Flächengröße 50 % des Bildinhaltes

$\sigma_m \leq \pm$ 0,015 %

Flächengröße 0,2 % des Bildinhaltes

$\sigma_m \leq \pm$ 0,2 %

mit $\sigma_m$ = mittl. stat. Fehler des Mittelwertes von 10 Messungen.

Bestimmung von Flächenverhältnissen:

Genauigkeit hängt ab vom Flächenanteil des Testobjektes an der Gesamthildfläche. Für Bildanteile

der Testflächen von 12 % bis 47 % liegen die Fehler bei ≤ ± 0,1 %, für Bildanteile < 1 % betragen sie ≤ ± 2 %.

Genauigkeit der Farbflächensummierung:

Bei 6-farbiger Darstellung im Schwärzungsbereich S = 0 ... 2 bleiben die Fehler ≤ ± 0,2 %.

In Abb. 4 sind vergleichend Schwärzungsklassierte Darstellungen ein und desselben Autoradiogramms eines mit P-32 markiertem Insektizid behandelten Gurkenblattes, die einmal nach punktweiser photometrischer Abtastung Abbildungsteile a und c, Zeiss-Schnellphotometer G II mit Meßwerterfassungsanlage 3518 des VEB Funkwerk Erfurt und nachfolgender rechentechnischer Klassierung, zum anderen mit dem "Gerätesystem Densitron" Abbildungsteile b und d erhalten wurden, wiedergegeben. Wie der Abbildungsvergleich zeigt, sind die mit dem "Densitron" einstellbaren Klassengrenzen in guter Übereinstimmung mit den rechnerisch ermittelten.
Die Reproduzierbarkeit der Bestimmung von Schwärzungssummen als Maßzahlen für Flächenaktivitäten im autoradiographisch untersuchten Objekt wurde zu ± 2,5 % bestimmt. Die Genaugkeit der Bestimmung von Schwärzungssummen in Abhängigkeit von der geometrischen Vergrößerung des Autoradiogramms, von der Lage des Autoradiogramms bezüglich der Bildschirmkoordinaten wurde an Meßserien untersucht. Dabei ergab sich, daß Genauigkeiten von ± 5 % an Einzelautoradiogrammen erreicht werden. Damit sind quantitative Vergleiche hinsichtlich der Flächenaktivität zwischen verschiedenen Autoradiogrammen mit Genauigkeiten von ± 10 % möglich. Mit gleicher Genaugkeit lassen sich Absolutwerte für Flächenaktivitäten über Eichmessungen an Standardobjekten bestimmen.

Die Autoren danken Herrn Dipl.-Phys.Dietmar Stams vom ZfI Leipzig an dieser Stelle herzlich für die sorgfältige und umsichtige Durchführung von Eich- und Testmessungen am "Densitron".

Literatur:

[1] K.Freyer, H.Baumbach, W.Birkholz: H.-J.Kiese
Nukleonika, 1975 (im Druck)

[2] G.Hartmann, K.Freyer, H.Baumbach, K.Renker:
Wirtschaftspatent Nr. 102894 vom 13.9.1973

[3] H.Baumbach, G.Hartmann, K.Freyer, K.Renker:
Isotopenpraxis 9 (1973) 413-420

[4] K.Freyer, H.Baumbach :
Vortrag auf dem VI. Internationalen Symposium "Autoradiographie", Potsdam, Oktober 1972.

MŰHELYÜNKBŐL - LABORATORIUMUNKBÓL

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 193-197

# HÉLIUM KRIOSZTÁT SZUPRAVEZETŐ MÁGNESEK SZÁMÁRA

FÜLE KÁROLY, NOVÁK DEZSŐ

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

Szupravezető mágnesek folyékony héliumban történő működtetése legcélszerűbben nagytérfogatu, hengeres fémkriosztátokban valósitható meg [1], [2]. Szupravezető mágnesek kriosztátjaival kapcsolatosan több sajátos hidegtechnikai követelmény merül fel. A mágnesek tetemes tömegéből, hőkapacitásából következően különösen nagy a folyékony hélium igény lehütésnél [3,4] és ezt csak ugy lehet ésszerü keretek közt tartani, ha megteremtjük a lehetőséget a minél tökéletesebb folyékony nitrogénes előhütésre. Müködés közben pedig a mágnes áramtáplálása miatt lép fel a szokásosnál jóval nagyobb hidegveszteség. Emiatt különösen fontos az áramvezetők megfelelő kialakitása, általában pedig a párolgási veszteségek leszoritása, a párolgó hélium gőzei hidegtartalmának hatékony kihasználása. Ügyelni kell továbbá, hogy az eltávozó hélium gőzeinek nagy szabad keresztmetszet álljon rendelkezésére, mert a mágnes esetleges normálállapotba kerülésekor a felszabaduló térenergia hirtelen nagy mennyiségü folyadékot párologtat el. Mindezeken felül fontos szempont a mágnes és tartozékainak jó hozzáférhetősége szereléskor [1].

Az ATOMKI-ben kifejlesztett szupravezető mágnesek kipróbálásához, müködtetéséhez és a mágneses térben történő különféle mérésekhez egy 15 liter hasznos térfogatu, 200 mm belső átmérőjü hengeres fémkriosztátot épitettünk. A kriosztát szerkezeti elrendezése és főbb méretei az 1. ábrán láthatók. A kriosztát négy vékonyfalu, rozsdamentes acélból készitett hengeres tartályból áll. Ezeket páronként gumi gyürüvel tömitett karimákkal fogtuk össze két kettősfalu vákuumhőszigetelt tartállyá. A tartályok méreteit az I. táblázat tartalmazza. A belső, héliumos tartály távtartó karimával támaszkodik a külső folyékony nitrogénes edény peremére; a folyékony nitrogén betöltőnyilásai a távtartó karimán helyezkednek el.
A vékonyfalu hengerpalástok - merevités céljából - görgőzöttek; a görgőzés méreteit az 1. ábra betétjén tüntettük fel. A hengereket alulról domboritott fenekek zárják le. A vákuumterek falai polirozottak; a 4-4 db Ø 10 méretü vákuum-leszivócsonkot a karimák peremén helyeztük el. A héliumos, illetve nitrogénes tartályok vákuumterei függetlenek lévén, a mágnes

I. táblázat

A kriosztát főbb méretei

| | | belső átmérő | hossz | falvastagság |
|---|---|---|---|---|
| | | mm | mm | mm |
| folyékony He tartálya | belső köpeny | Ø 200 | 1300 | 0,5 |
| | külső köpeny | Ø 220 | 1360 | 1,0 |
| folyékony $N_2$ tartálya | belső köpeny | Ø 280 | 1380 | 0,8 |
| | külső köpeny | Ø 306 | 1460 | 1,5 |

előhütését a belső vákuumtérnek 0,1 torr nyomásu hélium-gázzal való feltöltésével oldjuk meg, a külső edény folyékony nitrogénnel való feltöltése után. A lehülés a mágnes tömegétől függően 1-2 óra alatt végbemegy. A nitrogénes tartály folyadéktere 35 literes; feltöltésére 50 liter folyékony nitrogén szükséges; párolgási vesztesége kb. 0.5 lit $fN_2$/óra.

A héliumos edény belső szerelvényeit 6 db vékonyfalu Ø 5x0,5 méretü rozsdamentes acél csővel a kriosztát fedélre függesztettük. Hogy az acél csöveken át a mágneshez bevezetett hőmennyiséget csökkentsük, a fedéltől lefelé haladva különböző távolságra 3 textilbakelit tárcsát iktattunk közbe a függesztők közötti hőhidként; a mágnes közvetlenül a legalsó tárcsán függ. A krioszstátfedél és a középső tárcsa közé 600 mm összvastagságban HUNGAROCEL müanyaghab lapokból és aluminium fóliából szendvicsszerkezetet helyeztünk el kitöltésül. A kriosztát oldalfala és a HUNGAROCEL tömb között 3 ÷ 5 mm hézagot hagytunk /ld. ábra betétjét/. A müanyaghab + alufólia kitöltés hőárnyékolást biztosit a fedélről sugárzással, illetve a héliumgáz vezetésével bejutó hő ellen. Ezenkivül igen fontos szerepe van a fémes vezetés miatti hidegveszteség csökkentésében: a párolgó hélium gőzeit az edény palástja és a függesztő elemek, töltőcsövek mellé tereli és igy megjavitja a hőátadást a hőhidak és a hideg gőz között. A közel 30 $cm^2$ szabad keresztmetszet elegendőnek bizonyult a mágnesek kisülésekor hirtelen felszabaduló hélium veszélytelen elvezetésére.

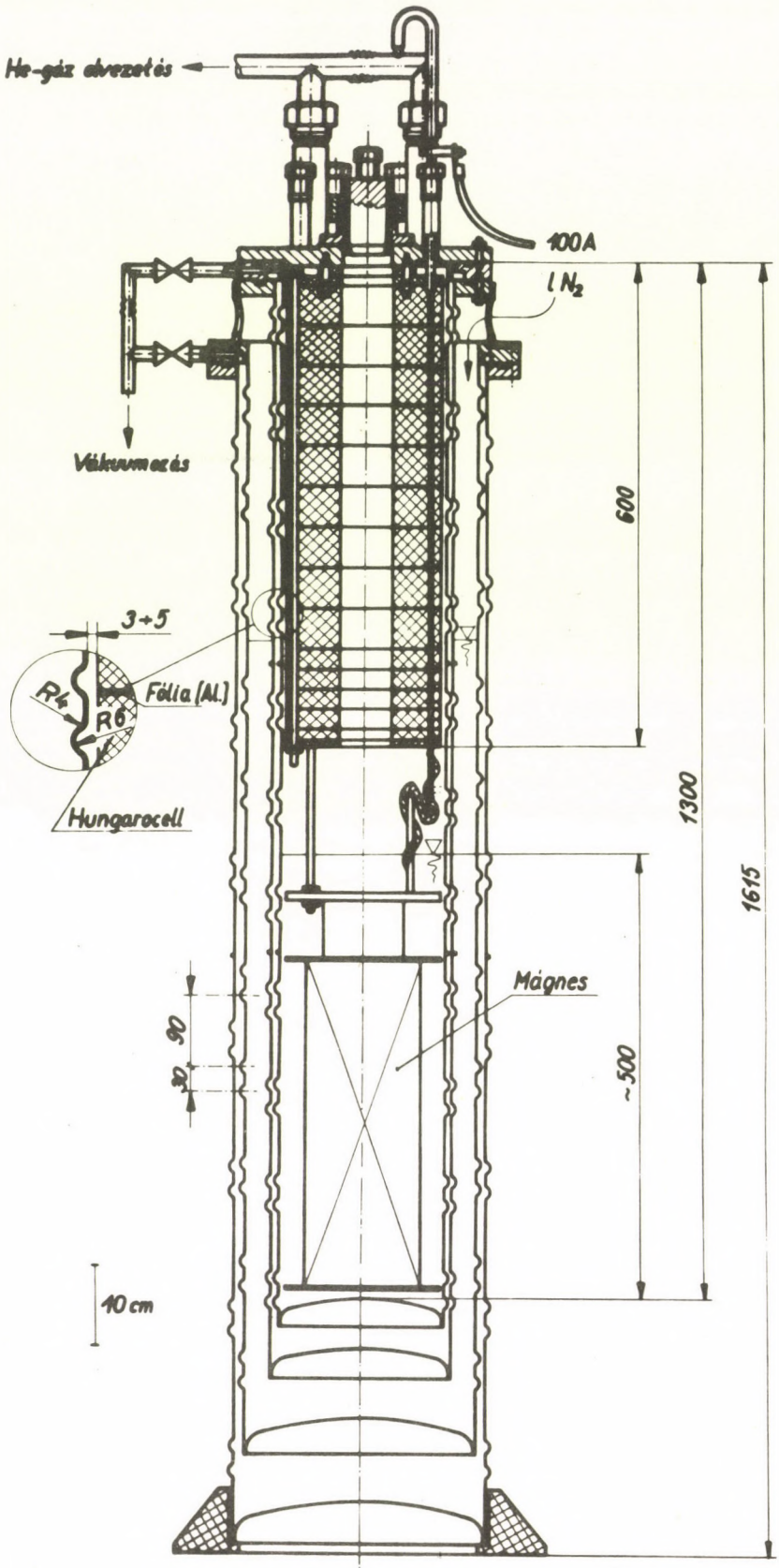
Az árambevezetők hütését ugyancsak a hélium gőzök hidegtartalma segitségével oldottuk meg. Maguk az áramvezetők Ø 3x0,75 mm-es vörösréz csövek /kb. 5,2 $mm^2$ hasznos keresztmetszettel/. A bel-

sejükben áramló hideg gőzöket a kriosztáton kivül vezetjük be a visszatérő gázáramba /ld. ábra/. A rézcsövek nem nyulnak le egészen a maximális folyadékszintig, hanem afölött kb. 10 cm-rel rézsodronyban folytatódnak. Igy nagy hőátadó felületet biztositunk a leghidegebb hélium gőzök számára. A sodronyt és a rézcső alsó kb. 10 cm-es szakaszát szupravezető huzallal rövidre zártuk, csökkentve ezáltal a joule-hő fejlődését a folyékony hélium közelében. A geometriai adatokból kiszámolt várható együttes hőveszteség /hővezetés + hősugárzás + árambevezetők/ kb. 1,9 watt lenne, áram nélküli esetben [4]. A mért párolgási adatokból ennél jóval kisebb hidegveszteséget tapasztaltunk: áram nélküli esetben 0,35 ÷ 0,4 lit/óra /= 0,25÷0,3 watt/, 100 amperes árambetáplálás esetén 0,65 lit/óra /=0,46 watt/ adódott. Az áram nélküli számolt, ill. mért adatokat összehasonlitva látható, hogy a hélium gőzeinek hidegtartalmával igen hatékonyan sikerült csökkenteni a párolgást: a várhatónak csak mintegy 1/6÷1/7 részét éri el a tényleges hidegveszteség. A 100 A erősségü áram joule-hője miatt még további,mintegy 0,2 watt-nyi hidegveszteség jelentkezett, azaz 0,001 watt/amper egy-egy áramvezetőre számitva /=1,4.$10^{-3}$ lit/óra/amper/. Összehasonlitásul: [6] szerint 0,002 watt/amper, illetve [4] szerint 1,38.$10^{-3}$ lit/óra/amper egy hélium gázzal hütött optimalizált méretü áramvezető teljes /joule-hő + szilárd vezetés miatti/ hidegvesztesége.

A kriosztát héliumos tartályának 1300 mm-es teljes belső mélységéből a müanyaghab szendvics felül 600 mm-t tölt be; a folyékony hélium maximális szintje alulról mérve kb. 500 mm-nél helyezkedik el: a kriosztát mintegy 15 liter folyékony héliumot tud befogadni. Szintmérőink érzékelői Allen-Bradley ellenállások voltak. A lehütést platina- és ugyancsak Allen-Bradley ellenálláshőmérőkkel követtünk nyomon.

A kriosztát fedelén 3 db Ø 25 mm, 9 db Ø 10-11 mm és -középen - egy Ø 50 mm-es tömithető nyilás helyezkedik el. A Ø 25 nyilások a He gáz elvezetésére szolgálnak, a kisebb nyilásokon az áramvezetők, két betöltőcsőcsatlakozás, müszer hozzávezetések haladnak keresztül. A fedél közepén levő Ø 50 mm-es nyilás lehetőséget teremt egy belső kriosztát beszerelésére a mágneses térben történő mérések számára.

Végül köszönetünket fejezzük ki a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézet Hidegtechnikai Osztályán Ju.A.Sisovnak és csoportjának különösen Borisz Zsitnyikov mérnöknek a tervezésnél felhasznált értékes tanácsaikért. Ugyancsak köszönet illeti az ATOMKI Müszaki Osztályát a felmerült technológiai problémák megoldásának kikisérletezéséért, a berendezés kifogástalan legyártásáért.




1. ábra

A kriosztát szerkezeti elrendezése.

## Irodalom


[1] М.П. Малков /редактор/: Справочник по физико-техническим основам криогеники.
(Энергия, Москва, 1973) стр.348-349.

[2] В.Б.Зенкевич: В.В. Сычев: Магнитные системы на сверхпроводниках.
(Наука, Москва, 1972)

[3] H.Brechna: Superconducting Magnet Systems.
(Springer Verlag, Heidelberg, 1973) p.510.

[4] B.Montgemery: Solenoid Magnet Design
(Wiley-Interscience, New-York, 1969)

[5] G.K.White: Experimental Techniques in Low Temperature Physics.
(Clarendon Press, Oxford, 1968). p.221-224.

[6] Э.Я.Казовский /редактор/: Сверхпроводящие Магнитные Системы.
(Наука, Ленинград, 1967). стр.119,Табл. VI-2.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 199-201

# 3 kV-OS PROGRAMOZHATÓ NAGYFESZÜLTSEGÜ TÁPEGYSÉG

PAÁL ANDRÁS, KERTÉSZ ZSOLT

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51. Hungary

A cikk az ATOMKI Elektronikus Osztályán kifejlesztett nagyfeszültségü tápegységet ismerteti. Az egyszerü felépitésü tápegység az NZ-850 tipusu kvadrupol rendszerü tömegspektrométer elektronsokszorozóját látja el feszültséggel. A kimeneti szürőkör és a visszacsatoló kör felépitése következtében jelentősen lecsökkent a kimeneti zajfeszültség, ezért az egység különböző tipusu részecskedetektorok feszültség ellátására is alkalmas.

3 kV PROGRAMMABLE HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY.
The description of a high voltage power supply, developed at the Electronic Department of ATOMKI, is given. The simple unit was designed to supply the electron multiplier of the NZ-850 Quadrupole Mass Spectrometer. The output ripple has been greatly reduced by the proper design of the output filter and feedback circuit, therefore, this unit can be used as a high voltage supply to drive various types of particle detectors too.

УПРАВЛЯЕМЫЙ, ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ НА 3 кВ.
В статье описан источник питания высокого напряжения, разработанный в отделе Ядерной Электроники АТОМКИ. Источник питания простого построения дает напряжение для электронного умножителя масс-спектрометра квадрупольного типа NZ-850. Вследствие построения фильтра и обратной связи значительно уменьшен шум на выходе, поэтому этот блок пригоден для питания разного типа детекторов излучения.

A nagyfeszültségü tápegység müszaki jellemzőinek meghatározásánál az NZ-850 tipusu tömegspektrométer elektronsokszorozójának paramétereit vettük alapul. A sokszorozó üzemeltetéséhez negativ, max. 3 kV-os tápfeszültség szükséges. A tápegység a tömegspektrométer elektronikus egységének egyik nyomtatott áramköri kártyáján került megépitésre. Feszültségellátása stabilizált ±12 V-ról és +24 V-ról történik. A kimeneti feszültség tizfordulatu helikális potenciométerrel 0 V-tól -3000 V-ig vál-

toztatható. 0 és +3 V között változtatható külső feszültségforrás segitségével a tápegység a teljes feszültségtartományban programozható.

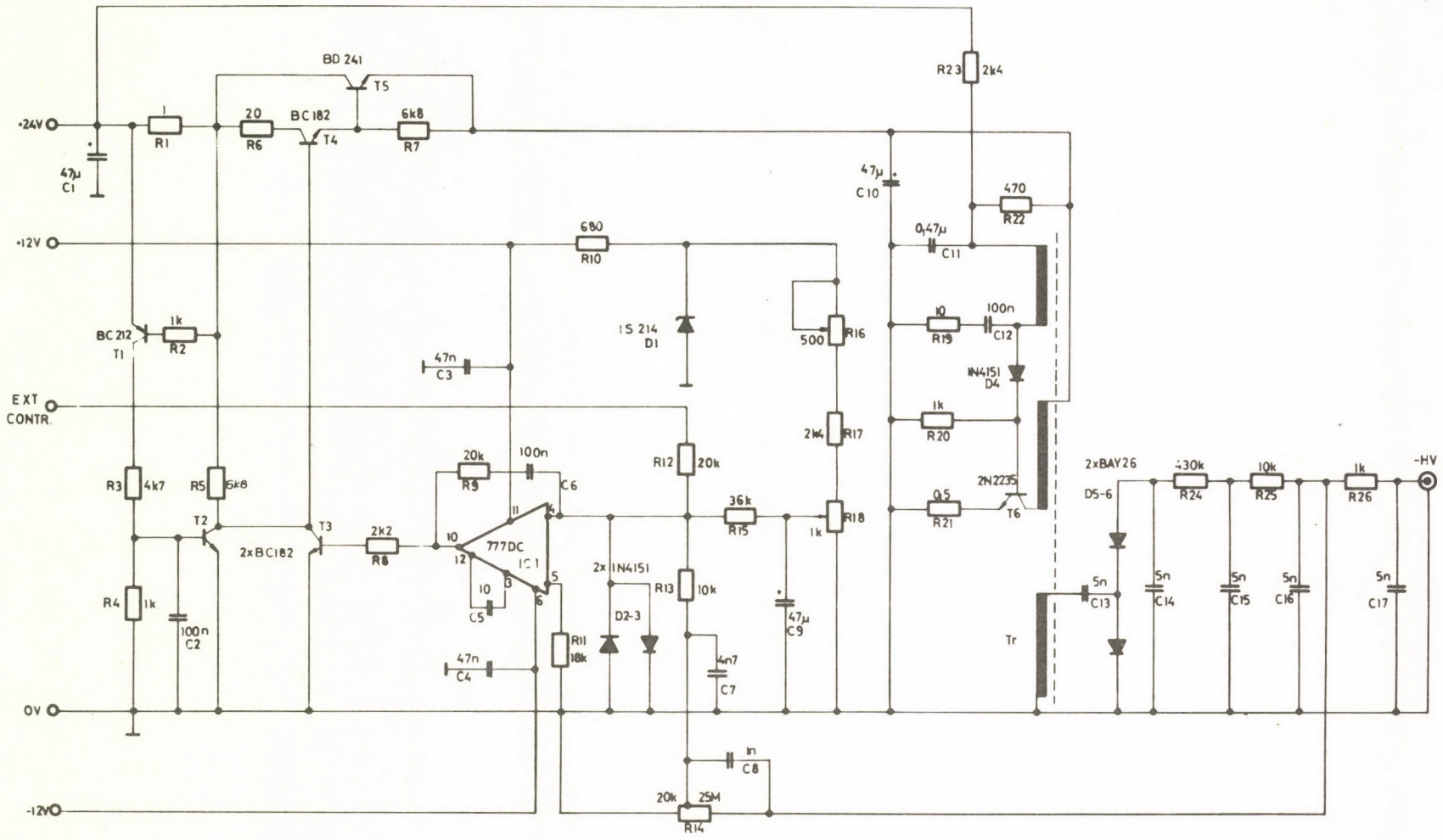
A tápegység elvi kapcsolási rajza az 1.ábrán látható. A T6 tranzisztor egy 20 kHz-es relaxációs oszcillátor aktiv eleme. Az oszcillációs feszültség szabályozása a T3-5 tranzisztorok és IC1 integrált áramkör segitségével történik. A T6 tranzisztor báziskörében levő R23 ellenállás kis kimenőfeszültségek esetén megakadályozza az oszcilláció leszakadását. A Tr transzformátor szekunder tekercsén megjelenő váltófeszültséget a C13-14, D5-6 elemekből álló feszültségkétszerező egyenirányitja. A szürt, egyenirányitott feszültséget az R14 speciális kiképzésü feszültségosztó 0V és 3V között változó értékre osztja. A referencia feszültséget a D1 hőkompenzált Zener-dióda állitja elő a +12 V-os tápfeszültségből. A referenciakör integráló tagja R18,C9 a tápegység bekapcsolásakor a kimenő feszültség felfutási sebességét lassitja.

A leosztott pozitiv referenciafeszültség és a kimeneti feszültséggel arányos negativ feszültség összege adja a hibafeszültséget. Az összegzést az IC1 erősitő végzi az invertáló bemenetén. A tápegység programozhatóságát biztositó külső, (EXT.CONTROL), 0V és +3V között változtatható vezérlőfeszültség is az invertáló bemenetére kerül.

A tápegység tuláram és rövidzár elleni védelméről az R1, T1 és T2 elemekből álló áramkör gondoskodik olymódon, hogy a +24V-os tápegységből felvett áram nagyságát 0,6 A-re korlátozza. Ez az áramkorlátozás egyben -3,5 kV-os feszültséghatárt jelent a kimeneten.

A tápegység mért müszaki jellemzői a következők:

| | | |
|---|---|---|
| Kimeneti feszültség: | 0V - 3kV negativ | |
| Max. terhelő áram: | 1 mA | |
| Kimeneti védelem: | rövidzár és tuláram ellen | |
| Beállitási pontosság: | $\pm$ 2V | |
| Zajfeszültség a kimeneten: | 25 $mV_{pp}$ | |
| Hőmérséklet együttható: | $5.10^{-5}/^{o}C$ | |
| Belső ellenállás: | 1 Kohm | |
| Áramfelvétel: | +24 V-ról | 450 mA |
| | +12 V-ról | 15 mA |
| | +12 V-ról | 5 mA |




1.Ábra A nagyfeszültségü tápegység elvi kapcsolási rajza.

Fig.1. Circuit diagram of the high voltage power supply.

Рис.1. Принципиальная схема источника питания высокого напряжения.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 203-209

# INTÉZETI HIREK

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Az MTA Matematikai és Fizikai Tudományok Osztálya, az MTA Atommag Kutató Intézet és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közös rendezésében, nyolc egyéb tud. egyesület támogatásával 1975. aug.25-27. között került megrendezésre Debrecenben a "Ciklotronok interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában, biológiai-orvosi tudományokban és a gyakorlatban" c. szimpózium. A szimpózium tudományos és szervező bizottságának elnöke Dr.Berényi Dénes, az MTA lev. tagja volt.

A szimpózium a magyar tudományos élet jelentős eseménye volt, szinte egyedülálló tudományos találkozó, amelyen sok tudomány és alkalmazási terület szakemberei vettek részt; fizikusok, kémikusok, biológusok, orvosok és ipari vezetők. A résztvevők száma 120 volt, összesen 23 előadás hangzott el.
A tanácskozás anyaga megjelent az ATOMKI Közlemények mellékleteként.

* * *

Az Intézet Igazgató Tanácsa 1975. évben összesen 5 alkalommal ült össze. Az IT ülésein megvitatásra kerültek az Intézet fontos aktuális problémái, (igy többek között az 1972-75. évekről szóló müködési beszámoló, tudományos tervek, ifjuságpolitikai határozatok) stb.

Az Intézet Könyvtári Bizottsága egy alkalommal tartott ülést az év folyamán, az ülés fő témája az 1976 évi folyóirat rendelés volt.

* * *

Dr.Medveczky László igazgatóhelyettes 1975.április 4.-én a "Munkaérdemrend" ezüst fokozata kormánykitüntetést kapta.

Kiváló Dolgozó kitüntető jelvényt kaptak: Bányai Lajos önálló szakmunkás, Dr.Halász Tiborné laboráns és Kiss Károly mérnök.

Az MTA "Alkotó Ifjuság" pályázati felhivására beküldött pályázatával Urszin Zoltán technikus 5.000.-Ft akadémiai dijat nyert.

* * *

Kandidátusi fokozatot 1975-ben egy kutató szerzett, Dr.Somogyi György; kandidátusi értekezését benyujtotta két kutató: Dr.Mahunka Imre és Máté Zoltán.

* * *

A felszabadulás 30. évfordulója tiszteletére az ATOMKI KISZ-szervezetének javaslatára, a Párt- és Szakszervezettel egyetértésben az Intézet Igazgatója csatlakozva az akadémiai szintü pályázati kiiráshoz, annak kiszélesitéseként, intézeten belüli ALKOTÓ IFJUSÁG pályázatot hirdetett meg. Az ATOMKI ALKOTÓ IFJUSÁG diját 8 pályamunka nyerte el, további két munka külön dijazásban részesült.

* * *

Az ATOMKI-ben 1975 év folyamán összesen 36 külföldi vendéget fogadtunk, az alábbiakban névszerint is megemlitünk néhányat a látogatók közül.
Az MTA fennállásának 150 éves jubileuma alkalmából meghivott akadémiai vendégek közül május 6-án Dr.Lamek Hulthén, a Svéd Tudományos Akadémia elnökhelyettese, Dr.Pavle Savic, a Szerb Tudományos Akadémia elnöke és Dr.Teleki György, a belgrádi Csillagvizsgáló Intézet főmunkatársa látogatták meg az ATOMKI-t.

Junius 9-én Dr.Antti Alasoini, Észak-Karélia /Finnország/ közegészségügyi főorvosa megbeszélést folytatott Szalay Sándor akadémikussal a mikroelem-hiány feltételezett egészségügyi kihatásaival kapcsolatos vizsgálatokra vonatkozóan.

Szeptember 15-én Prof.Kinosita Koreo, a tokioi Gakushin Egyetem dékánja megtekintette az Intézet néhány laboratóriumát.

Szeptember 23-tól 27-ig tartózkodott Debrecenben Prof.Hans. E.Suess, az University of California, La Jolla Geochemistry Dept. professzora, az Akadémia vendégeként. Suess Professzor meglátogatta az intézet egyes laboratóriumait és előadást és szemináriumi megbeszélést tartott az intézet kutatói és a meghivott vendégek részére.

Dr.M.U.Belij, a kievi Tudományegyetem rektora október 24-én látogatta meg az intézetet, néhány laboratóriumot megtekintett, és megbeszélést folytatott az intézet vezető munkatársaival.
Október 26-tól okt.31-ig az ATOMKI meghivott vendégeként Prof. dr.Włodzimierz Zuk, a Marie Curie-Skłodowska Egyetem /Lublin/ professzora látogatást tett az ATOMKI-ben, szept.29.-én egy szemináriumi és egy összefoglaló tudományos előadást tartott az intézet kutatói részére.

Prof.Sakae Shimizu a Kyotó-i Egyetem Kémiai Intézetének professzora november 8-tól látogatás és tapasztalatcsere céljából egy hónapig tartózkodott az ATOMKI-ben. Shimizu Professzor november 20-án előadást tartott az Intézet kutatói és a meghivott vendégek részére. A kyotói Intézet és az ATOMKI között korábban ki-

alakult együttmüködés és jó kollegiális kapcsolat továbbfejlesztése érdekében is hasznos volt a japán professzor látogatása.

* * *

1975.év folyamán az ATOMKI-ben 4 aspiráns, ill. vendégkutató folytatta munkáját.
Dang Huy Uyen vietnami ösztöndijas 1972 óta dolgozik a TMB aspiránsaként az Intézetben, a magyar-vietnámi kulturális egyezmény keretében. Nevezett 1975 októberében benyujtotta kandidátusi disszertációját.

A magyar-EAK kulturális egyezmény alapján folytatta tanulmányait az Intézetben A.A.Naim fizikus, aspiráns, az Alexandria University, Faculty of Physics oktatója.

Gaber M.Hassib, az Atomic Energy Establishment /Kairó/ munkatársa, aki UNDP ösztöndijjal dolgozott korábban az intézetben, 1975-ben a TMB engedélyével önköltséges aspiránsként folytatta tanulmányait, szeptemberre elkészitette kandidátusi értekezését.

Dr.Yahia Youssuf El-Hyatemy biokémikus a magyar-egyiptomi kulturális munkaterv keretében egyéves tanulmányutra érkezett 1975 márciusától az ATOMKI-be.

* * *

1975 év folyamán az Intézet kutatói közül egy hétnél hosszabb, ill. tartós kiküldetésen az alábbiak voltak:
Dr.Kiss Árpád tud.munkatárs és Zolnai László tud.segédmunkatárs egy-egy hónapot dolgoztak az Obnyinszki Fizikai Energetikai Intézetben a Szovjet és Magyar Atomenergia Bizottság között létrejött együttmüködési egyezmény keretében.
Ugyanitt 10-10 napot töltött Dr.Koltay Edéné tud.főmunkatárs és Dr.Vertse Tamás tud.munkatárs is hasonló céllal.

Dr.Szalay Sándor akadémikus november végétől 2 hetet töltött az Egyesült Arab Köztársaságban. Tanulmányutja során meglátogatta többek között az Ain Sham's Egyetem, az Al Azhar Egyetem és a Kairói Egyetem Fizikai, ill. Kémiai Tanszékeit, a Kairói Atomenergia Kutató Központot és annak urángeológiai részlegét. Felkérésre több előadást tartott az ATOMKI-ben folyó urán-geokémiai kutatási eredményekről, valamint az oldhatatlan huminsavak jelentőségéről az urán és más fémek vonatkozásában, különös tekintettel a kérdés mezőgazdasági vonatkozásaira.

Dr.Berényi Dénes az MTA levelező tagja december 7-től kéthetes svédországi tanulmányuton volt. A két hét alatt négy intézetet látogatott meg; az Uppsalai Egyetem Fizikai Intézetében töltött 10 napot, mig a másik három intézetben /Institute for Atomic Physics, Stockholm, Institute of Physics of Chalmers Institute of Technology, Göteborg, Institute of Physics, University of Stockholm, Stockholm/ csupán rövidebb látogatást tett.

Az uppsalai és a stockholmi egyetem Fizikai Intézetében előadásokat tartott az utóbbi években munkatársaival együtt elért kiemelkedő eredményekről.

1975 december elején tért vissza Dr.Kovách Ádám tud.főmunkatárs Cambridge-ben /USA/ folytatott 15 hónapos IREX ösztöndijas tanulmányutjáról. Kovách Ádám tanulmányutját a "Massachusetts Institute of Technology" Földtudományi Intézetében folytatta, ahol bekapcsolódott az ott folyó geológiai kormeghatározási kutatómunkákba; munkája során jól hasznositható ismereteket és tapasztalatokat szerzett az ATOMKI e tárgyban folytatandó további munkájához.

Dr.Koltay Edéné tud.főmunkatárs egy hónapot töltött meghivásra a Trieszti Elméleti Fizikai Központban. Egyhónapos tanulmányutja alatt résztvett egy tudományos konferencián és egy munkaértekezleten is.

* * *

Rövidebb kiküldetésekre az Intézet kutatói főleg rendezvényeken, konferenciákon, ill. nyári iskolákon való részvétel céljából utaztak ki.

Az Intézet kutatói közül 4 fő 1-2 alkalommal utazott Dubnába, EAI tanácsülésen, ill. bizottsági üléseken való részvétel céljából.

* * *

1975 év folyamán az Intézetben az alábbi két kandidátusi értekezés munkahelyi vitáját folytattuk le:

1/ Gaber Mohamed Hassib: "Some Studies on the Application on the Dielectric Track Detectors in Accidental Neutron Dosimetry"
(1975.szept.18.)

2/ Dang Huy Uyen: "A $^{45}$Sc és $^{55}$Mn atommagok szerkezetének vizsgálata"
(1975.október 30.)

* * *

1975-ben is rendszeresen folytak a szakmai továbbképzés fontos fórumát jelentő intézeti referáló délutánok. Az elhangzott előadásokat - amelyeket részben intézeti kutatók, részben meghivott előadók vagy vendégek tartottak - szakmai vita követte.

1975 év folyamán referáló délutánokon az alábbi előadások hangzottak el:

| | | |
|---|---|---|
| Január 30. | Berecz István,<br>Máthé György | - Kvadrupol rendszerü légzésvizsgáló berendezés. |

| | | |
|---|---|---|
| Február 13. | Hock Gábor, Kiss Árpád | - Beszámoló a XXV. Magspektroszkópiai és atommag szerkezeti konferenciáról Leningrád, 1975.január . |
| Február 20. | Vertse Tamás, Székely Géza, Lovas Rezső | - Az ATOMKI számitógéphelyzete. |
| Február 27. | Legendi Tamás (MTA Matematikai Logikai és Automatizálási Kutatócsoport Szeged) | - Sejtautomaták. |
| Március 6. | Kovács Pál | - Magfizikai vizsgálatok Os céltárgyon 14 MeV-es neutronokkal. |
| Március 13. | Lovasné Fodor Ilona (KFKI) | - Egyrészecskés és kollektiv tipusu gerjesztések kapcsolata. |
| Március 20. | Lőkös Sándor | - On-line céltárgyfeszültségmoduláló berendezés keskeny rezonanciák felvételére elektrosztatikus gyorsitónál. |
| Március 27. | Koltayné Gyarmati Borbála | - Küszöbhatások. |
| Április 17. | Pálla Gabriella (KFKI) | - $^{3}$He és p szórás páros-páros Sm izotópokon. |
| Április 24. | Csákány Antal, Vajda Ferenc (KFKI) | - Nagybonyolultságu elektronikus elemek hatása a készülékekre és alkalmazóikra. |
| Május 12. | T.Shinohara (Tohoku University, Senday,Japán) | - Nuclear methods in different branches of sciences. |
| Május 15. | Kis-Varga Miklós | - Analitikai vizsgálatok Si/Li/ röntgen-spektrométerrel. |
| Május 22. | Hock Gábor | - A virtuális béta bomlás cáfolata a $^{59}$Ni és $^{36}$Cl-on végzett belső fékezési sugárzási vizsgálataink alapján. |
| Május 29. | Zolnai László | - Vizsgálatok a $^{28}$Si gerjesztett állapotaira vonatkozóan az $^{27}$Al+p magreakcióban. |
| Junius 5. | Hargittai István (MTA Központi Kámiai Kut.Int. Szerkezet Kut.Csop.) | - Az elektron diffrakció alkalmazása a kémiai szerkezet kutatásban. |

| | | |
|---|---|---|
| Junius 12. | Pólya Endre (MTA SZTAKI Müszaki Osztály) | - Termelésszervezés számitógéppel. |
| Junius 19. | B.D.Kern (University of Kentucky Dept.of Physics and Astronomy) | - On-line Studies of Short-lived Activities at the UNISOR Facility at Oak Ridge National Laboratory |
| Junius 26. | Vatai Endre | - Égitestek keletkezésének, fejlődésének és energiatermelésének uj modellje és annak elméleti alapjai. |
| Julius 1. | Jéki László | - A $^{252}$Cf spontán hasadásánál keletkező neutronok energiaeloszlása. Kandidátusi értekezés, melynek vitáját a TMB az ATOMKI-ben rendezte . |
| Julius 2. | Füzes Elek (MTA Találmányi Bizottsága) | - Tájékoztató a találmányokkal és ujitásokkal kapcsolatos jogszabályokról és akadémiai gyakorlatról. |
| Szeptember 24. | Hans.E.Suess (University of California, La Jolla) | - Problems of C-14 Dating |
| Szeptember 25. | Gyarmati Borbála, Vertse Tamás, G.Tyerticsnij, Je.Jadrovszkij (FEI Obnyinszk) | - Az izobár analóg rezonanciák vizsgálatának néhány problémája a mikroszkópikus és fenomenológikus magreakció elméletben. |
| Október 13. | Mezei Ferenc (KFKI) | - Neutron spin echo jelenség. |
| Október 16. | H.G.Zajceva (EAI Dubna) | - Radioaktiv izotópok gyors gáztermokromatográfiai kiválasztása a JASZNAPP programban. |
| Október 29. | W.Zuk (Marie Curie Skłodowska University Lublin) | - The Actual Problems of Ions Implantation in Semconductors, - The Isotopic Abundance of Light Elements in Nature and Geological Problems. |

| | | |
|---|---|---|
| November 13. | Mészáros Sándor, Berényi Dénes | - A $^{35}S$ belső fékezési sugárzásának vizsgálatában elért eredményeink. |
| November 17. | S.Shimizu (Institute of Chemical Research,Kyoto Univ. Kyoto,Japán) | - K-shell Internal Ionization in K-Capture Decay and Internal Conversion. |
| November 27. | Székely Géza | - Magfizikai spektrumok kiértékelésének néhány számitástechnikai problémája. |
| December 4. | Zámori Zoltán (KFKI) | - Mikroelektronika ma. |
| December 11. | Párizs Gyula (KFKI) | - Nagyáramu részecskenyalábok és a kollektiv gyorsitás. |

* * *

Az intézeti referáló délutánokon kivül az egyes osztályokon rendszeresen osztály-szemináriumokat is szerveztek.

* * *

A korábbi évekhez hasonlóan 1975 év folyamán is résztvettek az ATOMKI kutatói az egyetemi oktatási munkában.

Az intézet több kutatója tartott előadásokat, illetve vezetett gyakorlatot a KLTE megbizásából külső, illetve megbizott előadóként.

* * *

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Berényi Dénes az Intézet igazgatója

Példányszám: 500
1976/1

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

# АТОМКИ

## СООБЩЕНИЯ

ТОМ 18 №1

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ стр.

А.Киш, Е.Колтаи, И.Папп, Ш.Салаи, Генератор высокого напряжения электростатического ускорителя на 5 МэВ в АТОМКИ 1

Г.М.Хассиб, Исследования по применению диэлектрических трековых детекторов в аварийной нейтронной дозиметрии 25

Б.Дьярмати, Т.Верче, Г.УА.Тертусхин, Е.Л.Ядровски Комплексный оптический потенциал в модели Лейна 31

К.Ердеи, Матрица групповых констант для многогрупповых расчетов в теории транспорта нейтронов 37

Г.Сенкей, Анализ спектра внутреннего тормозного излучения 51

Й.Гал, Дь.Бибок, Т.Ланатош, Дь.Матэ, Одноканальный анализатор амплитуды, схема отбора проб и усилитель окна на основе принципа "Стречед-кроссинг" 73

Ш.Лекеш, Модуляция энергии пучка ускорителя в диапазоне 0-9,6 кэВ с помощью высокого напряжения поданного на мишень 97

Д.Беренн, Результаты исследований внутреннего тормозного излучения в бета-распаде, проведенных в АТОМКИ /Обзорная статья/ 113

Г.-Х.Трейтлер, К.Фрейер, Определение профилей течения в тарельчатых скоростных центрифугах авторадиографическим методом 129

Х.Баумбах, К.Фрейер, Д.Фишер, С.Кэлер, Вклад в осуществление систематики авторадиографических исследований и коллекции данных "Авторадиография" 137

К.Фрейер, Г.Баумбах, Г.-Х.Трейтлер, В.Биркголц, Й.Флаховский, Р.Курцгалс, Авторадиографические исследования проникновения воды в обувной материал 143

Г.Баумбах, К.Фрейер, В.Биркголц, Авторадиография нейтрононаведенных локальных борных и азотных распределений с помощью 1 мг-Cf-252 источника 155

Х.Б.Лук, О регистрации протонов, дейтронов и альфа-частиц с помощью CN-трековых детекторов 169

Ф.Мышак, М.Крейци, Авторадиографический метод изучения переноса материалов для подшипников скольжения на сталь 179

К.Фрейер, Г.Баумбах, Г.-Х.Трейтлер, Количественный анализ авторадиограмм системой "Денситрон" 185

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

К.Фюле, Д.Новак, Гелиевый криостат для сверхпроводящих магнитов 193

А.Паал, Ж.Кертес, Управляемый, высоковольтный источник питания на 3 кВ 199

ИНСТИТУТСКИЕ ИЗВЕСТИЯ 203

# ATOMKI BULLETIN

Volume 18 Number 1

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS Page

A.Kiss, E.Koltay, I.Papp, A.Szalay, The voltage generator of the 5 MV Van de Graaff accelerator of ATOMKI 1

G.M.Hassib, Some studies on the applications of dielectric track detectors in accidental neutron dosimetry 25

B.Gyarmati, T.Vertse, G.YA.Tertychiny, E.L.Yadrovsky On the complex optical potential in the Lane-Model 31

K.Erdei, Group constant matrix for multigroup calculations in neutron transport theory 37

G.Székely, Analysis of the internal bremsstrahlung spectrum 51

J.Gál, Gy.Bibok, T.Lakatos, Gy.Máthé, Single channel analyser, sampling unit and window amplifier using the "Stretched Crossing" method 73

S.Lőkös, Energy modulation by applying high voltage to the target in 0-9,6 kV interval 97

D.Berényi, Results of the research on internal bremsstrahlung from beta-process in the ATOMKI /Review/ 113

H.-Chr.Treutler, K.Freyer, Determination of stream profiles in disc separators by means of radioautographical method 129

H.Baumbach, K.Freyer, D.Fischer, S.Köhler, Contribution to the systematization of autoradiographic investigations and to the setting up of a data file on autoradiography 137

K.Freyer, H.Baumbach, H.-Chr.Treutler, W.Birkholz, J.Flachowsky, R.Kurzhals, Autoradiographic investigations on the penetration behaviour of water in footwear materials 143

H.Baumbach, K.Freyer, W.Birkholz, Neutron induced autoradiography of local boron and nitrogen distributions by means of a 1 mg-Cf-252-source 155

H.B.Lück, On the registration of protons, deutrons and alpha particles using CN track detectors 169

F.Mysák, M.Krejci, Autoradiographic method for studying the transfer of bearing materials on steel 179

K.Freyer, H.Baumbach, H.-Chr.Treutler, Quantitative evaluation of autoradiograms by means of the "Densitron"-system 185

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

K.Füle, D.Novák, A helium cryostat for superconducting magnets 193

A.Paál, Zs.Kertész, 3 kV programmable high voltage power supply 199

NEWS OF THE INSTITUTE 203

310 565

# ATOMKI

# KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 2. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1976.

539 HU ISSN 0004-7155

# ATOMKI

# KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 2. szám

*The editors of ATOMKI KÖZLEMÉNYEK are very glad to give space here to the proceedings of "Symposium on fast neutron interactions and on the problems of high current neutron generators", and at the same time, they acknowledge that the editorial work this time was taken upon by the staff of the Institute of Experimental Physics of Kossuth University, Debrecen.*

# SYMPOSIUM

# ON FAST NEUTRON INTERACTIONS AND ON THE PROBLEMS OF HIGH CURRENT NEUTRON GENERATORS

27 - 30 August, 1975

Debrecen

Hungary

Editor Z.T.Bődy

H-4001 Debrecen, Pf.105.

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

The Symposium was organized by the Eötvös Loránd Physical Society and the Institute of Experimental Physics of the Kossuth University, Debrecen.

The aim of this Symposium was to render a possibility for the interchange of ideas and experiences of scientists working with neutron generators. Because of the increasing importance of intense neutron generators and their role in the future, special attention has been paid to the development and construction of these instruments.

Scientific Secretary: Gyula J.Csikai /Debrecen/

Organizing Committee: I.Angeli /Debrecen/
P.Bornemisza-Pauspertl /Debrecen/
Z.T.Bődy /Debrecen/
S.Daróczy /Debrecen/
S.Gueth /Budapest/
K.Kluge /Budapest/

## LIST OF PARTICIPANTS

AUSTRIA

K.H.Czock, IAEA, Laboratory Seibersdorf, Wien
H.Vonach, Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Wien

BULGARIA

I.Enchevich, University of Sofia, Sofia

CZECHOSLOVAKIA

Š.Bederka, Institute of Physics, Bratislava
Á.Duka-Zólyomi, Comenius University, Bratislava
P.Obložinský, Institute of Physics, Bratislava
J.Pivarč, Institute of Physics, Bratislava
J.Vincour, Institute of Nuclear Physics, Řež near Prague

GERMAN DEMOCRATIC REPUBLIC

D.Seeliger, Technische Universität, Dresden

GERMAN FEDERAL REPUBLIC

J.Darvas, Kernforschungsanlange, Jülich
S.Qaim, Kernforschungsanlange, Jülich

HUNGARY

Central Physical Research Institute, Budapest:

F.Adorján A.Lajtai G.Pór

Z.Fodor
Z.Kecskeméti
Gy.Kluge
J.Pálfalvy
G.Pálla
I.Vidovszky
I.Vinnyai

Eötvös University, Budapest:

S.Gueth
Cs.Pongrácz
Cs.Sükösd

Technical University, Budapest:

E.Zsolnay
M.Nagy

Institute of Nuclear Research, Debrecen:

J.Bacsó
D.Berényi
P.Bornemisza-Pauspertl
E.Koltay
P.Kovács
L.Sarkadi
I.Török
I.Uray

Institute of Experimental Physics, Kossuth University, Debrecen:

I.Angeli
Z.T.Bődy
M.Buczkó
J.Csikai
S.Daróczy
K.M.Dede
A.Demény
Z.Dezső
S.Isza
S.Juhász
G.Pető
A.Pázsit
P.Raics
T.Scharbert
S.Sudár
J.Szabó
S.Szegedi
T.Sztaricskai
L.Vas
L.Vasváry
M.Várnagy

IRAQ

M.S.Al-Jibouri, Atomic Energy Commission, Bagdad
M.H.Al-Mundheri, Atomic Energy Commission, Bagdad

POLAND

T.Janicki, Silesian University, Katowice
U.Tomza, Silesian University, Katowice

SWEDEN

G.Magnusson, Lunds Universitet, Lund
L.Nilsson, Uppsala Universitet, Tandemacceleratorlaboratoriet, Uppsala

UNION OF SOVIET SOCIALIST REPUBLICS

B.E.Leshchenko, University of Kiev, Kiev

UNITED KINGDOM

A.B.Cox, University of Aston, Birmingham
T.S.Green, Culham Laboratory, Abingdon

YUGOSLAVIA

F.Cvelbar, Institut "Jožef Stefan", Ljubljana
A.Likar, Institut "Jožef Stefan", Ljubljana

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 215-227

# CONCEPTION OF THE PRE-EQUILIBRIUM DECAY AND ITS APPLICATIONS

P. OBLOŽINSKÝ
Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences,
Dúbravská cesta, 89930 Bratislava, Czechoslovakia

Conception of the pre-equilibrium decay is reviewed from the point of view of fast-neutron induced reactions. In the first part, more detailed insight into the extended Griffin (exciton) model is given. The second part deals with applications of the model in spectra and total cross section interpretation of (n,n′), (n,p), (n,2n) and (n,α) reactions around 14 MeV as well as angular distributions of inelastically scattered neutrons.

## 1. Introduction

Pre-equilibrium decay of highly excited states of composite nuclei (target nucleus + incoming projectile) seems to be now well established fact. In the last few years several different models (exciton, Fermi-gas equilibration, hybrid) dealing with that aspect of nuclear reactions have been extensively elaborated [1-4]. Such a development was motivated by a large body of experimental data that appears to deviate systematically from the predictions of both extremely opposite models of nuclear reactions used so far: direct-reaction and compound-nucleus theory.

The conception of the pre-equilibrium decay consists in the following. Development of a composite nucleus proceeds via a series of successive two-body collisions. At each step of this chain an emission of a particle competes with intranuclear transitions. In this way, intermediate phases of a reaction, which occur between the first target-projectile interaction and the attainment of statistical equilibrium corresponding to the compound nucleus, are taken into account.

Pre-equilibrium decay shows some promise in analyses of nuclear reactions induced by fast ($\sim$14 MeV) neutrons. It concerns not only (n,n′) and (n,p) processes but also those of (n,2n), which were traditionally thought to be "pure" compound-nucleus reactions. It is a purpose of the present contribution to examine the applications of pre-equilibrium ideas in that region. Since the Griffin exciton model is the one most frequently used to study neutron induced reactions we shall start our discussion with summarizing its present status [1-3].

## 2. The exciton model

The intermediate states in the exciton model are classified according to the number of excited particles p and holes h, referred to as excitons n = p + h. Pictorial presentation is given in Fig.1. Mathematical formulation of the equilibration process is expressed by a set of master equations which can be written immediately

$$\frac{d}{dt}P(n,t) = P(n-2,t)\lambda_+(n-2)+P(n+2,t)\lambda_-(n+2)- \\ -P(n,t)[\lambda_+(n)+\lambda_-(n)+\Sigma_\beta\int\lambda_\beta(n,\varepsilon)d\varepsilon]. \qquad (1)$$

Here, P(n,t) is the occupation probability for a state with n excitons at a time t, $\lambda_\pm$ are average transition rates for particle-hole pair creation and destruction, $\lambda_\beta$ is the emission rate for a particle of a type β . The set of Eqs.(1) has to be solved numerically by an iteration procedure [5].

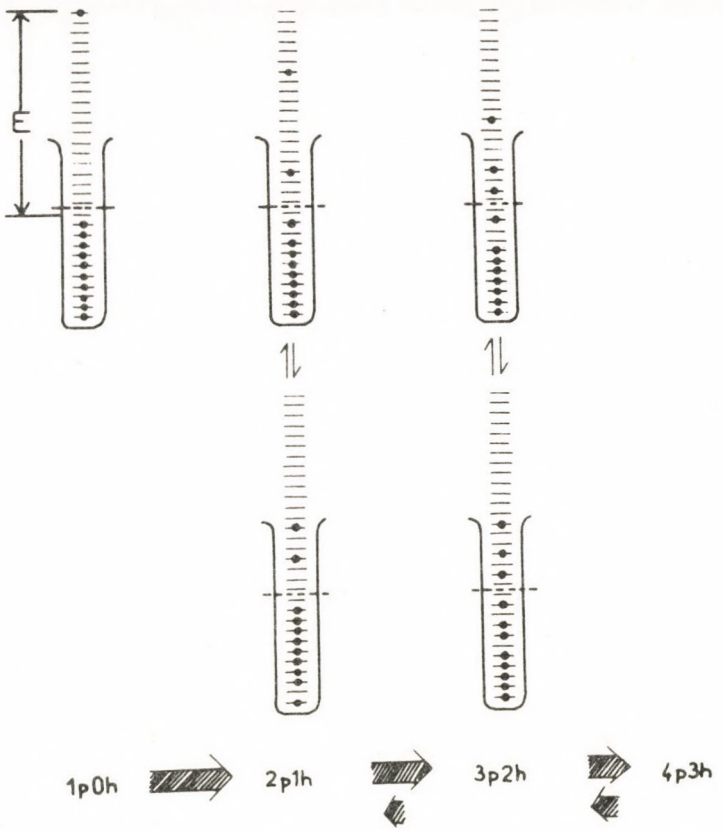



Fig.1. Schematic representation of the first stages of a reaction in the exciton model. The horizontal lines indicate the equally spaced single-particle states in the potential well. The number of excited particles and holes is listed for each configuration (Ref. [2]).

The overall pre-equilibrium spectrum is then given by

$$\frac{d\sigma_\beta^{PEQ}}{d\varepsilon} = \sigma_c \sum_n \lambda_\beta(n,\varepsilon) \int_0^{t_{eq}} (n,t)dt \quad , \qquad (2)$$

where $t_{eq}$ is the equilibration time. If instead of $t_{eq}$ stands $+\infty$ in Eq. (2), one gets spectrum including also equilibrium emission.

Average transition rates can be avaluated within the first approximation of a time perturbation theory. Since the squared average matrix element $M^2$ responsible for the transition is treated as a free parameter, the problem is limited to calculation of average density of final states accessible at the

transition. This was solved by several authors [6-9]. The most general approach seems to be the method recently due to Dobeš and Běták [9] which is based on the Darwin-Fowler statistical technique.

Average emission rates are calculated from microscopic reversibility. Though no problems are in applying the detailed balance principle to nucleon emission, different results were obtained for emission of particles of higher complexity [10-12]. The latter critically depends on details of cluster formation mechanism adapted.

The isospin conservation has been introduced into the exciton model by Kalbach et al. [13] and its role has been demonstrated in (p,p′) reaction. It is clear, however, that in neutron induced reactions isospin has minor influence since neutron entrance channel leads to ground-state isospin of a composite nucleus only. As a result, neutron emission remains unreflected completely and proton emission is influenced in a second order way only.

Pairing forces are responsible for two effects: pairing-energy shifts the excitation energies in state density calculations and initial particle-hole configuration of a composite nucleus. It was shown, however, that energy shift plays marginal role [2]. Initial exciton configuration in nucleon induced reactions is generally found to be 2p-1h, though there are some arguments in behalf of 2p-0h or 3p-1h states for odd-A target nuclei due to assumed preferential excitation of an unpaired target nucleon.

Slightly different approach to the exciton model was proposed by Gudima et al.[14] who simulated composite nucleus equilibration via the chain of Markow processes. This approach, in contrary to that represented by kinetic equation (1), incorporates also transitions with no change of the exciton number ($\Delta n = 0$).

The alternative formulation to those discussed so far is closed-form approach which somewhat simplifies the physical picture involved by neglecting $\lambda_-$ transitions. This assumption is well valid at early stages of a reaction, which fortunately gives the most considerable contribution to the pre-equilibrium decay, and becomes progressively poorer when reaching the less contributing equilibrium phase of the reaction. Closed-form, elaborated extensively by Milano group [7,3], is focused into the following expression

$$\frac{d\sigma_\beta^{PEQ}}{d\varepsilon} = \sigma_c \sum_{n=n_o}^{\bar{n}} \frac{\lambda_\beta(n,\varepsilon)}{\lambda_+(n)+\Sigma\int\lambda_\beta(n,\varepsilon)d\varepsilon} D(n) \,, \qquad (3)$$

where $D(n)$ is the depletion factor and the average exciton number is denoted as $\bar{n}$. Within this simplified treatment of the exciton model an attempt to include angular-momentum

conservation into the pre-equilibrium decay was reported [15]. It was limited to incorporation of spins into the average emission rates and pre-equilibrium components of isomeric ratios were calculated.

Several recent attempts demonstrate the effort to put the overall pre-equilibrium picture on a more rigorous basis. We can mention coucepts based on the statistical theory of doorway states due to Feshbach [16], splashing-out mechanism which includes rearrangement of the self-consistent field during composite nucleus relaxation as proposed by Belyaev et al.[17] and derivation of the generalized kinetic equation from the statistics of the interaction matrix elements by Agassi and Weidenmüller [18]. These works pretend to predict not only spectra, but, what is very important, angular distributions as well. We shall, no doubt, hear more about these trends if they besides nowaday very general prescriptions will give results which could be compared with experimental data.[1]

## 3. Applications to fast-neutron induced reactions

Pre-equilibrium ideas incorporated into the exciton model were successfully applied to a great variety of reactions at intermediate excitation energies (20-200 MeV) with incoming projectile varying from nucleon to $^{12}C$ and emitted particle from nucleon to $^{6}Li$. Its present interpretation domain covers angle-integrated particle spectra and excitation functions [1-3]. Success in predictions of angular distributions necessarily need more sophisticated formulation of the model. Though interesting attempts are performing also in this direction [36,37] they seem to be far from being complete. Here we shall discuss applications of the model to particle spectra and total cross sections of (n,n′), (n,p), (n,2n) and (n,α) reactions in 14 MeV region and finally angular distributions of inelastically scattered neutrons.

(n,n′). Angle-integrated spectra of inelastically scattered neutrons are good examples to demonstrate how the exciton model works. Fig.2. shows $^{181}Ta(n,n')$ calculated by Gudima et al. [14]. Neutron spectra for 41 elements in the region $23 \leq A \leq 209$ at 14.6 MeV have been analyzed by Meister et al. [19]. The average transition rate $\lambda_+(n = 3)$ obtained was $\sim 5.9 \times 10^{21}$ sec$^{-1}$ and the corresponding value of squared residual two-body matrix element was $M^2 \sim (20 \pm 2) A^{-3}$. The latter is equivalent to Kalbach's estimation

[1] Encouraging results on pre-equilibrium angular distributions following the ideas of ref.[18] were published [19] after the work on this review has been completed.

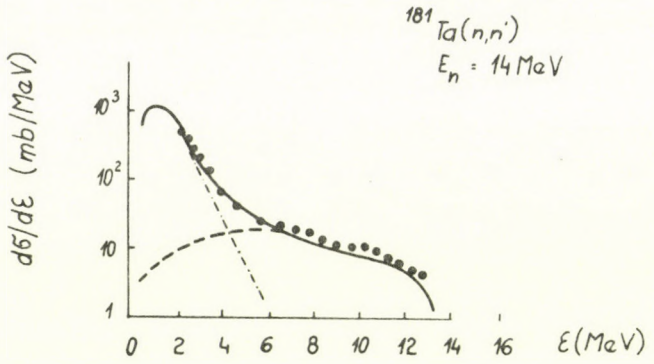



Fig.2. Calculated neutron spectra for the $^{181}Ta(n,n')$ reaction at 14 MeV are compared with the experimental angle-integrated data. The dashed curve corresponds to the pre-equilibrium component and the dot-dashed curve corresponds to the equilibrium component (Ref. [14]).

$M^2 = K E_{exc} A^{-3}$ with $K \sim (430 \pm 50)$ MeV$^3$.[2] This value of K is by a factor of two higher than that deduced by Kalbach from systematics of proton induced reactions [21]. The average total width of a state with 3 excitons was found to be $\Gamma(n=3) \sim 4$ MeV [22]. Pre-equilibrium contribution to total neutron emission depends qualitatively on mass number as $\sigma^{PEQ}_{(n,n')} \sim A^{1/3}$ and in absolute units it varies from 150 to 500 mb [23]. For more detailed discussion of (n,n') reactions see the contribution of Seeliger [41].

(n,p) Some 27 proton spectra on elements in the region $24 \leq A \leq 197$ have been measured so far [24]. At low A there should be no essential difference between neutron and proton emission mechanisms. Coulomb barrier, however, which grows with Z, suppresses progressively low-energy proton emission. In the region A>100, analyses of the only 5 measured spectra showed that protons are emitted via the pre-equilibrium mechanism almost exclusively [25,23,40].

Total cross sections of (n,p) reactions on 74 elements at A>100 were studied by Braga-Marcazzan et al. [25] who found satisfactory agreement with experimental data. The average value of residual two-body matrix element was $M^2 \sim 16A^{-3}$ MeV$^2$,

[2] The quantities $M^2$ and K given here are multiplied by a factor of two due to corrected accessible final state densities [20].

average $\lambda_+(n=3) \sim 4.1 \times 10^{21}$ sec$^{-1}$ and the total average width of 3 exciton states was found to be $\Gamma(3) \sim 3.3$ MeV. These results are consistent with those obtained from (n,n′) reactions.

Excitation functions of (n,p) reactions for $E_n \lesssim 20$ MeV were studied by the Warsaw group [26] from the point of view of importance of pre-equilibrium decay. Fig.3. shows $^{56}$Fe(n,p). One can see that pre-equilibrium mechanism is of growing importance with excitation energy and even for relatively low A it can play a dominant role.

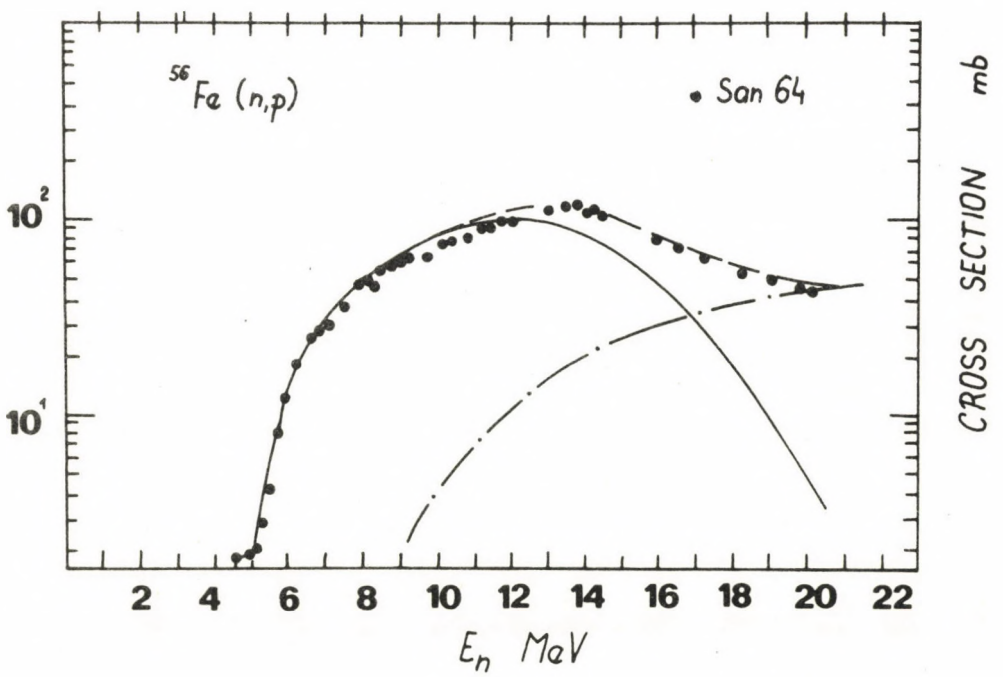



Fig.3. Comparison of experimental excitation function for the $^{56}$Fe(n,p) reaction with the predictions of the compound-nucleus (solid line) and the exciton (dot-dashed line) models. The dashed line is the sum of both contributions (first Ref. [26]).

An attempt to extend the exciton model for calculcations of isomeric ratios has been performed [27] under 2 simplifying assumptions: (i) relative lifetime of different n-exciton states is not reflected by angular-momentum conservation, (ii) γ-cascade, which follows particle emission, has usual statistical character. Isomeric ratios in (n,p) reactions on four targets $^{104,106}$Pd and $^{120,126}$Te at 14.6 or 14.8 MeV are compared with theoretical predictions in Tab.1. The agreement with the experimental data seems to be good.

(n,2n). The (n,2n) reaction around 14 MeV has for a long time been considered as a classical example of compound-nucleus process.

| Target nucleus | $\sigma_{high\ spin} / \sigma_{low\ spin}$ | |
|---|---|---|
| | exper. | theor. |
| $^{104}$Pd | 1.15±0.4 | 1.4 |
| $^{106}$Pd | 1.55±0.48 | 1.7 |
| $^{120}$Te | 0.78±0.17 | 0.97 |
| $^{126}$Te | 0.35±0.08 | 0.25 |

Table 1. Isomeric ratios of (n,p) reactions at 14.6 or 14.8 MeV are compared with the predictions of the extended exciton model (Ref.[27]).

Deviations from predictions of simple evaporation theory were usually interpreted in terms of the second order effects (shell and pairing). The fact that theoretical cross section values are usually higher than experimental ones might be due to the γ-competition in decaying of unbound states. Another interpretation is that the deviations are due to the presence of pre-equilibrium mechanism.

Let us look on the systematics of ratios of experimental (n,2n) cross sections to compound-nucleus calculations displayed in Fig.4 as done by Holub and Cindro recently [28]. We concern ourselves on a critical part of the systematics only, in which the maximum available excitation energy of the final nucleus is $U_R = 6 + 1$ MeV. The average trend of points is represented by a straight line having negative slope, average deviations from the experimental values go from about 10% at A=100 up to 20% at A=200.

We have already seen that a considerable amount of primary emitted neutrons was of pre-equilibrium nature. This makes spectra harder and reduces thus the second neutron emission. Calculations of Seidel et al. [29] predict reduction from 14% to 29% in agreement with reduction deduced by Holub and Cindro from systematics.

(n,α). We have seen that the pre-equilibrium mechanism proved its applicability in nucleon emission. Many problems, however, arise when pre-equilibrium emission of particles of higher complexity, such as α-particles, is studied. Perhaps the most important point concentrates to the question whether α-particles are already preformed in the target nucleus or whether they are formed from excited quasi-independent nucleons during the reaction. Studies in both directions were performed.

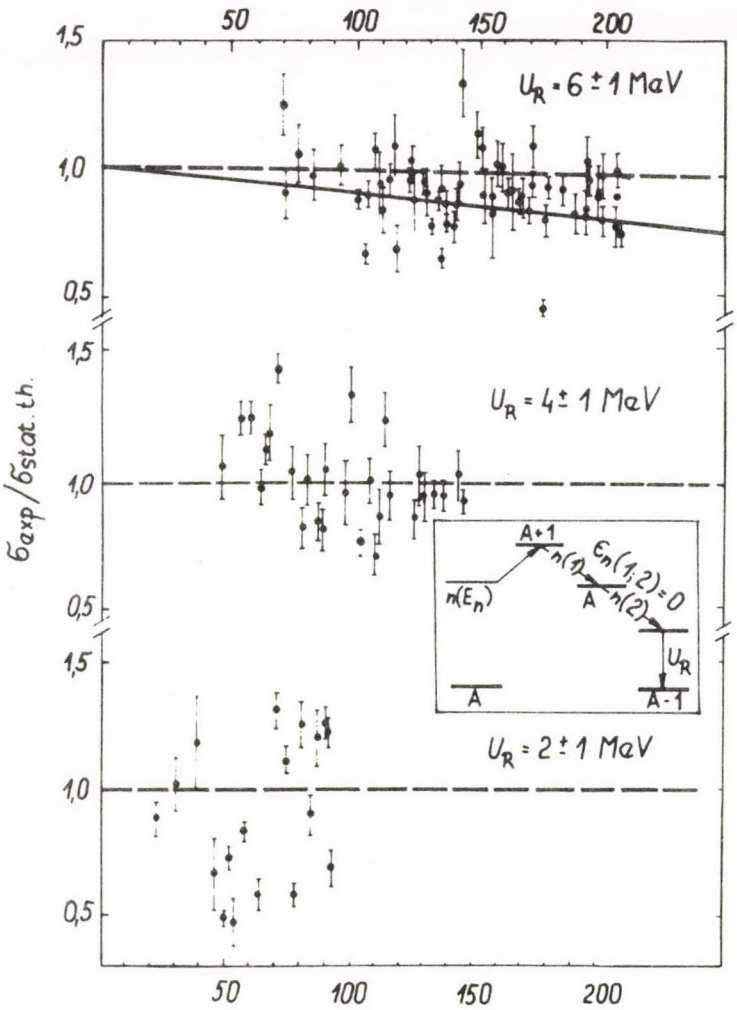



Fig.4. Ratios of experimental (n,2n) cross sections to equilibrium statistical calculations versus the atomic masses of target nuclei. The full line in the upper part of the figure represents the best $\chi^2$ -fit to the data using a linear function: $\sigma_{exp.}/\sigma_{stat.th} = (-8.8\pm2.5)\times10^{-4} A + (0.99\pm0.4)$ (Ref. [28]).

The preformation approach introduces a factor $\phi$ which represents combined probability for the incoming projectile to strike an α-particle preformed with certain probability (naturally higher than $\phi$) in the target nucleus. Analyses of (n,α) reactions at $E_n \sim 14$ MeV gave value of $\phi$ from 0.8 to 0.1 for A>140 [10]. (The quality of fit to the experimental spectrum can be seen in Fig.5.[30]). This conclusion, supported by statistical interpretation of spontaneous α-decay [38] is not without criticism. The point is that cluster models of α-decay deduce from experimental α-widths the probability of finding α-particles on the nuclear surface. This probability was found to be $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ [31] essentially contradicting to the conclusion from ref. [10].

On the other hand, many-particle approach to complex particle pre-equilibrium emission introduces the probability $\gamma_\alpha$ of 4 excited nucleons to form an α-particle [12]. This probability corresponds to the squared average overlap integral of 4 single-

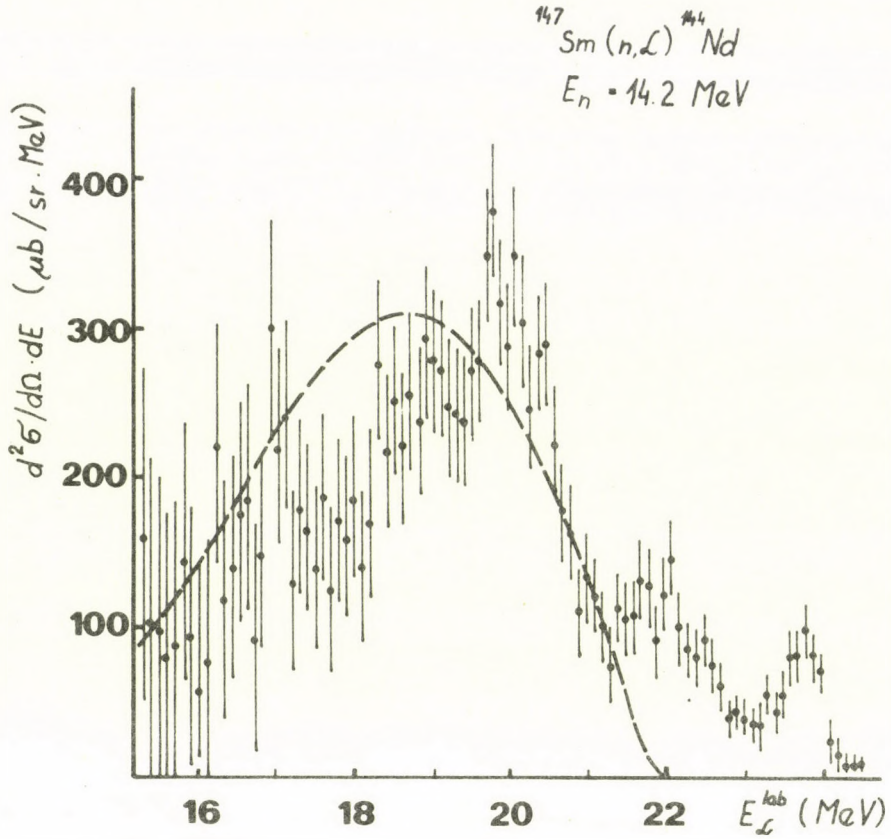



Fig.5. Pre-equilibrium spectrum of α-particles calculated on the basis of preformation mechanism is compared with experimental data (Ref. [30]).

particle wave functions with the α-particle wave function. Though this approach is simply applicable to wider society of light clusters and works nice especially in deuteron emission [12,32], it fits α-spectra from (n,α) at 14 MeV worse than the prevoius approach. Crude estimation of forming probabilities obtained by Běták [33] from analyses of (n,α) spectra are of the order of $\gamma_\alpha \sim 3\times10^{-3}$. Corresponding numbers of α-particles created from excited nucleons are given by the relation $N_\alpha = \gamma_\alpha \binom{P}{4}$ [34]. For the first n-exciton states which contribute most to the spectra (p = 4,5) we have thus $N_\alpha \sim 3\times10^{-3} \div 1.5\times10^{-2}$.

An important role in (n,α) reactions is played by direct mechanism, such as knock-on [35] which more or less complicates preformation-formation picture and disables to do more definite conclusions.

Angular distributions. No doubt, the problem of angular distributions represents nowaday one of the most important open questions in the pre-equilibrium decay. Practically the only serious attempt in this direction (see also footnote 1) has been performed

recently by Ignatyuk et al. [37]. Since this work has been oriented to inelastic scattering of fast neutrons, we have one reason more to discuss it in more detail.

Ignatyuk et al. classify entrance configurations of a reaction as open configurations (at least one of the excited nucleons is unbound) or closed configurations (all excited nucleons are bound).

Development of these configurations is different. Open configurations lead to direct reactions having well developed models, though evaluation of angular distributions in continuos part of the spectrum can be associated with essential troubles. Closed configurations, average lifetime of which is clearly longer than that of open configurations, are responsible for pre-equilibrium decay. In the frame of this treatment of the pre-equilibrium decay Ignatyuk et al. derived expression for angular distribution, which in the case of weak coupling simply leads to

$$\frac{d\sigma_n^{PEQ}}{d\Omega} \sim 1 + \frac{\overline{J^2}\ \overline{\ell^2(\varepsilon)}}{12\ \sigma_\eta^4} \cos^2\Theta \qquad (4)$$

Here, J is the spin of a composite nucleus, $\ell(\varepsilon)$ is the orbital momentum of emitted particle with channel energy $\varepsilon$ , $\sigma_n$ being the spin cut-off parameter of n-exciton state densities. Expression (4) differs from the equilibrium one only in the spin cut-off value: instead of equilibrium value $\sigma$ we have $\sigma_n$ . Since $\sigma^2 > \sigma_\eta^2$ , pre-equilibrium decay gives more anisotropy of angular distributions than equilibrium process.

The analysis of the $^{56}Fe(n,n')$ reaction at 14 MeV along with several others performed in ref. [37] led to the following conclusions. First, theoretical fit (sum of direct + pre-equilibrium + compound nucleus components) to overall neutron spectrum is very good. Second, angular distributions integrated in 1 MeV channel energy bins show rather strong forward-backward asymmetry for the highest energy bins in accordance with essential presence of direct processes. In the medium energy part where contribution of the pre-equilibrium decay becomes dominant, anisotropy of angular distributions was found to be progressively less remarkable in accordance with eq.(4) which gives $W(0°)/W(90°) \sim 1.1 \pm 1.15$ .

Certain weak points of the discussed approach seem to be too strict differentiation between direct and pre-equilibrium processes and simplified estimation of total energy widths of intermediate states which were assumed to be spin-independent.

## 4. Conclusions

We have shown that the conception of the pre-equilibrium decay, especially the Griffin exciton model, finds rather wide field of applications in fast-neutron induced reactions. Open question remains the mechanism of pre-equilibrium emission of α-particles (and generally complex particles) together with the problem of their formation. The field waiting for fruitfulness are angular distributions, where we record first attempts. Pre-equilibrium emission of γ-rays is, on the other hand, still completely without its pioneers. Finally, the whole pre-equilibrium picture should be putted on more rigorous theoretical basis, which, however, seems to be solved in near future.

The conception of the pre-equilibrium decay does not pretend to be general medicine for all troubles we meet in fast neutron spectroscopy. It is sure, however, that it found its place here and one can expect that in future its position will rather improve than opposite.

## References


[ 1] M.Blann, Ann.Rev.Nucl.Sci., 25 (1975), to be published.

[ 2] C.Kalbach, Acta Phys.Slov., 25 (1975) 100 (Inter.Symp. on Neutron Induced Reactions, Smolenice, Czechoslovakia 1974).

[ 3] E.Gadioli, E.Gadioli Erba, Acta Phys.Slov., 25 (1975)126 (Inter.Symp. on Neutron Induced Reactions, Smolenice, Czechoslovakia 1974).

[ 4] J.M.Miller, in Proc.Inter.Conf.Nucl.Phys., ed. J. de Boer and H.J.Mang, North Holland/American Elsevier 1973, vol. 2, p.598.

[ 5] E.Běták, Comp.Phys.Comm., 9 (1975) 92.

[ 6] F.C.Williams, Nucl.Phys., A193 (1972) 417.

[ 7] E.Gadioli et al., Nucl.Phys., A217 (1973) 589.

[ 8] P.Obložinský, I.Ribanský and E.Běták, Nucl.Phys., A226 (1974) 347.

[ 9] J.Dobeš and E.Běták, submitted to Nucl.Phys.

[10] L.Milazzo-Colli and G.Braga -Marcazzan, Nucl.Phys., A210 (1973) 297.

[11] C.K.Cline, Nucl.Phys., A193 (1972) 417.

[12] I.Ribanský, P.Obložinský, Phys.Lett., B45 (1973) 318.

[13] C.Kalbach-Cline, Nucl.Phys., A222 (1974) 405.

[14] K.K.Gudima et al., Yad.Fiz., 21 (1975) 261.

[15] P.Obložinský and I.Ribanský, Nucl.Phys., A195 (1972) 269; P.Obložinský, I.Ribanský, Acta Phys.Slov., 24 (1974) 103.

[16] H.Feshbach, Rev.Mod.Phys., 46 (1974) 1.

[17] S.T.Belyaev and B.A.Rumyantsev, Phys.Lett., 53B (1974) 6; B.A.Rumyantsev, S.A.Khejfetz, Yad.Fiz., 21 (1975) 510.

[18] D.Agassi and H.A.Weidenmüller, Phys.Lett., 56B (1975) 305.

[19] A.Meister et al., Report ZfK-283, p.4, Dresden 1974.

[20] I.Ribanský, P.Obložinský and E.Běták, Nucl.Phys., A205 (1973) 545.

[21] C.Kalbach-Cline, Nucl.Phys., A210 (1973) 590.

[22] D.Hermsdorf et al., Proc.Int.Conf.Nucl.Phys., ed. J. de Boer and H.J.Mang, North Holland/American Elsevier 1973, vol. 1, p.514.

[23] D.Seeliger et al., Report ZfK-271, p.63, Dresden 1974.

[24] CINDA, IAEA Vienna 1974.

[25] M.G.Braga -Marcazzan et al., Phys.Rev., C6 (1972) 1398.

[26] P.Decowski et al., Report ZfK-271, p.71, Dresden 1974; W.Grochulski et al., Acta Phys.Pol., B6 (1975) 139.

[27] P.Obložinský, Thesis, Bratislava 1973, unpublished; J.Kristiak, P.Obložinský, Proc. 3rd Conf.Czech.Phys., p. 111, Olomouc 1973.

[28] E.Holub and N.Cindro, Phys.Lett., 56B (1975) 143.

[29] K.Seidel et al., 3rd Conf.Neutron Phys., Kiev 1975 (TU Dresden Report 05-26-75).

[30] L.Glowacka et al., Acta Phys.Slov., 25 (1975) 205.

[31] S.G.Kadmenskij, V.I.Furman, Fiz.Elem.Castic Atom. Yadra, 6 (1975) 469.

[32] E.Běták, P.Obložinský, 4th Conf.Czech.Phys., Liberec 1975.

[33] E.Běták, Inter.Symp. on Neutron Induced Reactions, Smolenice, Czechoslovakia 1974, to be published in Acta Phys. Slovaca.

[34] P.Obložinský, I.Ribanský, 25th Conf.Nucl.Spectr.Nucl., Struct., Leningrad 1975, to be published in Izvestiya Ac. Sci. USSR, Ser.Fiz., 39 (1975) No.9.

[35] L.Glowacka et al., Nucl.Phys., A244 (1975) 117.

[36] V.D.Toneev, D.Seeliger, private commnunication, 1975.

[37] A.V.Ignatyuk et al., 25th Conf.Nucl.Spectr.Nucl.Struct., Leningrad 1975, to be published in Izvestiya Ac.Sci.USSR.

[38] R.Bonetti and L.Milazzo-Colli, Phys.Lett., B49 (1974) 17.

[39] G.Matzouranis, D.Agassi and H.A.Weidenmüller, Phys.Lett., 57B (1975) 220.

[40] J.Nidome et al., Nucl.Phys., A245 (1975) 509.

[41] D.Seeliger, ATOMKI Közl., 18 (1976) 229.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 229-246

# NEUTRON EMISSION SPECTRA ANALYSIS WITH PRE-EQUILIBRIUM AND EQUILIBRIUM STATISTICAL THEORY

D.HERMSDORF, A.MEISTER, S.SASSONOV, D.SEELIGER, K.SEIDEL

Section of Physics, Technical University
8027 Dresden, GDR

The results of neutron emission spectra analysis at 14 MeV incident energy in the framework of equilibrium and pre-equilibrium statistical models are summarized.

## 1. Introduction

During the past years an extensive programm on measurement of differential inelastic scattering cross-sections for 14 MeV neutrons in a wide mass number range was caried out at the Technical University Dresden. Resulting voluminous amount of neutron data for more than thirty elements have been collected in a special report [1]. It was a rather hard work because of complicated experimental techniques at the one side and the necessity to imply a lot of corrections and data handling processes on the other side. The whole research programm was designed to obtain maximum accuracy of the absolute cross-sections.

Basing on the first experimental results of this programm in 1970 we started interpretation of neutron emission spectra in the framework of at that time new pre-equilibrium models. First results we presented at the Neutron Conference in Kiev in 1971, afterwards up-to-dated results were presented at some other conferences (for example [2]). The present paper contains a summary of the most important results from this work, which provided new interesting details in our knowledge of the mechanism of nucleon inelastic scattering in the medium energy region.

## 2. Pre-equilibrium models

First, a brief review of the statements and expressions of the various exciton model modifications used for our interpretations of neutron scattering is given. A detailed explanation of models as well as detailed bibliography are avoided. Interested people are pointed to the two reviews by Blann [3] and by Seidel, Reif, Toneev and Seeliger [4].

### *2.1. General formulation*

With the aid of master equations of the exciton model we can follow the time evolution of a reaction:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} P(p,h,t) = {} & P(p-1,\ h-1,\ t)\ \lambda_+ (p-1,\ h-1) + \\ & + P(p+1,\ h+1,\ t)\ \lambda_- (p+1,\ h+1) - \\ & - P(p,h,t)\ [\lambda_+ (p,h) + \lambda_- (p,h) + \\ & + \sum_i \int_0^{E-Bi} W_i(p,h,\varepsilon)\ d\varepsilon]\end{aligned}$$

In eq. (1) the following notations have been used

P - occupation probability of n = p + h exciton states;

$\lambda_{\pm}$ - decay constants for transitions between n and n±2 exction states of the intermediate system;

$W_i$ - emission probability for a particle i at excitation $B_i + \varepsilon$ above the fermi energy;

$E$ - full excitation energy $E = \varepsilon_o + B_o = \varepsilon + B_i + U$,

$\varepsilon_o, \varepsilon$ - kinetic energy of incoming and outgoing particles;

$B_o, B_i$ - the respective binding energies.

The pre-equilibrium particle spectrum $N_i(\varepsilon)$ may be expressed as

$$N_i(\varepsilon)\, d\varepsilon = \int_o^{T_{eq.}} \sum_{\substack{n=\bar{n} \\ \Delta n=+2}} P(n,t)\, W_i(n,\varepsilon)\, d\varepsilon\, dt, \qquad (2)$$

where $T_{eq.}$ is the equilibration time. Finally, the total pre-equilibrium cross-section for $(\alpha,\beta)$ process is given by

$$\sigma^N_{\alpha,\beta} = \int_o^{E-B} \sigma^N_{\alpha,\beta}(\varepsilon)\, d\varepsilon = \sigma_\alpha(\varepsilon_o) \int_o^{E-B_\beta} \sum_n W_\beta(n,\varepsilon)\tau_n d\varepsilon\ , \qquad (3)$$

with the mean life-time of an n-exciton state

$$\tau_n = \int_o^{T_{eq.}} P(n,t)\, dt \qquad (4)$$

and the cross-section $\sigma(\varepsilon_o)$ for the formation of the first p-h-state.

Let us consider the most important physical quantitites, which determine the results of calculations by the general equations (1) - (4).

### *2.2. Particle emission*

The nucleon emission probability from p,h-state is given by the well-known principle of detailed balance in nuclear reactions

$$W_{nucl.}(p,h,\varepsilon)d\varepsilon = \frac{2}{\pi^2\hbar^3}\, \mu\varepsilon\sigma_{inv}(\varepsilon)\, \frac{\omega(p-1,h,U)}{\omega(p,h,E)} \qquad (5)$$

where $\omega(p,h,E)$ is the density of p,h-states, which for the most part is calculated by the expression from Ericson

$$\omega(p,h,E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad . \tag{6}$$

### *2.3. Transition rates*

The decay constants for transitions $n \to n + \Delta n$ at excitation energy E is given by the time-dependent perturbation theory

$$\lambda_{\Delta n} = \frac{2\pi}{\hbar} <|M|^2> \omega_f^{\Delta n} \tag{7}$$

where $\omega_f^{\Delta n}$ is the density of accessible final states for transitions $\Delta n = \pm 2$ as given by Williams (factor 1/2 by Obložinský et al.)

$$\omega_f^+ = \frac{g(gE)^2}{2(p+h+1)} \qquad \omega_f^- = \frac{g}{2}[ph(p+h-2)] \quad . \tag{8}$$

### *2.4. Approximations*

Solution of the set of coupled differential equations (1) demands voluminous calculations with a large computer. Therefore in most cases it is convenient, to use simple analytical formulas, which are derived from (1) through additional physical assumptions.

i) It may be seen from (8), that during the first steps of interactions in the intermediate system the transition probability $\lambda_-$ is very small:

$$\lambda_+ >> \lambda_- \quad \text{if} \quad n << \bar{n} = (2gE)^{1/2} \quad .$$

Neglecting $\lambda_-$ -transitions, from equations (1) and (2) we get the following pre-equilibrium particle spectra

$$N_i(\varepsilon)d\varepsilon = \Sigma\, W_i(n,\varepsilon)\, d\varepsilon \;.\; \tau_n$$

$$\tau_n = \int_o^{T_{eq.}} P(p,h,t)\, dt \approx \frac{D_n}{\lambda_+(p,h,E) + \Sigma_i \int_o^{E-B_i} W_i(p,h,\varepsilon)d\varepsilon} \tag{9}$$

where $D_n$ is the depletion factor, which reduces the population of each state according to the amount of particle emission from simpler states. $D_n$ is given by

$$D_n = \prod_{n'=n_o+2}^{n} \left[1 - \sum_i \int_o^{E-B_i} W_i(n'-2,\varepsilon)\, d\varepsilon\right] \qquad (10)$$

ii) Blann's hybrid model contains the following approximations: The transition rate in (9) is replaced by the collission rate $\lambda_{coll}$ of the particle in the continuum, which is derived from considerations of nuclear matter. Blann recommends the following equation for $\lambda_{coll}$ as a function of particle energy $\varepsilon$ :

$$\lambda_{coll} = \langle v \rangle \rho \bar{\sigma} = 1.4 \times 10^{21} (\varepsilon + B_\sigma) - 6 \times 10^{10} (\varepsilon + B_\sigma)^2 \ \text{sec}^{-1} \qquad (11)$$

The second point of the hybrid model is, that emission probability from p,h-state $W_i$, is replaced by the decay constant $\lambda_{em}(\varepsilon)$ for transitions into continuum for a particle at excitation $\varepsilon + B_i$ above the fermi energy.

$$\lambda_{em}(\varepsilon) = \frac{(2s_i+1)\mu_i \varepsilon\, \sigma_{inv}}{\pi^2 \hbar^3 g} \qquad (12)$$

From eqs. (9) - (12) we get the pre-equilibrium decay probability in the hybrid model approximation as

$$N_i(\varepsilon)\, d\varepsilon = \sum_{\substack{n=n_o \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} R_i(n)\, \frac{\omega(n-1,U)}{\omega(n,E)}\, \frac{\lambda_{em}(\varepsilon)}{\lambda_{coll}(\varepsilon)+\lambda_{em}(\varepsilon)} \qquad (13)$$

where $R_i(n)$ is the number of all particles of the type i in the n-exciton-state.

iii The most simple expressions for pre-equilibrium decay probability we get from (9) with the additional assumption, that emission probability during the equilibration process is negligible

$$\sum_i \int_o^{E-Bi} W_i(n,\varepsilon)\, d\varepsilon \ll \lambda_+ .$$

This assumption leads from eq. (9) to

$$N_i(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{n_o}^{\bar{n}} \frac{W_i(n,\varepsilon)}{\lambda_+(n,\varepsilon)}\, d\varepsilon \qquad (14)$$

and from eqs. (5), (6), (7), (8) and (14) we can succeed the well-known formula

$$N_i(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{(2s_i+1)\mu\ \varepsilon\ \sigma_{inv}(\varepsilon)}{2\pi^3\hbar^2 g^4\ <|M|^2>E^3}\ x \qquad (15)$$

$$x\ \sum_{n_o}^{\bar{n}}(U/E)^{n-2}\ (n+1)^2(n-1)d\varepsilon$$

which assumes that $<|M|^2>$ does not depend on n. Assuming a constant life-time of exciton states $\tau_n = \tau_o = \text{const.}$, the following expression is derived

$$N_i(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{(2s_i+1)\mu\ \varepsilon\ \sigma_{inv}\ (\varepsilon)}{2\pi^3\ \hbar^2\ g\ E}\ x \qquad (16)$$

$$x\ \sum_{n_o}^{\bar{n}}\ (U/E)^{n-2}\ (n+1)(n-1)\tau_o\ d\varepsilon$$

As shown in Fig.1. from eqs. (2), (13), (15) and (16) comes out - similar, but not identical pre-equilibrium spectrum-shapes. If the different spectra are normalized in the high energy region - differences up to ± 25 % between them occur in the low energy region.

## 3. Results from analysis of experimental neutron spectra

### *3.1. Spectrum shape*

The first we tried to do was the description of the shape of neutron emission spectra in a wide energy and mass-number range. Because of the strong temporal decoupling of pre-equilibrium and equilibrium reaction modes the following expression for comparison with experiments has been used

$$\sigma_{nn'}(\varepsilon) = \sigma^N_{nn'}(\varepsilon) + \sigma^G_{nn'}(\varepsilon) \qquad (17)$$

where the first term implies the pre-equilibrium spectrum shape, according to eq. (16),

$$\sigma^N_{nn'}(\varepsilon) = K_1\varepsilon\ \sigma_{inv}(\varepsilon)\ \sum_{n_o}^{\bar{n}}\left(\frac{U}{E}\right)^{n-2}\ (n+1)(n-1). \qquad (18)$$

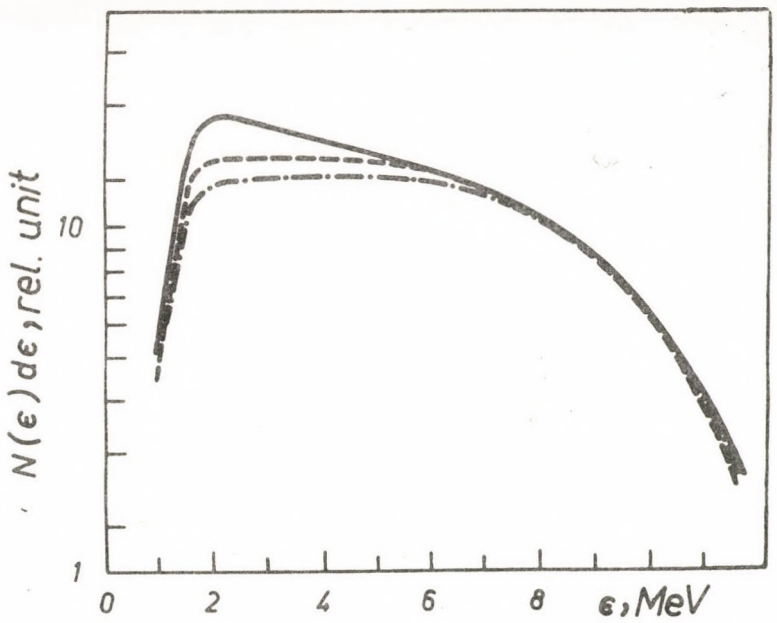



Fig.1. Comparison between different shapes of pre-equilibrium spectra, according to eqs. (2), (15) and (16), distinguished as full-line, dashed line and dashdotted line, respectively.

The second term describes the well-known equilibrium part of emission spectrum, given by the statistical theory of nuclear reactions:

$$\sigma^{G}_{nn'}(\varepsilon,a) = K_{2,a}\ \varepsilon\sigma_{inv}(\varepsilon)\ U^{-5/4}\ \exp\left[2(aU)^{1/2}\right] \qquad (19)$$

(fermi gas model)

or

$$\sigma^{G}_{nn'}(\varepsilon,T) = K_{2,T}\ \varepsilon\sigma_{inv}(\varepsilon)\exp\left[U/T\right] \qquad (20)$$

(constant temperature model)

In a $\chi^2$-fit to the integrated (over the solid angle) experimental spectra the free parameters of eq. (17) $K_1$, $K_2$ and a (or T) have been varied independently.

The following results have been obtained:

- It was shown, that inclusion of pre-equilibrium emission is a useful and simple way to describe the shape of experimental neutron emission spectra in a wide energy and mass-number range. As yet, there is no other way to do it. The shapes of pre-equilibrium and equilibrium spectra become strongly different with increasing of mass-number. Therefore, the $\chi^2$-fit has a sharp minimum for the fit parameters $K_1$, $K_2$ and a (or T) (see Fig.2) and experimental spectra can be divided with definite accuracy (which is determined by the accuracy of the employed models) in the two reaction modes. At least it is asimple method to parametrize neutron spectra.

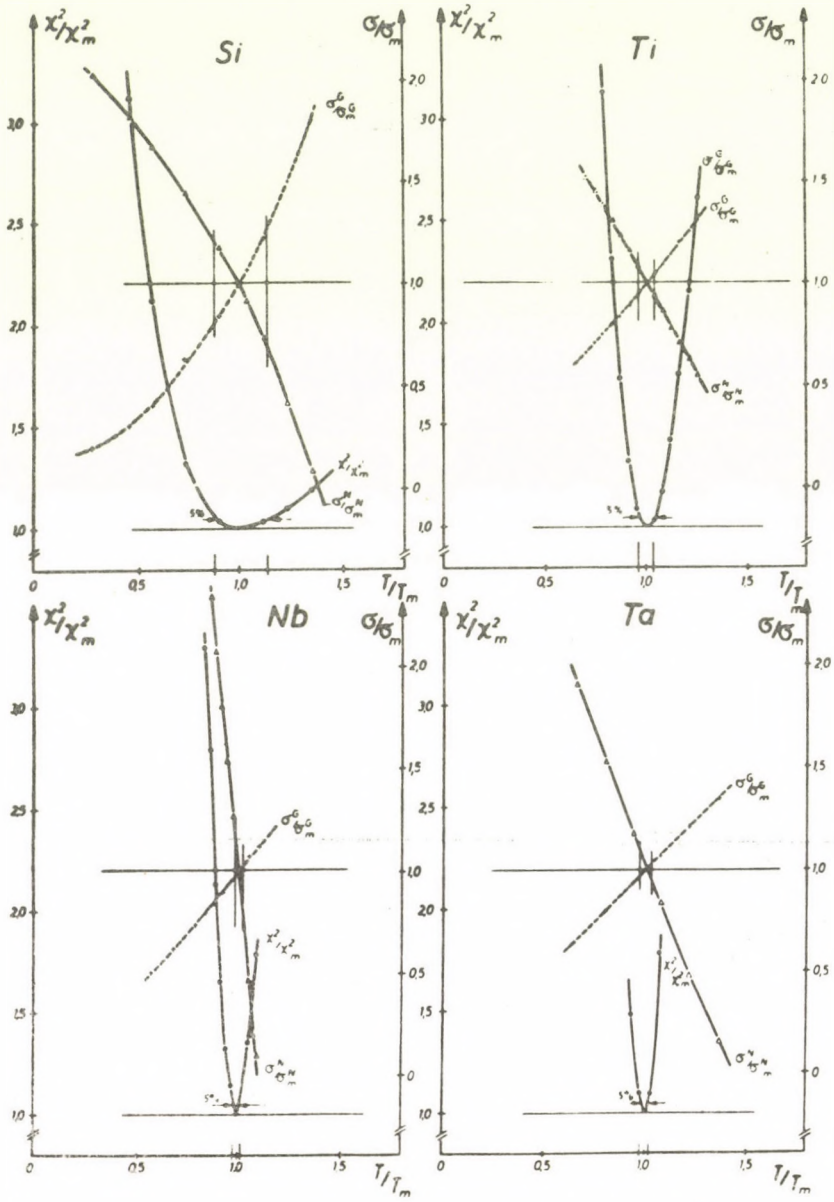



Fig.2. Sensibility of the $\chi^2$-fit of eq.(17) to experimental neutron emission spectra for nuclei with different mass numbers; a) Nb b) Si c) Ta d) Ti; All quantities are normalized to best fit numbers.

- After integration of separated pre-equilibrium spectra $\sigma^N_{nn'} = \int \sigma^N_{nn'}(\varepsilon)d\varepsilon$ we obtained the mean mass-dependence of pre-equilibrium emission cross-section $\sigma^N \sim A^{1/3}$. The most cross-section values are within the range

$$\sigma^N_{nn'} = (130\pm30)\ A^{1/3}\ [\text{mbarn}].$$

By several reasons it seems, that the yielded pre-equilibrium cross-section is somewhat overestimated.

- It is well-known, that from neutron spectra by many authors were obtained level density parameters. Therefore, we proved the influence of pre-equilibrium emission on this parameters. We compared a-parameters, obtained from a narrow high excitation energy range $U \sim 10\div11$ MeV by the equilibrium model only, and those from the analysis with eq. (17) in whole excitation range $U \sim 0\div12$ MeV, including pre-equilibrium processes. In the second case small contributions of second neutrons had to be subtracted from experimental spectra. The results on Fig.3. indicate a strong deviation between both parameter sets,

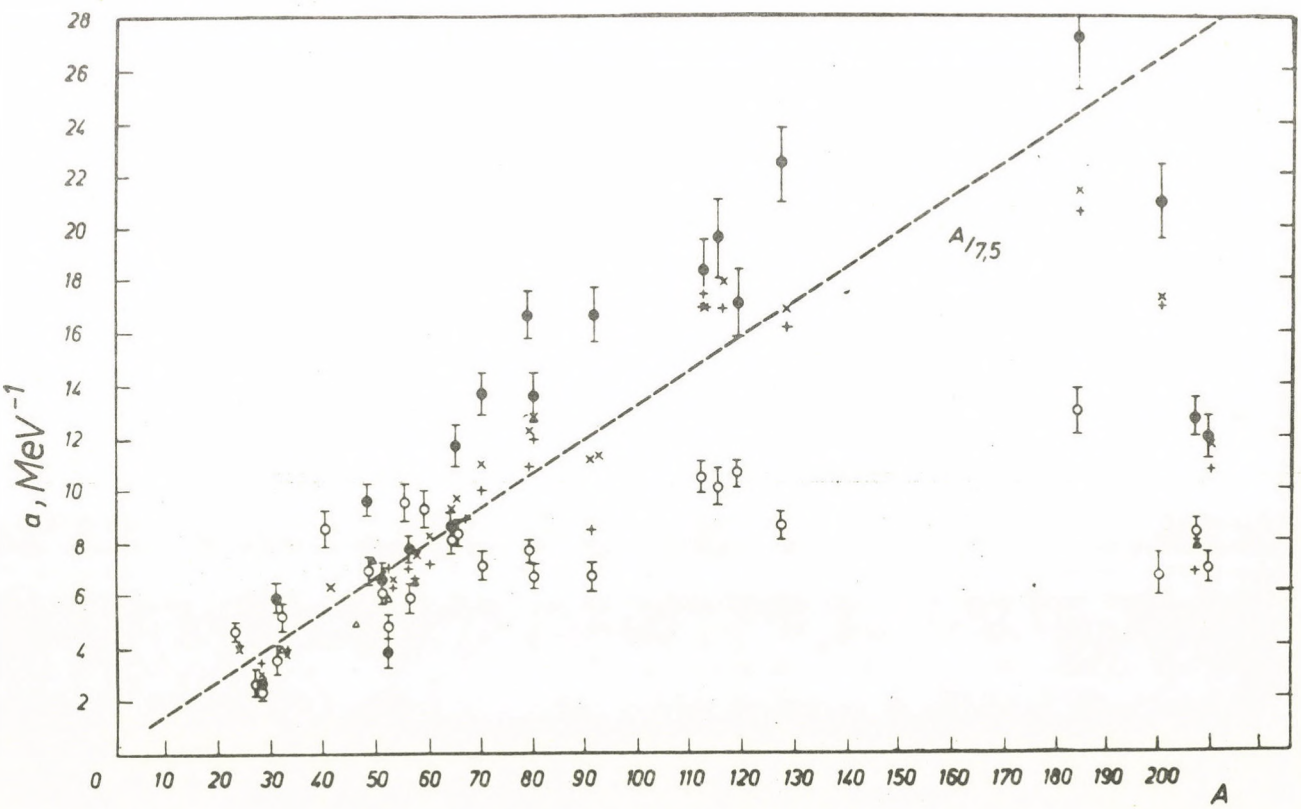



Fig.3. Level density parameters obtained from neutron spectra, fitted by Weisskopf-Ewig formula only (open circles) and taking into account pre-equilibrium emission, according to eq. (17) (full points); results from neutron resonances and fluctuation analysis (crosses) are shown for comparison.

increasing with mass-number. The parameters from the analysis including pre-equilibrium emission are in general agreement ( deviations 10-20 %) with level density parameters from neutron resonances and fluctuation analysis. This analysis confirms the remarkable contributions of comparatively slow pre-equilibrium neutrons, which are predicted by the exction models. At the same time it shows, that the existing exciton-models all-together somewhat overestimate the pre-equilibrium spectra in the low energy part. This is demonstrated on Fig.4. for the gallium spectrum. The lowest pre-equilibrium spectrum is an idealized one, which gives the best a-parameter. The other spectra correspond to approximations (16) (indicated with "$\tau$") and (15) (indicated with "$M^2$"). The worsest spectrum in this sense is predicted by the hybrid model (13) (not shown).

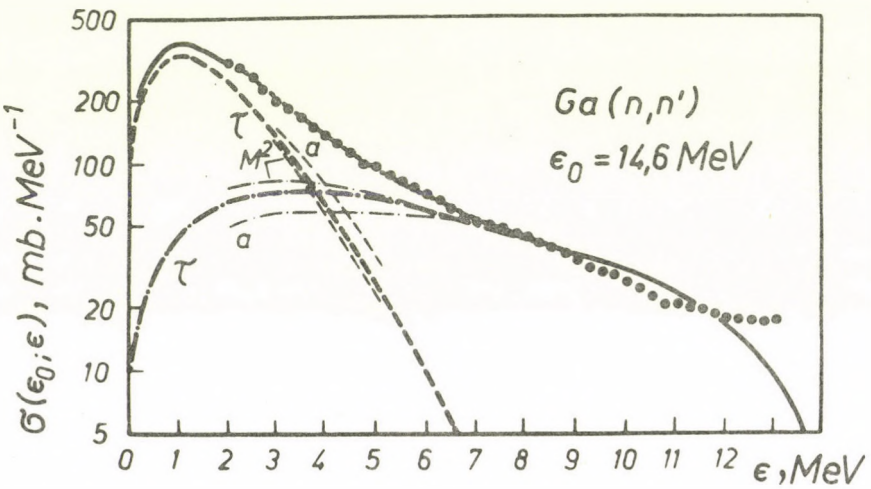



Fig.4. Analysis of solid angle integrated neutron emission spectrum for Ga by eq. (17); dashed curves give equilibrium spectra and dash-dotted curves pre-equilibrium spectra; the different shapes of pre-equilibrium spectra correspond to eqs. (15) and (16) (denoted with "$M^2$" and "$\tau$", respectively); the best shape , with respect to the a-value, is denoted with "a".

Assuming that the high energy "tails" consists of pre-equilibrium neutrons only, from the slope of the experimental spectra may be obtained the initial numbers of excitons $n_o$ by

$$n_o - 2 = \frac{d[\lg(\sigma_{nn'}^{exp}(\varepsilon)/\varepsilon)]}{d[\lg(U/\varepsilon)]} - R \qquad (21)$$

The results of such exercise are in surprising agreement with predictions of exciton model, the mean behaviour is well described by (Fig.5.)

$$n_o = 3.2 \pm 0.2 ,$$

supporting the principal consistency of exciton models. This is also in agreement with analogic analysis of nucleon-induced reaction, whereas the most of α-induced reactions give $n_o$-values near 5 [3, 4].

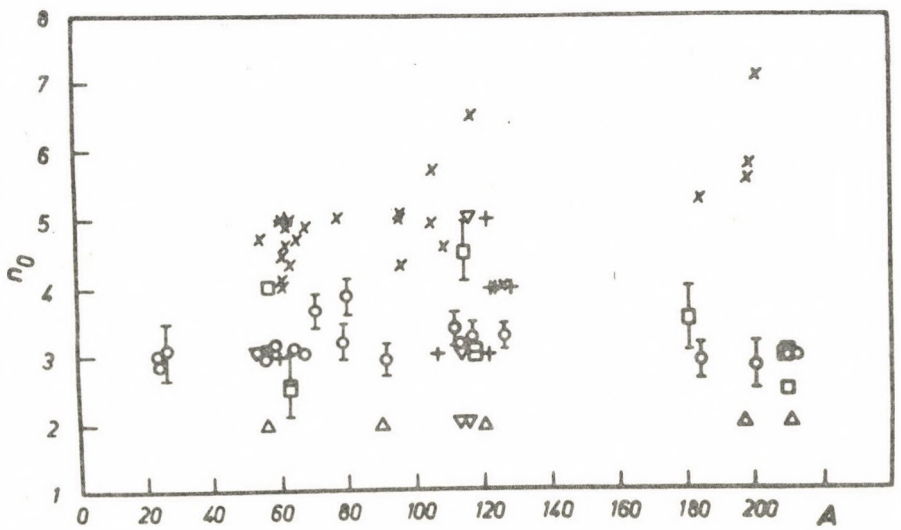



Fig.5. Initial number of excitons $n_o$, extracted from the shape of particle emission spectra for different reactions [4]; open circles - from present analysis of (nn')-spectra; squares and triangles - from proton-induced reactions and crosses - from α-induced reactions.

### 3.2. *Transition rates*

The problem of calculating absolute spectral yield by the exciton models is mainly one of calculating the intranuclear transition rates $\lambda_+$ (7) between intermediate states. Therefore, it seems very interesting to get this values or the equivalent matrix elements $\langle (M)^2 \rangle$ from various reaction channels at the same excitation energy. The consistency of the models demands, that we get the same matrix element $\langle (M)^2 \rangle$ independent from the type of outgoing reaction channel. For this purpose the pre-equilibrium emission spectrum for the 3-exciton state from eq.(9)

$$N_{n'}(\varepsilon)d\varepsilon = W_{n'}(3,\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\lambda_+(3,E)+\sum_i W_i(3,\varepsilon)d\varepsilon} \qquad (22)$$

was compared with the experimental observed absolute "high energy tail" of the spectra. On this way we can obtain absolute transition probabilities $\lambda_+$ as shown on Fig.6. It's remarkably, that within ±50 % the $\lambda_+$-values are constant over the whole mass number range.

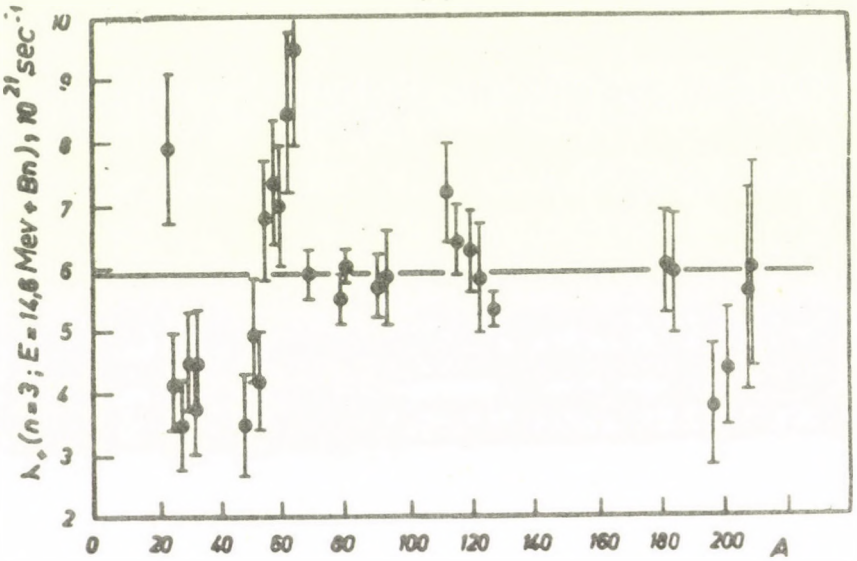



Fig.6. Absolute transition probabilities $\lambda_+(3)$ at E ∿21-22 MeV excitation energy (in units $10^{21}$ $s^{-1}$) extracted from neutron emission spectra of nuclei in a wide mass-number range.

The average extracted values are at E∿ 21-22 MeV

$$\langle\lambda_+(3)\rangle = (5.9\pm0.7)\ 10^{21}[s^{-1}]$$

$$\langle\tau_3\rangle = \lambda_+^{-1}(3) = (1.7\pm0.2)\ 10^{-22}[s]$$

$$\langle\Gamma_3\rangle = (3.9\pm0.4)\ [MeV]$$

$$\langle(M)^2\rangle = (18\pm2)\ A^{-3}\ MeV^2$$

In an independent work Colli et al. [5] from analysis of total (n,p) cross-sections at 14 MeV obtained a very similar transition rate

$$\lambda_+(3) = 4.9 \cdot 10^{21} \; [s^{-1}]$$

$$<(M)^2> = 15.2 \; A^{-3} \; [MeV^2]$$

And so, both reaction channels at 14 MeV incident energy are well described by the same transition probability (or matrix element). This result is also in agreement with an analysis of (p,n)-excitation function by Birattera et al. [6], whc obtained

$$<\lambda_+(3)> = 6.10^{21} \; [s^{-1}].$$

Existing theoretical approaches considerably deviate from experimental values:

$$<\lambda_+(3)> = \frac{1}{2} \lambda_{coll} = 14.10^{21} \; [s^{-1}]$$

from nucleon-nucleon collision in nuclear matter (see eq. (11),

$$<\lambda_+(3)> = 24.10^{21} \; [s^{-1}]$$

from an averaging procedure over all accessible p-h-configurations by Gadioli et al. [7],

$$<\lambda_+(3)> = 7.10^{21} \; [s^{-1}]$$

from the imaginary part of the optical model [2].

### *3.3. Absolute cross-sections*

One of the main purposes of any nuclear reaction theory is the a-priori prediction of absolute cross-sections without any free parameters.

The hybrid model does not imply any free parameter, but analysis of much experiments have shown, that the used collision rates from nuclear matter theory are too high. An improvement of the agreement with experiment is obtained by an additional factor $1/K$ on the right side of eq. (11), wheras $K \sim 5 \ldots 10$. We found, that the hybrid model is a useful tool for absolute calculation of neutron spectra, if an additional factor $K \sim 10$, constant for the whole mass-number scale, have been introduced.

An a-priori absolute calculation of neutron spectra without any free parameters with an accuracy of about ±15 % we obtained with an approach of Toneev and co-workers [8]. As in other

approaches, Toneev startes from relation

$$\lambda_{coll} = \langle v \rangle \rho \langle \sigma \rangle = \langle v \rangle \Lambda^{-1} \qquad (23)$$

between density of nucleons $\rho$ , the average velocity $\langle v \rangle$, the effective cross-section of interaction between nucleons $\langle \sigma \rangle$ and their mean free path $\Lambda$. Usually, the collision rate is taken to be equal to the transition rate for the 1p 0h-state

$$\lambda_{coll}(\varepsilon_o) \doteq \lambda_+(1,0,\varepsilon_o+B_o) \quad , \qquad (24)$$

whereas transition rates for more complex states are calculated by eqs. (7) and (8). In Toneev's approach $\lambda_{coll}$ is calculated for all n-exciton states, taking into account the cross-section as a function of interacting particle energy $\langle \varepsilon_{coll} \rangle$ and the restrictions by the Pauli principle by the factor $\eta \langle 1 \rangle$ :

$$\langle \sigma \rangle = \eta\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_F}\right) \sigma(\langle \varepsilon_{coll} \rangle) \qquad (25)$$

The interacting energy $\langle \varepsilon_{coll} \rangle$ is composed of the average energy of an excited particle $\langle \varepsilon_F + E/n \rangle$ and the kinetic energy of the colliding partner $(3/5)\varepsilon_F$. Therefore, the free nucleon-nucleon interaction cross-section becomes a function of n. Resolution of master equations (1) been carried out by the Monte-Carlo method, which takes into account as well all transitions $\lambda_{\Delta n}$ between intermediate states as emission of particles of any type (including $\alpha$-particles). Some examples of calculated spectra are shown on Fig.7. - as you see, an excellent absolute agreement with experiment has been obtained.

A summary of all calculations you see on the Fig.8. The total pre-equilibrium cross section $\sigma^N_{nn'}$, calculated this way (with $\sigma_\alpha(\varepsilon_o)$ in (3) from optical model nonelastic cross section) are denoted with full points. Fittet to the experimental spectra values of $\sigma^N_{nn'}$, (by chosing an optimum $\sigma_\alpha(\varepsilon_o)$) are shown as open circles. Both values are very similar , indicating the high accuracy of absolute calculations. The absolute pre-equilibrium model (without any experiment) yields the same mass systematics $\sigma^N \sim A^{1/3}$ as was found from experiment by the fitting procedure (17). This is another essential argument supporting the validity of exciton models.

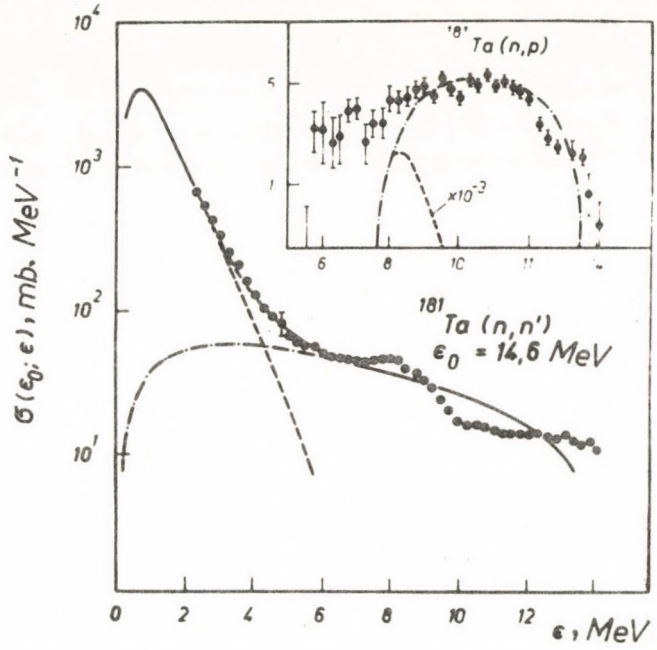



Fig.7. Absolute calculation of neutron and proton emission spectra for $^{181}$Ta+n with the program WRPEC from Toneev et al. [8].

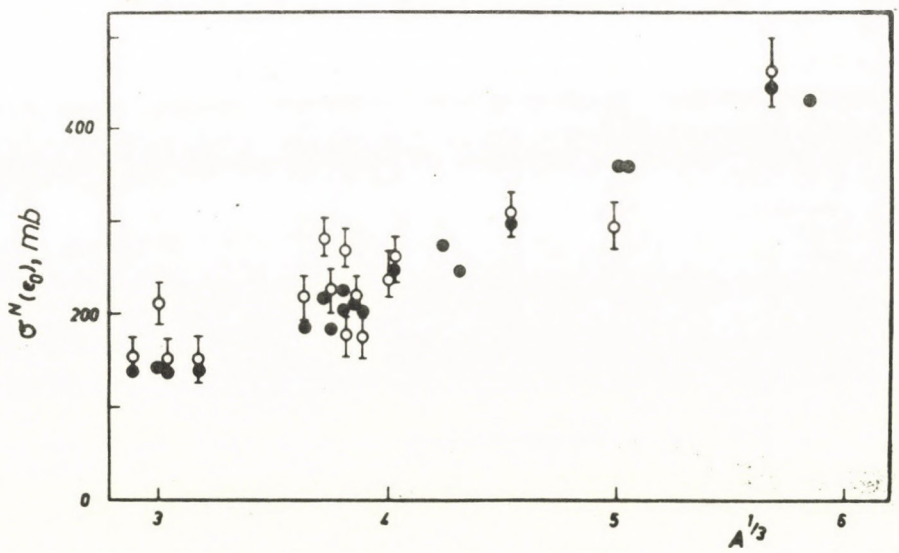



Fig.8. Mass-dependence of the total pre-equilibrium cross section $\sigma^N_{nn'}$, [mb]; open circles - with the choice of an optimum $\sigma_\alpha(\varepsilon_o)$ , full points - with $\sigma_\alpha(\varepsilon_o)$ from the optical model.

### *3.4. Timing of the (nn') process*

From application of exciton models we learned much about the dynamics of inelastic scattering. The main point is, that by the master equations (1) both pre-equilibrium and equilibrium emission spectra are calculated on a unique base, from which arises without any additional assumptions the division of reaction events into two, corresponding to the time, strong different groups.

At the beginning of the nuclear interaction $\lambda_+ >> \lambda_-$ (for $n << \bar{n}$) is valid, whereas in the later phase of the reaction process both transition probabilities are almost equally $\lambda_+ \sim \lambda_-$ (for $n \sim \bar{n}$).

A more precise, with respect to eq. (7), relation between the exciton number and the transition probability $\lambda(n)$ was given by Gadioli et al. [7]:

$$\lambda(n) = \lambda_+(n) + \lambda_-(n) = \left(1 + \frac{(n^2-1)(n+1)(n-1)}{11.5\ A^2}\right)\frac{4}{n+1}\ \lambda_+(3) \qquad (26)$$

From eq. (26) we calculated the life-time $\tau_n$ of exciton states as a function of n for an A=100 nucleus at 22 MeV excitation energy. The result is the following: The life-time of the 3-exciton states is about $1.5 \cdot 10^{-22}$s. During the first interactions the life-time rapidly increases because - of decreasing density of accessible final states. At $n \sim 3$ the transition probability $\lambda_-$ becomes remarkable. After some ten interactions, with an relaxation time of about $\tau_{relax} \sim 5.10^{-21}$s, an equilibrium distribution of particles and holes is reached with an average time interval between two-particle interactions (transitions) of about $3.10^{-22}$ s. At the next figure (Fig.9.) the total emission probability per $10^{-22}$ seconds I(t) as a function of time is shown.

$$I(t) = \sum_i \int_0^{E-B_i} \sum_n P(n,t)\ W_i(n,\varepsilon)\ d\varepsilon \qquad (27)$$

Intermediate system starts with a high emission probability $I(0) = 0.15/10^{-22}$s , which rapidly decreases with increasing of time (i.e. exciton number n). After the relaxation-time $t > \tau_{relax}$ the emission probability is almost constant $I(t) \sim 3.10^{-5}/10^{-22}$s for a long time up to $10^{-18}$s. Between $10^{-18}$s and $10^{-17}$s I(t) drops to zero. We conclude, that the dominating part of all emission events arise within the time intervals $0 < t < 5.10^{-21}$s and $10^{-18} < t < 10^{-17}$s , corresponding to pre-equilibrium and equilibrium reaction

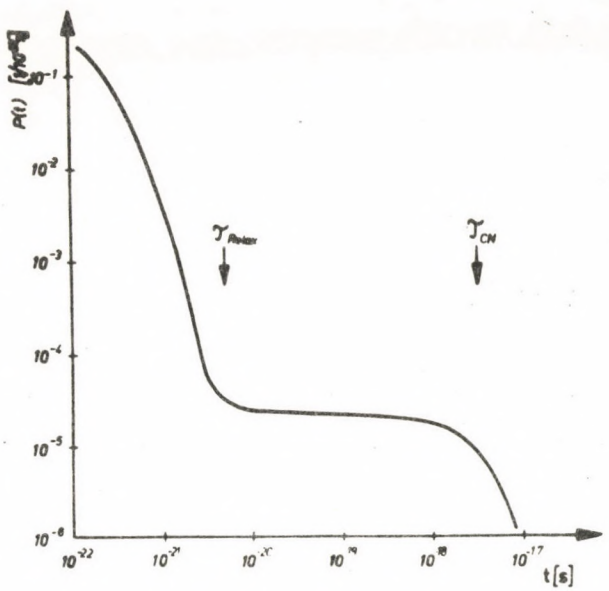



Fig.9. Total emission probability I(t) per $10^{-22}$s.

mechanism, respectively.

Let us estimate the life-time of compound nucleus $\tau_{CN}$ by the statistical model:

$$\frac{1}{\tau_{CN}} = \frac{m(2s+1)}{\pi^2\hbar^3\rho_{CN}(E)} \int_0^{\varepsilon_{max}} \varepsilon\, \sigma_{inv}(\varepsilon)\, \rho(U)\, d\varepsilon \qquad (28)$$

Taking $\rho_{CN}(E)$ from the constant temperature model with T=0.9 MeV and the average inverse cross section $\langle\sigma_{inv}(\varepsilon_i)\rangle$ = = 2 barn, we get from (28) $\tau_{CN} \sim 3.10^{-18}$s., in agreement with the results of eq. (27) as shown on Fig.9.

## 4. Conclusions

The various modifications of the exciton model are found to be useful for description of neutron inelastic scattering, as well as it was shown for other reaction channels [3,4]. The main advantage of this model is its simplicity and physical transparency. With this model, in addition to the well-known statistical theory of nuclear reactions, it is possible to calculate angle integrated spectra of emitted particles and excitation functions. Of course, there are some shortcomings of this model: It does not describe angular distributions and there are some indications, that this model in its present state overestimates the low-energy part of pre-equilibrium spectra.

## References


[1] Hermsdorf, D., Meister, A., Sassonov, S., Seeliger, D., Seidel, K. and Shahin, F., ZfK-277 (1974).

[2] Seeliger, D. et al., Mat.Neutron Conf., Kiev, 1971, part I. p.243;
Hermsdorf, D. et al., Mat.Intern.Summerschool, Predeal, 1972;
Hermsdorf, D. et al., Kernenergie 16 (1973) 252 and Journal of Nuclear Energy 27 (1973) 774;
Hermsdorf, D. et al., Mat.Intern.Conf.Nucl.Phys., Munich, 1973;
Seeliger, D. et al., Mat.Neutron Conf., Kiev, 1973, part I. p.258 and p.269.
Seeliger, D. et al., Mat.Symposium Interact. Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig, 1973; ZfK 271;
Seidel, K. et al., Mat.Intern.Symp. Smolenice 1974.

[3] Blann, M., Pre-equilibrium Models for Nuclear Reactions Rep.Univ.Roch., 1974, UR-NSRL-92.

[4] Seidel, K., Seeliger, D., Reif, R., Toneev, W.D., Predravnovesnij raspad v jadernich reakcijah Review Journal "ETCHAJA", Dubna, accepted for publication.

[5] Braga-Marcazzan, G.M. et al., Phys.Rev. C6 (1972) 1398.

[6] Birattera, C., et al., Nucl. Phys., A201 (1973) 579.

[7] Gadioli, E. et al., Nucl.Phys., A217 (1974) 589.

[8] Gudima, K.K. et al., OJJaJ P 4-7821, Dubna, 1974.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 247-258

# FAST NEUTRON PHYSICS AT THE INSTITUT FÜR RADIUMFORSCHUNG UND KERNPHYSIK

V. VONACH

Institut für Radiumforschung 1090 Wien
Boltzmanngasse 3, Austria

The Institut für Radiumforschung und Kernphysik has been engaged in the study of fast neutron reactions since almost 20 years. During this time it has contributed substantially to that field, especially by a large number of (n,2n), (n,p) and (n,α) cross-section measurements and investigations of α- and p-energy and angular distributions in (n,α) and (n,p) reactions, respectively.

In the mean-time the experimental work has shifted from simple cross-section measurements to experiments which permit more detailed and specific tests of the statistical theory of nuclear reactions. At present, experiments concentrate mainly on two subjects:

1. Investigations of the γ-decay properties of compound nuclei, e.g. study of γ-competition in the decay of compound nuclei as a function of excitation energy and measurements of γ-multiplicities.

2. Further investigations of p and α angular and energy distributions by advanced experimental methods.

In addition, considerable effort goes into applied work using fast neutrons mostly for analytical purposes.

In the following I will try to give a survey of the present status of the work in the mentioned area. At first I will briefly describe the experiental facilities available at the IRK and then report on the recent (mostly unpublished) results in the neutron-induced reaction work and discuss briefly the current projects. Finally, I will mention some of the applied work.

The basic instrument for the neutron work of the IRK is a 250 keV Cockcroft-Walton accelerator producing 3 and 14 MeV neutrons via the D(d,n) and T(d,n) reactions, respectively. Originally designed as a d.c. machine by Dr.H.Münzer [1] in the early sixties, the accelerator was recently converted into a high quality pulsed machine and simultaneously improved in many respects by Dipl. Ing. G. Stengl [2]. Fig.1. shows schematically the pulsing system developed for the accelerator. By careful design of the system, especially by properly accounting for the problems of space charge, excellent pulsing conditions could be achieved, as shown in Tab.1, which also summarizes the d.c. properties of the machine . As a further illustration, Fig.2. shows a time spectrum measured with a plastic scintillator versus the time pick-off of the accelerator. As the observed width of 0.7 nsec contains the contributions from both the multiplier + electronics, the true beam pulse width is probably still considerably smaller. It is to be mentioned as a special feature that the time pick-off (Fig.3.) works satisfactorily down to very low intensities which is very important in coincidence experiments. As already shown the preaccelerated ions are deflected by 90 degrees before entering the main accelerator in order to eliminate the molecular ions which otherwise produce background neutrons between the pulse.

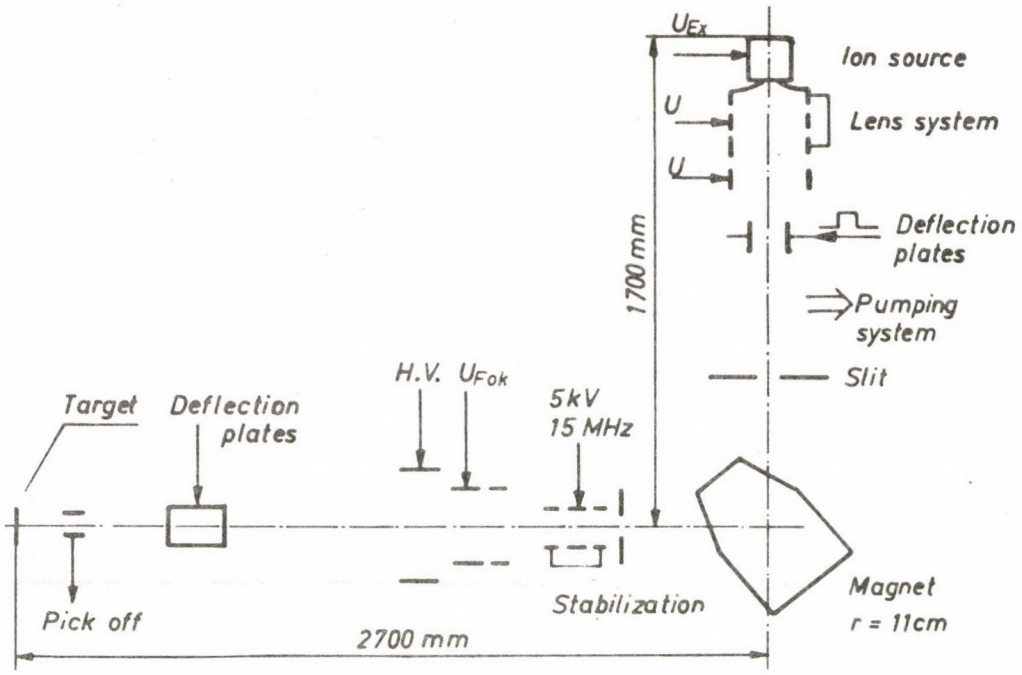



Fig.1. Design of the pulsing system of the IRK accelerator (strongly simplified schematic view).

Table 1. Characteristic data of the neutron generator of the IRK

| | | |
|---|---|---|
| High voltage: | | 0-240 kV |
| d.c. | : | $\sim$1 mA $d^+$ $\hat{\sim}$ $2.10^{11}$ n/sec $4\pi$ |
| Pulsed mode | : | peak current $\hat{i} \sim 15$ mA |
| | | Repetition rate: 5; 2.5; 1.25; 0.625 MHz |
| | | Pulse width: $\sim$ 0.7 nsec (FWHM) |

Vacuum performance:

| | |
|---|---|
| Near ion source: | $10^{-5}$ Torr |
| Main lense: | $10^{-7}$ Torr |
| Target: | $10^{-6}$ Torr |

All systems at high potential are controlled by light pipes.

The insertion of this deflection element for cleaning the beam produced a very important side-effect. Much longer life-times of TiT were observed when the accelerator was first put into operation after insertion of the pulsing system with the deflection magnet. This effect was subsequently investigated in more detail by using the following set-up: Test targets were irradiated with a deuteron beam of fairly homogeneous current density and the neutron production as a function of time was

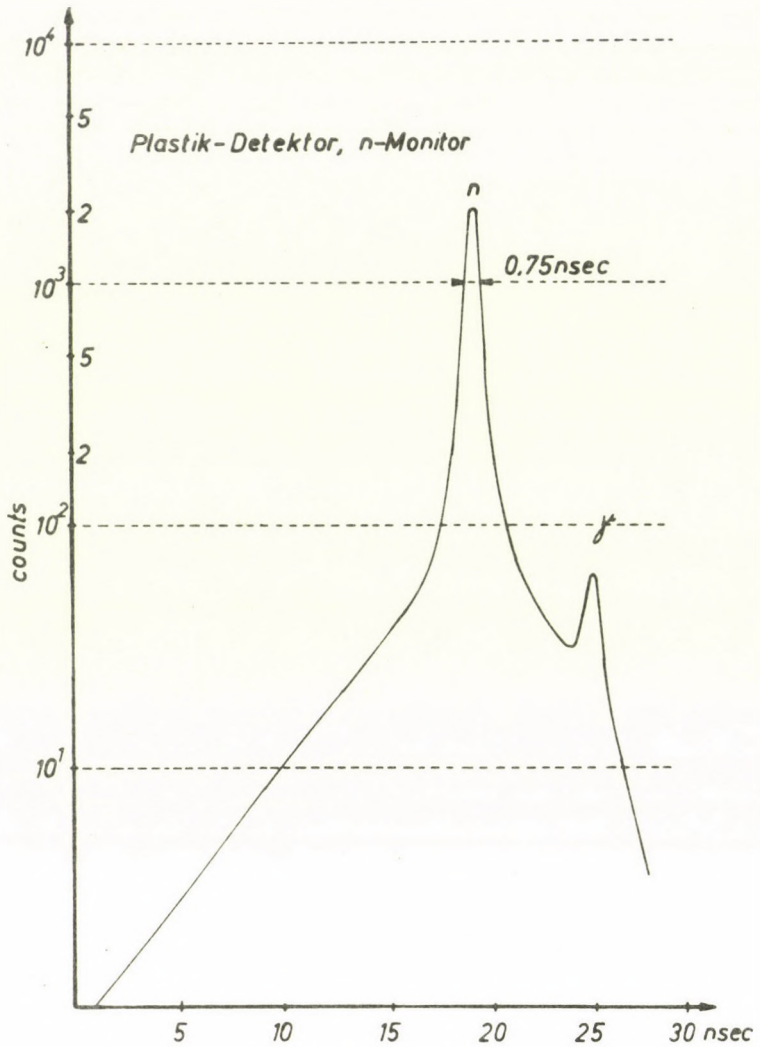



Fig.2. Time-spectrum of DT neutrons, observed with the plastic scintillator relative to the time pick-off of the accelerator (target detector distance ∿ 30 cm).

measured via the associated α-particles in a silicon counter. Simultaneously, the deuteron build-up in the target was measured by observing the tritons from the D(d,p)T reaction [3]. Typical results are shown in Figures 4. and 5. Target half-lives more than 10 times larger than those reported in the literature (and also observed at our accelerator before using the deflection magnet) could be obtained reproducibly, while the contamination with DD neutrons was relatively small (∿1 %) up to one half-live of the targets. This means that it is possible to reduce target cost drastically in high intensity neutron generators in a relatively simple way. The explanation for this unexpected behaviour seems to be that deterioration of targets is mostly due to sputtering and radiation damage produced by the heavy ion contaminants always present in undeflected beams whereas the effect of substitution of tritium by the implanted deuterons

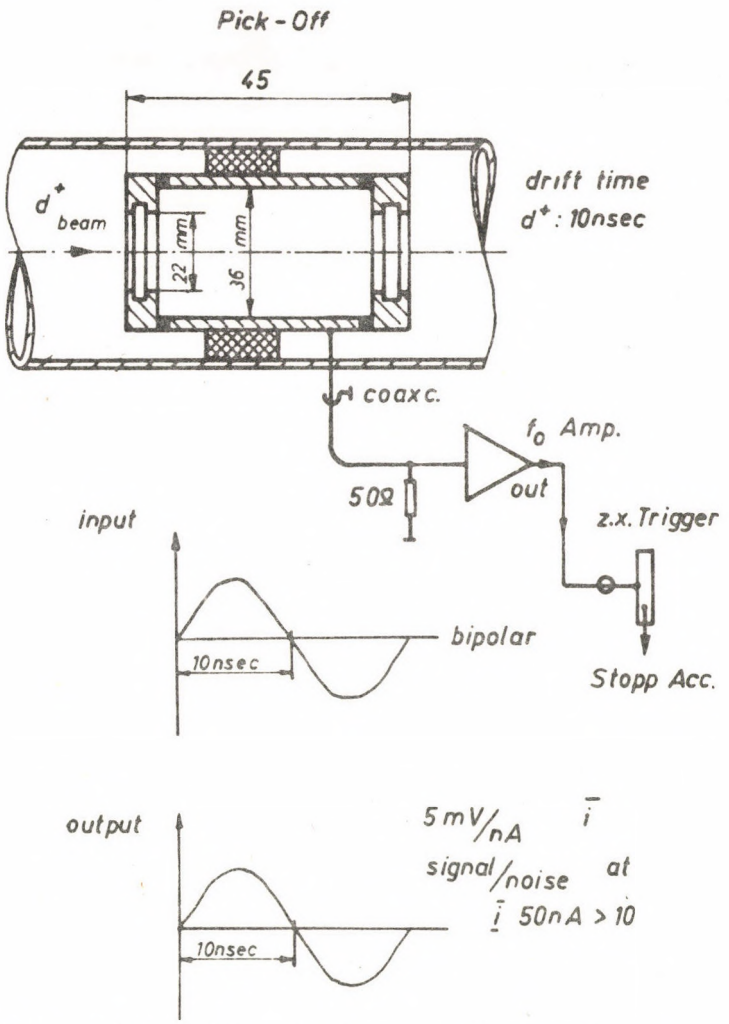



Fig.3. Time pick-off of the accelerator
a) detailed construction of the capacitive pick-off
b) pulse produced by the pick-off
c) pulse at the exit of pick-off amplifier

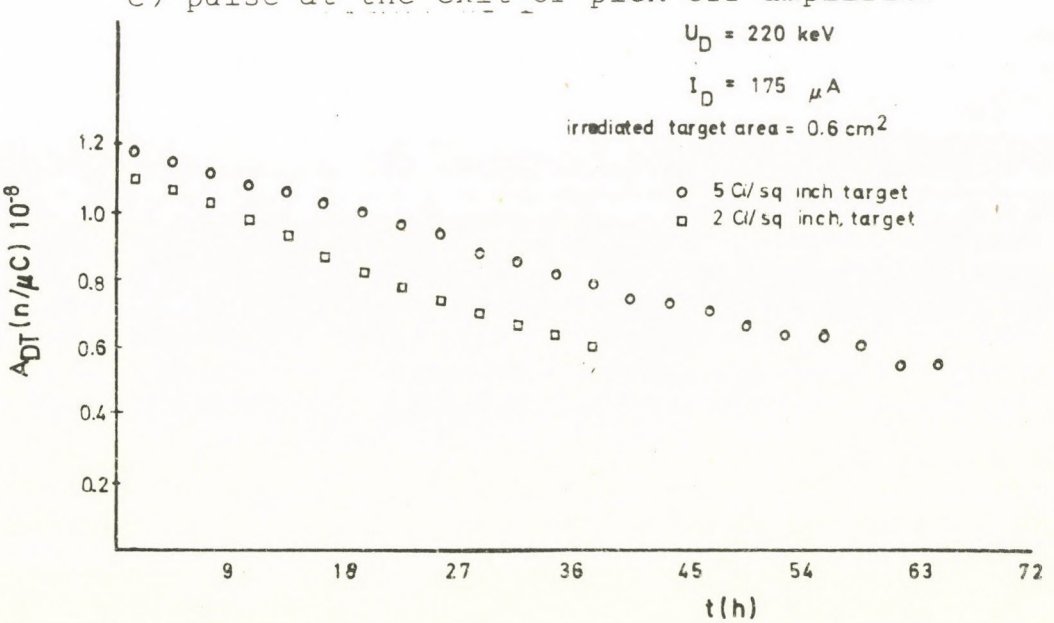



Fig.4. Time dependence of the DD neutron yield of irradiated TiT targets.

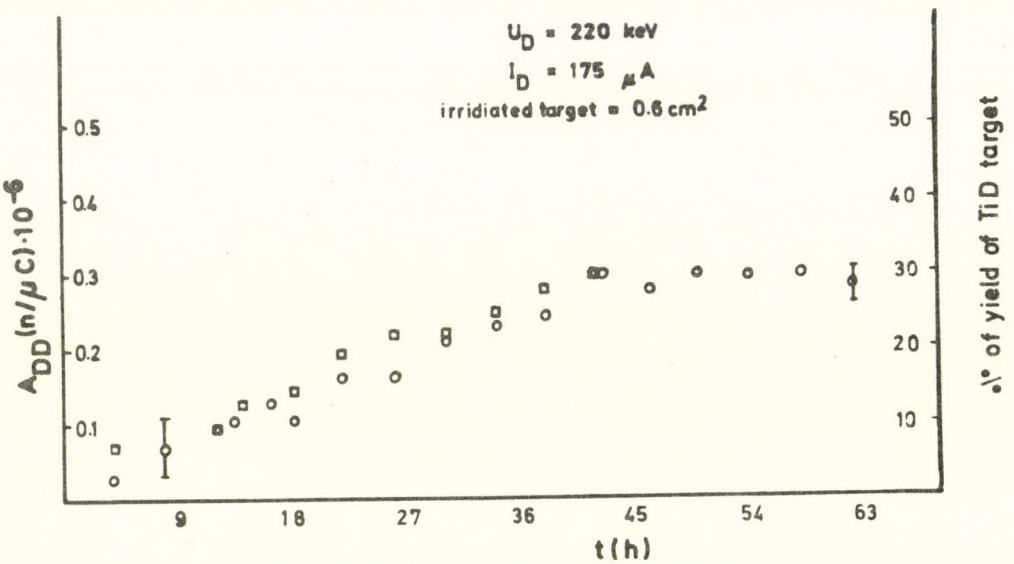



Fig.5. Time dependence of the DD neutron yield of the TiT targets of Fig. 4.

seems to be much less severe than expected; most of the deuterons seem to be able to diffuse out of their target without kicking tritons out of their lattice sites.

So much about the accelerator. The remaining equipments, detectors and electronics are rather conventional. It might be mentioned that in the next year we will be able to replace our present two-dimensional pulse-height analyzer by an on-line detection system, using a PDP 11/10 computer as central unit, which will enable us to perform even rather sophisticated multiparameter experiments.

Now I will turn to the experiments. The problem of γ-decay of compound nuclei has been investigated in two different ways.

Already some years ago, a programme for measuring (n,γ) cross-sections for 14 MeV neutrons by the activation method has been started by Prof. H. Warhanek (now at the I. Physikalisches Institut, University of Vienna). Results on nuclei have recently been submitted for publication [4] and more cross-sections are being evaluated. By these measurements, in which great care was devoted to the problem of avoiding errors due to the presence of low energy background neutrons (which can introduce enormous errors because of the much larger (n,γ) cross-sections) a large number of discrepancies in the literature could be described. Fig.6. shows the results of this work in connection with the cross-section measurements reported in the literature. As the Fig. shows all our values are in excellent agreement with the results obtained by integration of γ-spectra, whereas the much larger values obtained in some of the earlier activation measurements could not be confirmed. (n,γ) cross-sections at 14 MeV seem to show a rather smooth dependence on A rising from

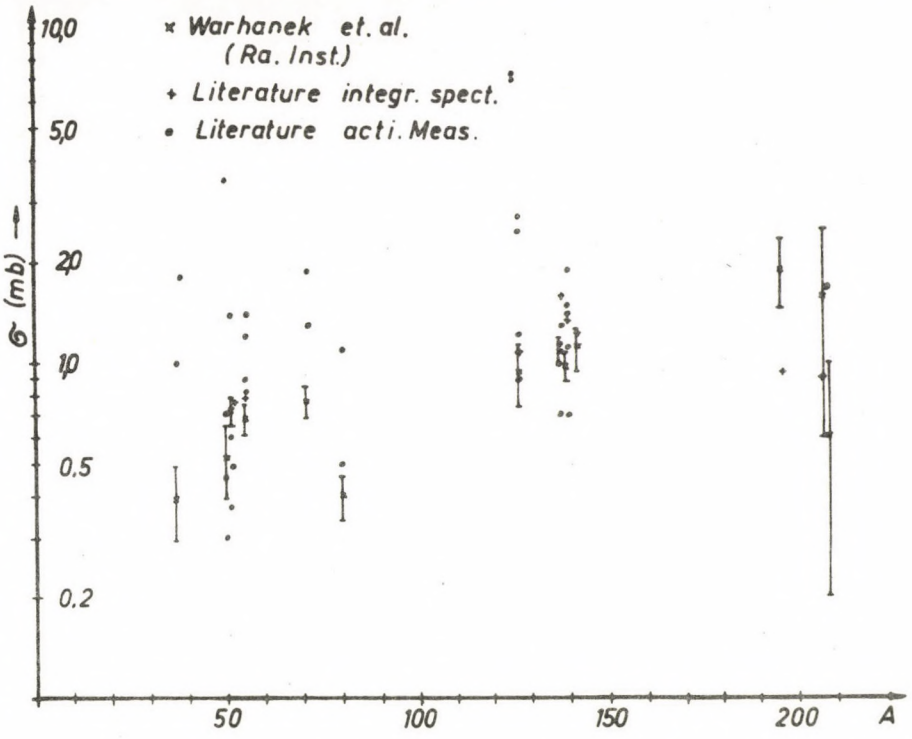



Fig.6. (n,γ) cross-section at $E_n$ = 14 MeV.

0.5 mb at A ∿ 50 to about 1.5 mb at A ∿ 200.

After completion of the pulsing system a more complicated experiment was started, which allows to determine the quantity $< \frac{\Gamma_\gamma(J,\pi)}{\Gamma(J,\pi)} > (U_c)$ directly, that is the ratio of the average γ to total width of compound nuclei as a function of their excitation energy.

Fig.7. shows the principle of the experiment. $^{56}$Fe is bombarded with 14 MeV neutrons. In this way a compound nucleus $^{57}$Fe is formed which predominantly decays back to $^{56}$Fe by neutron emission and in this way $^{56}$Fe nuclei with excitation energies ranging from 0 - 14 MeV are formed with maximum population of the region about 1.5 MeV below the max. possible excitation energy according to the Maxwell spectrum of the emitted neutrons with T ∿ 1.5 MeV.

The levels below the $S_n$, the neutron separation energy, of $^{56}$Fe can only decay by γ-emission, in general by a cascade of several photons; for those levels above $B_n$, neutron emission to energetically allowed levels in $^{55}$Fe competes with emission. The two possibilities can be separated experimentally in the following way:

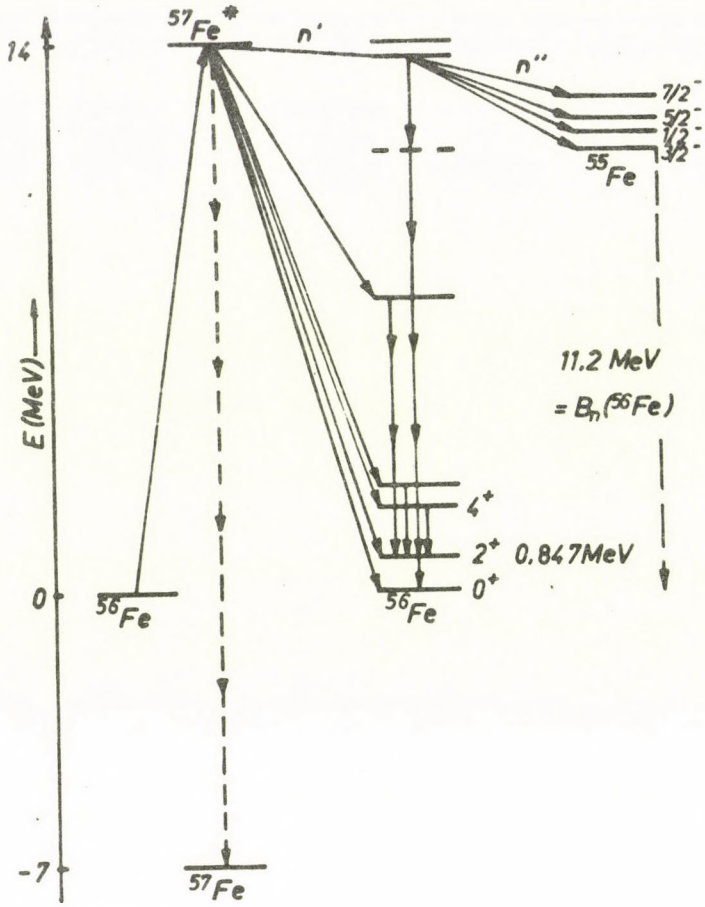



Fig.7. Competition between γ - and n-emission in compound nuclei formed by the reaction $^{56}$Fe and 14 MeV neutrons.

If the compound nucleus decays by γ-emission the final stage of this process is almost always the first excited $2^+$ level of $^{56}$Fe which then decays to the ground-state by emission of a 846 keV γ-ray. If a second neutron is emitted obviously no such γ-ray is emitted. Thus the neutron spectrum in coincidence with the two $2^+ \rightarrow$ g.s. 846 keV γ-ray is equal to the spectrum of the first emitted neutrons multiplied with the (energy-dependent) γ-competion ratio $\left\langle \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma+\Gamma_n} \right\rangle$

$$(1) \qquad \frac{dN_{coinc}(E_{n'})}{dE_{n'}} = \text{const} \; \frac{dN}{dE_{n'}} \left\langle \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma+\Gamma_n}(U_c) \right\rangle$$

(2) with $U_c = E_n$ (14 MeV) - $E_{n'}$

where the brackets < > mean the average over the spin and parity distribution of the compound nuclei formed in the described way.

Thus measurement of the neutron spectrum with and without coincidence with the discussed $\gamma$-ray gives directly the ratio $\Gamma_\gamma/\Gamma_\gamma+\Gamma_n$ as a function of the compound nucleus excitation energy $U_c$. The constant in the equation is determined by the condition that the ratio must become unit below $U_c = S_n$.

Since $\Gamma_n$ is relatively well known from the optical model, the decay width $\Gamma_\gamma$ can be determined for highly excited compound nuclei.

Actually, things are a little more complicated. The energy distribution $\frac{dN}{dE_n}$ of the first emitted neutrons cannot be measured directly. It is always contaminated by the secondary neutrons, which must be substracted, using statistical model calculations. Also, as already mentioned, the observed ratios $\Gamma_\gamma/\Gamma_\gamma+\Gamma_n$ are averages over the spin and parities of the compound nuclei weighted according to the occupation probabilities in the (n,n') process used to produce the studied compound nuclei. On the other hand, the discussed method has the advantage that it is not sensitive to precompound or direct contributions to the reaction.

For this reason an experiment of this type was performed [5]. $^{56}$Fe was chosen as target for a number of practical reasons. Fig.8. shows the experimental set-up and a block-diagramme of

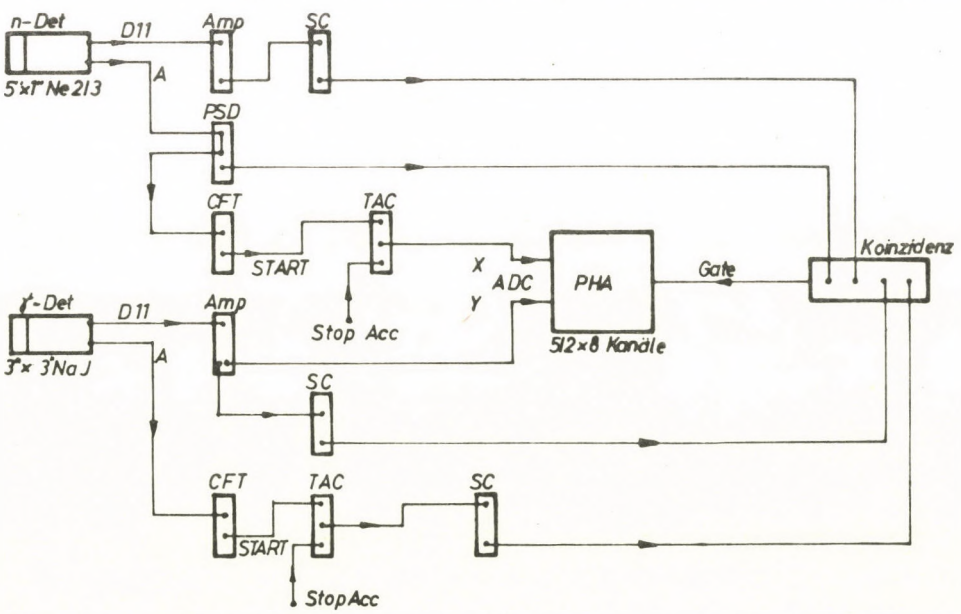



Fig.8. Simplified block-diagramme of the electronics in the $^{56}$Fe(n,n'$\gamma$) coincidence experiment (PSD = Pulse shape discriminator, CFT=constant fraction trigger, TAC=time to amplitude converter).

the electronics. Actually, a two-dimensional spectrum, neutron time-of-flight versus energy was measured and then the neutron spectrum coincident with the 846 keV γ-peak derived therefrom. Fig.9. shows the measured single and coincidence spectra and the ratio $\Gamma_\gamma/\Gamma_{tot}$ derived from these data in the decribed way. As Fig.10. shows γ-competion remains noticeable up to a few MeV above the neutron separation energy. Statistical model calculations including angular momentum and parity conservation as well as precompound contributions are in progress.

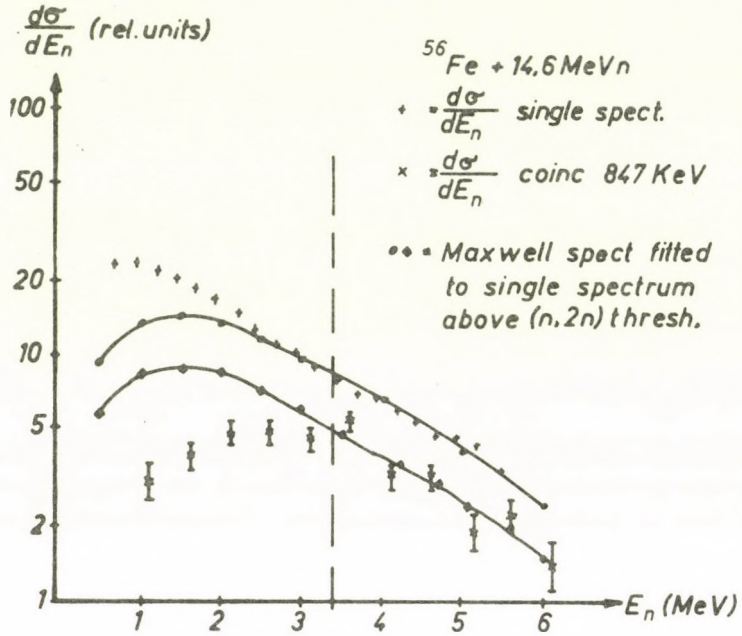



Fig.9. Simple neutron spectrum and neutron spectrum coincident with 846 keV γ-ray from first excited state to ground state transition in $^{56}$Fe from $^{56}$Fe + 14 MeV neutrons.

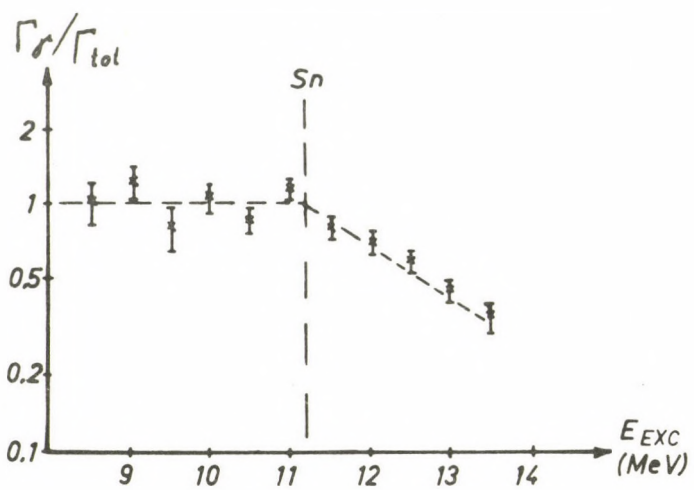



Fig.10. γ -competion above the neutron binding energy in $^{56}$Fe.

It is planned to extend this experiment to other nuclei and to use Ge/Li/ γ-detectors for this purpose. Furthermore, it is planned to study the average γ-ray multiplicities as functions of $U_c$ by the same type of experiment using a γ-detector of approximately energy-independent efficiency and observing the coincidence spectra of neutrons with photons of all energies.

For the purpose of investigating protons as well as energy and angular distributions from (n,p) and (n,α) reactions respectively, a special reaction chamber and detection system has been developed [6]. It is shown schematically in Fig.11. Protons and α-particles emitted from the cylindrical target are detected in coincidence in an multiwire proportional counter and a CsJ scintillator. In this way both energy (pulse height in the scintillator) and reaction angle (from position of activated wire of the counter)

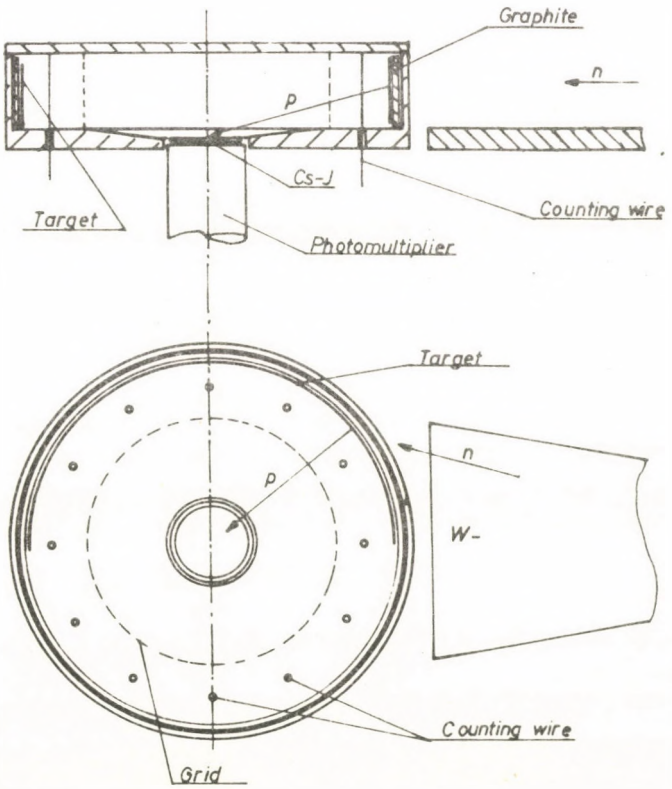



Fig.11. Reaction chamber and detection system for measurement of α and p energy and angular distributions (schematically).

are measured and moreover α-particles and protons are separated because of the largely different pulse height in the multiwire counter. The chamber has already been successfully tested with α-particles and will soon be used for actual measurements.

In the field of applied work investigations have been carried out to check the applicability of the so-called Nitrogen-Fluorine method for age determination of bones [7]. Fig.12. shows results observed by activation of various bones of known age covering

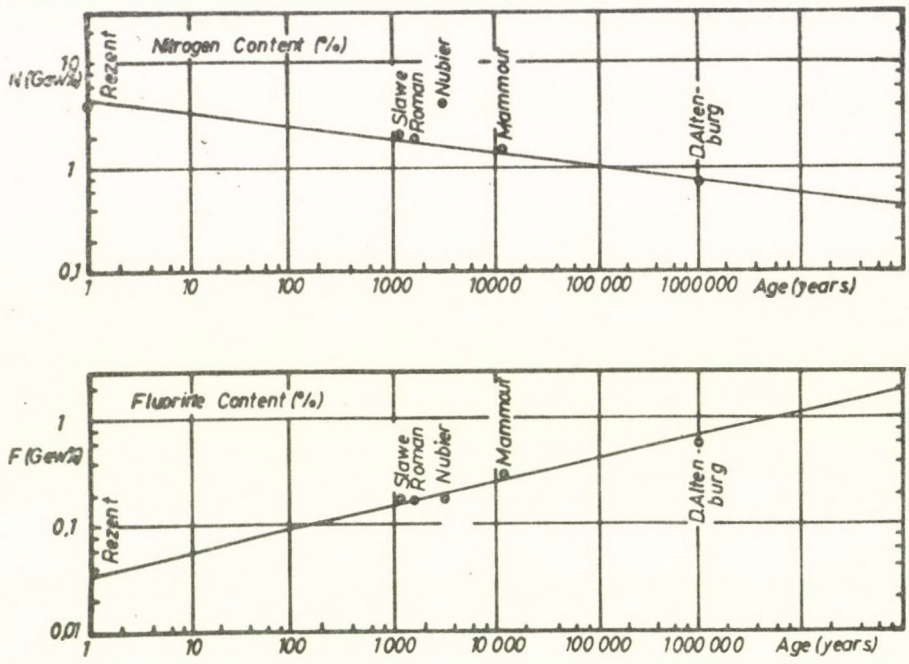



Fig.12. Nitrogen and fluorine content of bones of various ages (determined by activation by 14 MeV neutrons and measurement of the $^{13}N$ and $^{18}F$ activities produced in (n,2n) reactions.

the large range of 0 - $10^6$ years. As the figure shows both nitrogen and fluorine content vary considerably and apparent smoothly with age and do not seem to scatter very much. Thus the method (which unlike the C-14-method, is non-destructive) seems to be an interesting possibility and will be investigated further.

## Literature


[1] H.Münzer, Sitz.Ber.d.Österr.Akad.Wiss. 174 (1965) 5 MIR 579.

[2] G.Stengl, to be published.

[3] G.Stengl, H.Vonach and H.Fabian, Nucl.Instr.Meth. 126 (1975) 235.

[4] O.Schwerer, M.Winkler, H.Warhanek and G.Winkler, Nucl.Phys. (in press)

[5] G.Stengl, M.Uhl and H.Vonach, to be published.

[6] P.Hille and K.Richter, private communication.

[7] P.Eisenbarth and P.Hille (to be published) P.Eisenbarth, Thesis University of Vienna 1975.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 259-271

# THE DIFFERENTIAL CROSS SECTION MEASUREMENTS FOR THE SCATTERING OF 14 MeV NEUTRONS AND ASSOCIATED GAMMA RAYS

BY

A. J. COX

Department of Physics University of Aston in Birmingham
England

The scattering of 14 MeV neutrons has been studied at Aston using 150 kV Sames type J accelerator. The neutrons are produced using the $^{3}H(d,n)^{4}He$ reaction, and measurements are made on both the scattered neutrons and the $\gamma$-rays associated with neutron inelastic scattering. A time-of-flight system based on using the $\alpha$-particle associated with the neutron production as a zero time signal is used to measure the neutron energy and to suitably gate the $\gamma$-ray signals in order to reduce background counts. The neutrons are detected with a shielded NE102a plastic scintillator while the rays detected using a 3"x3" NaI(Tl) crystal.
Differential scattering cross-section measurements are presented for elastic neutron scattering on N, K, and Li, and these are compared with optical model fits based on computer code RAROMP. In addition the differential $\gamma$-ray production cross-sections associated with inelastic neutron scattering to the first excited states of S, Si, Ti, Fe and Mg, are compared with the direct interaction reaction mechanism based on a modified version of the computer code INCH.
Preliminary work on the extension of these results to the 3 MeV neutrons produced using the $^{2}H(d,n)^{3}He$ reaction is discussed.

There is at present considerable interest in both the elastic and inelastic scattering of 14 MeV neutrons and with the gamma rays associated with the inelastic scattering process. There are two main reasons for this interest. At 14 MeV it is expected that a mixture of compound nucleus and direct interaction reaction mechanisms applies, and optical model analysis of the experimentally determined differential cross-sections for both the scattered neutrons and the gamma rays can throw light on the proportion of each involved. In addition, the validity of the optical model interpretation of these results for nuclei of mass numbers below 20 can be tested. There is also a more applied reason for interest in such scattering results. There is an increased interest in possible nuclear fusion reactors because of the present energy crisis. The fusion reactor process results from the nuclear interaction of deuterium with tritium, producing both alpha particles and neutrons, the energy of the neutrons being in the region of 14 MeV. In order to extract energy from this fusion process and breed new fuel it is necessary that the neutrons interact with blanket materials such as lithium. A study of the gamma rays is also important in this field because they are produced in abundance via the inelastic scattering process and will deposit energy in the fusion reactor surroundings causing possible overheating.

In the present experiments measurements are made on the scattering of 14 MeV neutrons and the gamma rays associated with the inelastic scattering process for a number of elements. The neutrons are produced using the $T(d,n)^4He$ reaction, with the deuterons accelerated to energies of up to 140 Kv in a SAMES type J accelerator. Figure 1. shows the experimental arrangement for the neutron differential cross-section measurements. The deuteron beam is incident onto a tritiated titanium target. The neutrons produced in this target are then scattered from the sample, held at an angle of $83^{\circ}$ to the incident deuteron beam. After scattering in the sample they then travel to the neutron detector which is suitably shielded from spurious radiation. The energy of the scattered neutrons is measured by their time of flight between the scattering sample and the detector placed 2 metres away. The instant of neutron production is determined by detecting the alpha particle produced simultaneously with the neutron in the $T(d,n)^4He$ reaction. The detector is shielded from neutrons coming directly from the tritium target by a (paraffin wax) shadow bar, placed between the detector and the target. This is found to reduce the background radiation one hundredfold. The detector consists of a cylinder of plastic scintillator (Nel02A),5 cms x 5 cms, mounted on a 56 AVP fast focussed photomultiplier tube. The photomultiplier is shielded from the earth,s magnetic field by a metal screen and the whole assembly is mounted inside the main radiation shield. This consists of a cylinder of metallic lead ( 25 cm long and 2 cm thick) which in turn is surrounded by a paraffin wax cylinder 10 cm thick. In addition to the main shield there is a

paraffin wax collimator 20 cm in length placed in front of the whole assembly. Spurious neutrons are first slowed down in the paraffin wax, which process will usually cause the emission of 2 MeV gamma rays from the n(p,D)γ reaction. The lead then absorbs the gamms radiation from this reaction and any spurious gamma rays which happen to be incident onto the detector. The alpha particle is detected in a plastic scintillator (Nel02A) 2 mm in thickness. This is again mounted on a 56AVP photomultiplier tube. Figure 2. shows the electronic time of flight system. After a suitable delay the αparticle signal passes to a discriminator and then into both a scaler and a suitable electronic pulse shaper. The output from this is used as a stop signal for the time-pulse-height converter. At the same time the neutron associated with the production of this alpha particle is scattered into the neutron detector. The output of this is then passed through the discriminator and pulse shaper and used as the start signal for the time-pulse-height converter. The output of the time-pulse-height converter, which gives the time difference between the start and the stop pulses, is displayed on a multichannel pulse-height analyser. The output of the time-pulse-height converter allows the neutron flight time to be measured. It may also be noted that only those neutrons which are in coincidence with the alpha particles detected are in fact counted. Thus the angle the alpha detector subtends at the tritium target defines a cone of associated neutrons. It is arranged that this cone of neutrons has the same dimensions as the scattering sample and that is passes through the sample. The neutron detector efficiency was obtained both from calculations using the known constituents of the plastic scintillator and their cross-sections and also from direct measurement by the scattering of the neutrons from the hydrogen in a water sample. Figure 3. shows the time spectrum for the direct neutron beam. Here the neutron detector is put in line with the coincident neutron beam with no scattering sample in place. In this way the intrinsic time spread of the system can be measured. It will be seen that the system has a time resolution 1.5 nanoseconds measured as the full width at half height. Figure 4. shows a typical scattering time spectrum from $^{14}N$. On the right can be seen the elastic scattering peak; the next peak to the left corresponds to scattering from the first excited state in nitrogen which occurs at 2.31 MeV and the third peak is due to scattering from the 3.95 MeV level in nitrogen. Figure 5. shows differential cross-section measurements both of this work and others,[1,2] together with an optical model fit of the data. It will be seen that the present work confirms the existence of the predicted secondary maximum at a scattering angle of 80°.

Figure 6. shows the results for the elastic scattering of neutrons on $^{7}Li$ compared with the work of Armstrong[3] and Wong[4]. It will be seen here that there is good agreement between the two sets of results between 0 and 80°; beyond 80° however,

there are discrepancies which are not accounted for by the experimental errors. Our results[5] tend to confirm those of Wong. This figure also shows the optical model fit for the Lithium results. The calculation was performed using the programme RAROMP[6.2] Figure 7. shows similar results for the elastic scattering from $^{39}K$. Here the results are compared with the work of Frasca[7] and as can be seen, there is good general agreement between the two sets of results.

The system for the detection of $\gamma$-rays is similar to the arrangement used for the detection of the neutrons. The deutron beam is incident onto the tritium target and the scattering sample is placed $83^{o}$ to the direction of the incident beam. Again, the alpha detector is used to detect the associated particles which are used to gate the $\gamma$-ray signal to reduce the background. The scattering sample is placed 25 cm from the tritium target and the gamma ray detector is placed 1.39 m. from the scattering sample. The detector is capable of being rotated about the scattering sample in order to make cross section measurements at different angles. It is shielded from neutrons coming directly from the tritium target by an iron shadow bar and is further screened by a large composite shield. The detector is a 7.6 cm x 7.6 cm thallium loaded sodium iodide scintillator mounted on a 58 AVP focussed photomultiplier tube. The detector is surrounded by a clyndrical structure of 5 cm of lead, 2 cm of boric oxide and 10 cm of paraffin wax. This effectively screens the detector from both spurious gamma rays and neutrons. Figure 8. shows the electronic system used to gate the gamma ray signal so that it is only sensitive at the correct time. Two signals are taken from the photomultiplier tube, one from the anode which provides the timing signal and the other from the 13th dynode which provides the linear signal. The timing signal is first shaped in an emitter follower, suitably delayed and then used as the stop signal for the time converter. The signal from the detector, again after suitable shaping and delay is used as the stop signal. The time converter produces an output which is proportional to the time defference between the two signals. This is fed to a single channel analyser whose window is set only to allow those pulses through which correspond to the correct gamma ray arrival time. The output of the single channel analyser is then used to open a linear gate which allows the linear signal from the gamma ray detector to be recorded on the multi-channel pulse height analyser.

Figure 9. shows a typical energy spectrum from an iron sample where two peaks are resolved one at 0.84 MeV and the other one at 1.24 MeV. These are identified with $\gamma$-rays from the transition from the first excited state down to the ground state and the second excited state to the first excited state respectively. Figure 10. shows the angular distribution obtbaired for the 0.84 MeV peak; the hatched line shows least squares

fit to the experimental results and the full line shows a normalized theoretical fit calculated on direct interaction mechanism and a collective model of the nucleus using the program INCH[8]. It will be seen that although the prediction is not in perfect agreement with the experimental results it has the correct overall shape. Figure 11. shows the experimental and theoretical results for the angular distribution of the 1.78 MeV gamma ray from the inelastic scattering in $^{28}Si$. Figure 12. a. gives similar results for $^{32}S$. Results obtained for $^{48}Ti$, $^{52}Cr$ and $^{24}Mg$, are shown in Figures 12 b,c,d. In each case the theoretical interpretation takes into account only the transition from the first excited state to the the ground state. The contribution from the higher excited states is assumed to be isotropic. This was done as the programme was not capable of taking into account higher excited states and the exact J values for the full excitation for 14 MeV were not available. Nevertheless the experimental and theoretical results are in good agreement and indicate that the direct interaction mechanism perdominates.

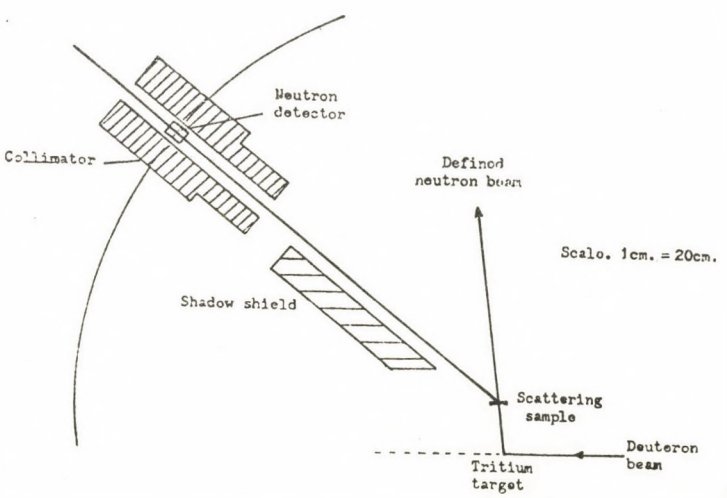



Fig.1. Positioning of shadow shield for a scattering angle of 45°.

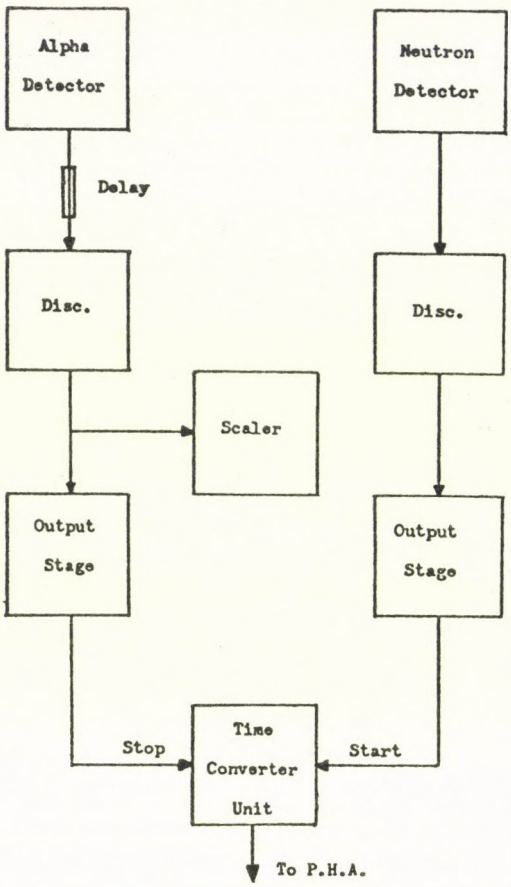



Fig.2. Associated particle time of flight electronics.

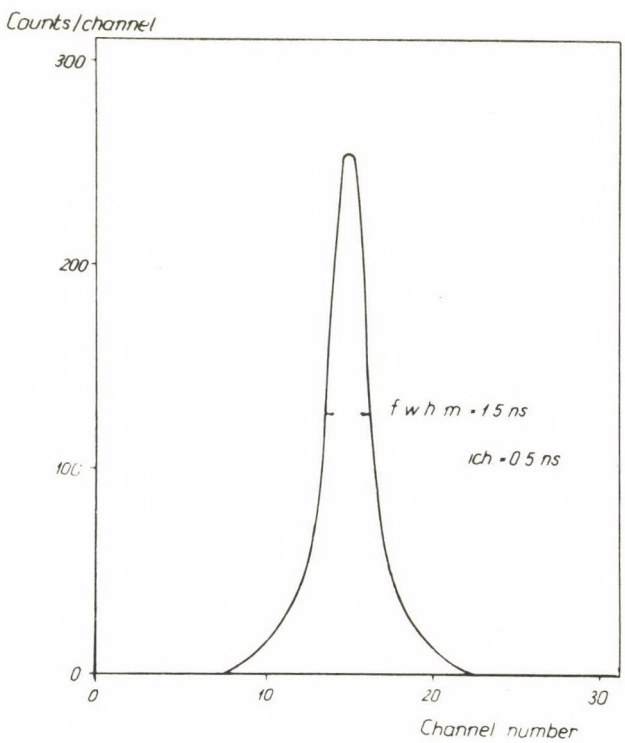



Fig.3. Associated particle spectrometer resolution.

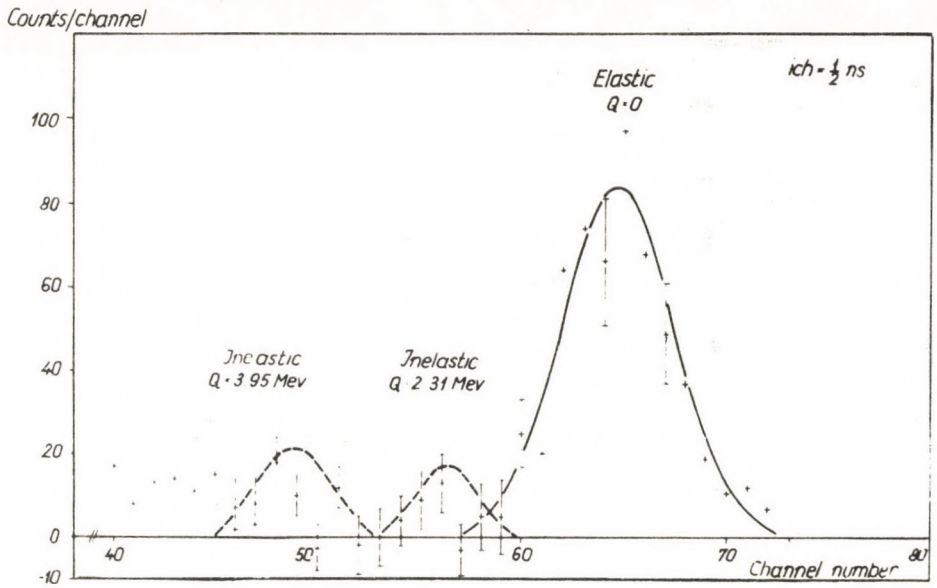



Fig.4. Time-of-flight spectrum for scattering from $_7N^{14}$ at 50° in the laboratory system.

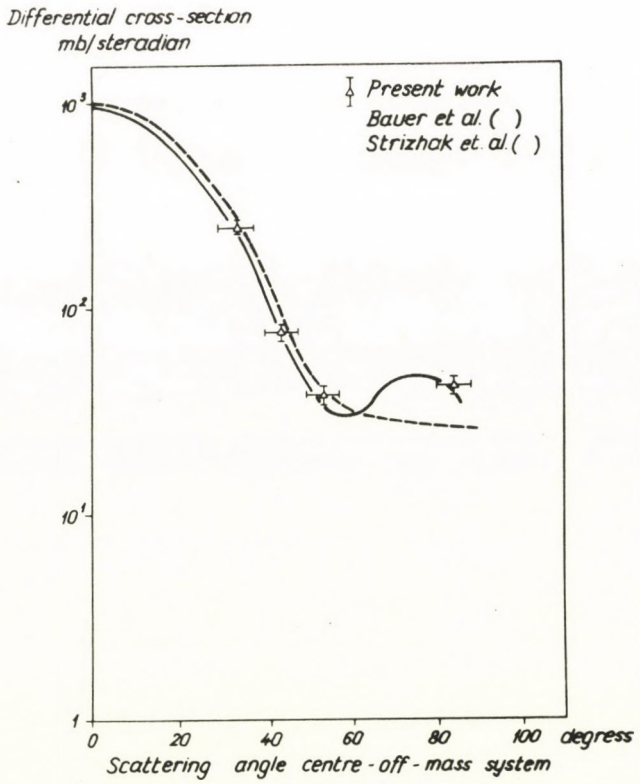



Fig.5. Differential cross-section for scattering from nitrogen; comparison of present results with previous measurements.

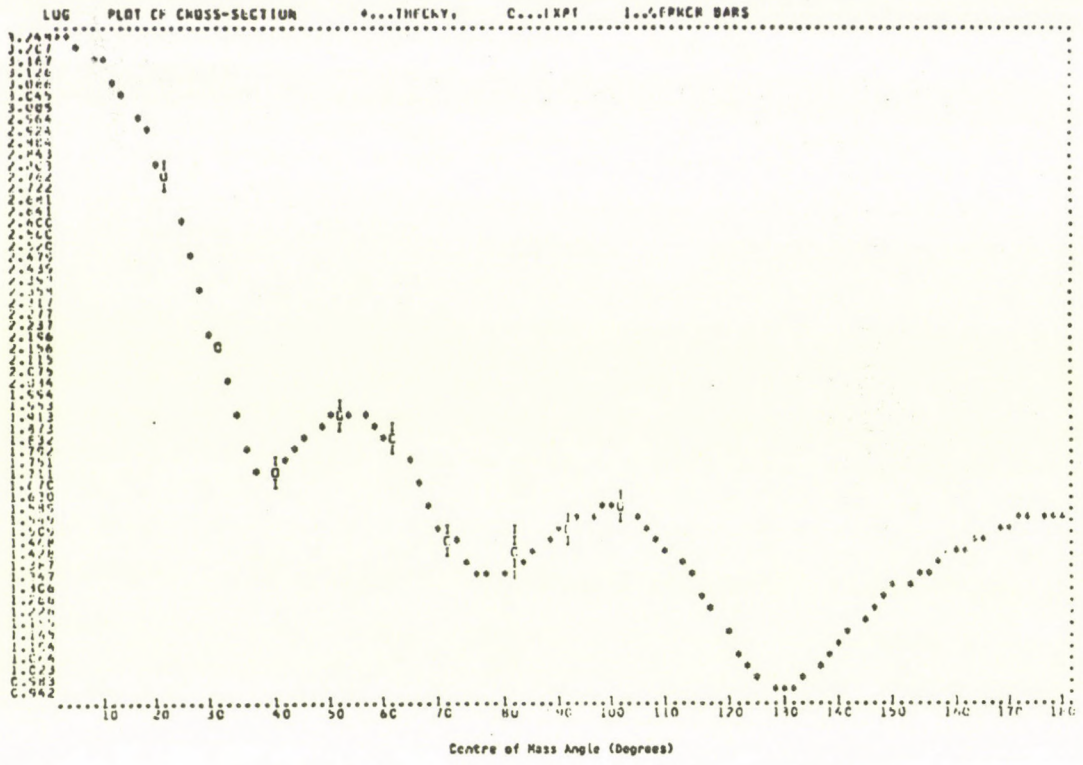



Fig.6. VR. AR. WD. RD. AD. (10) with RR = 1.29 fm.

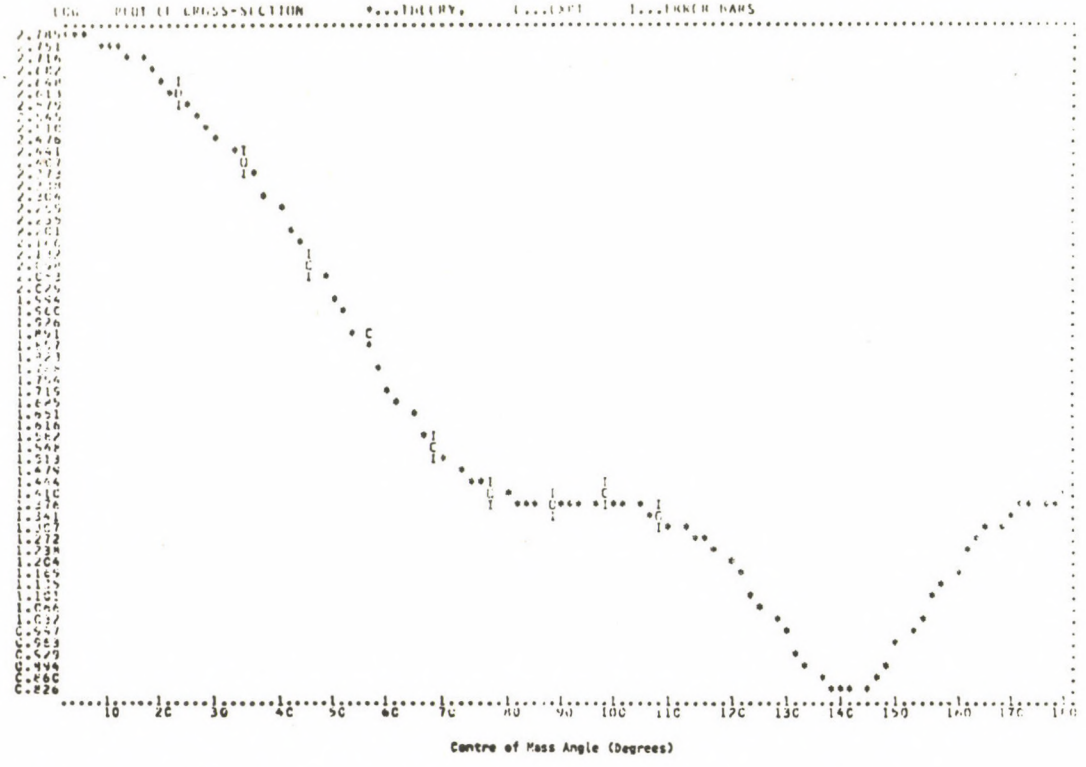



Fig.7. VR. AR. WD. AD. (6) with RR = 1.356 fm.

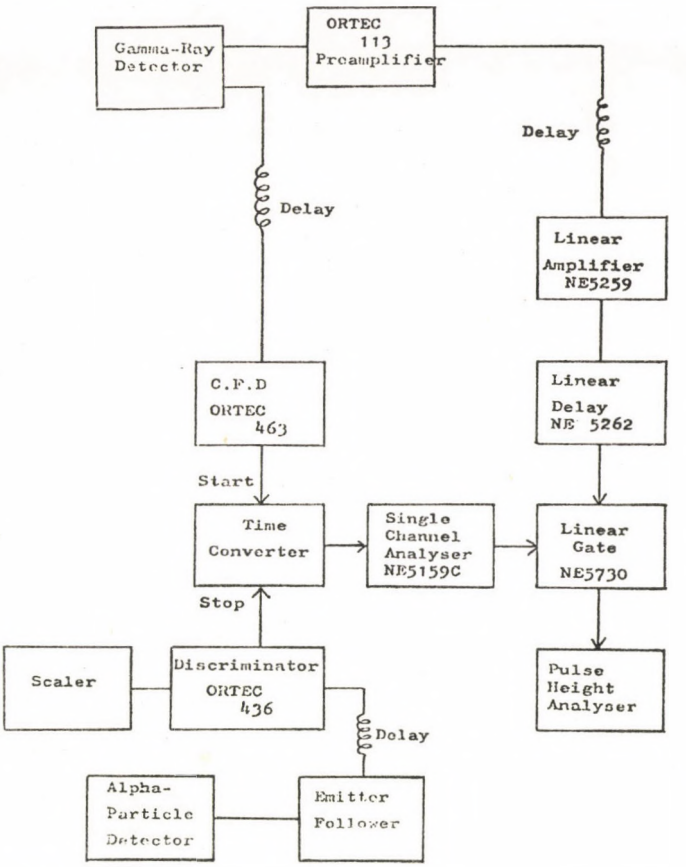



Fig.8. The Electronic System used to accumulate the Energy Spectrum.

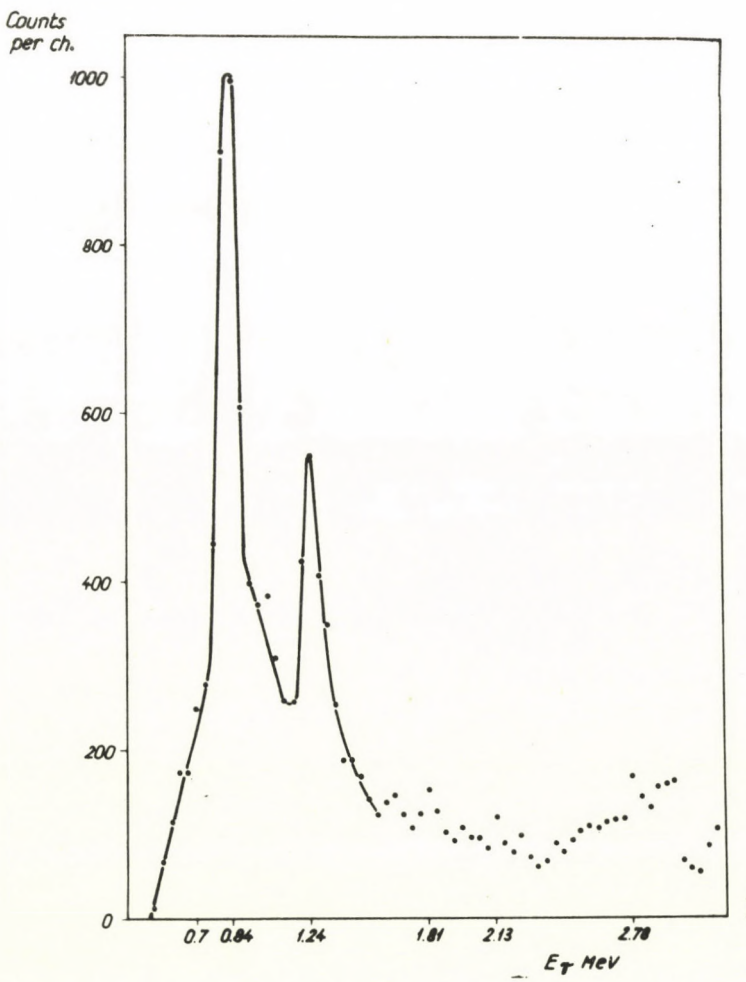



Fig.9. Spectrum of Gamma-Ray Energies from Iron.

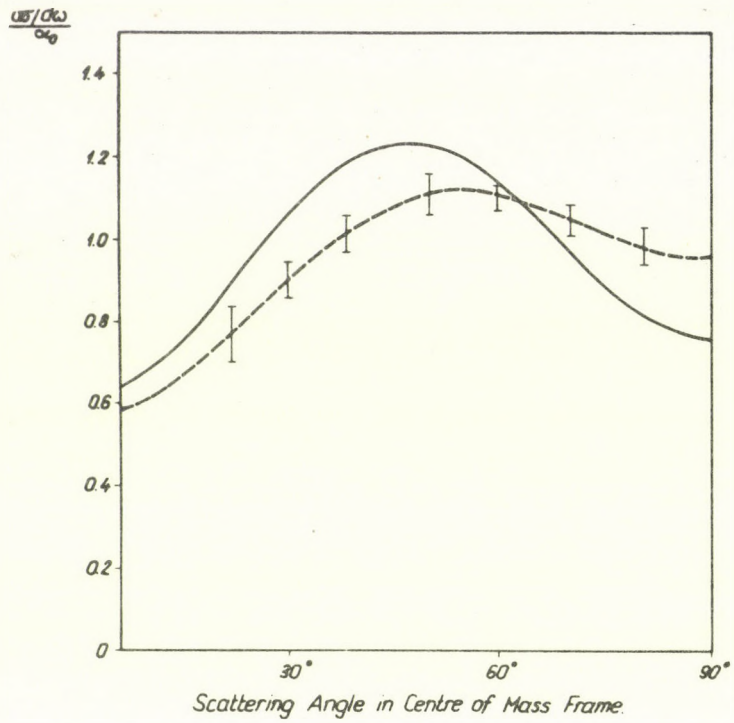



Fig.10. Normalised Angular Distribution for the 0.84 MeV gamma-ray from $Fe^{56}$.

———— Theoretical Result.

– – – – – Experimental Result.

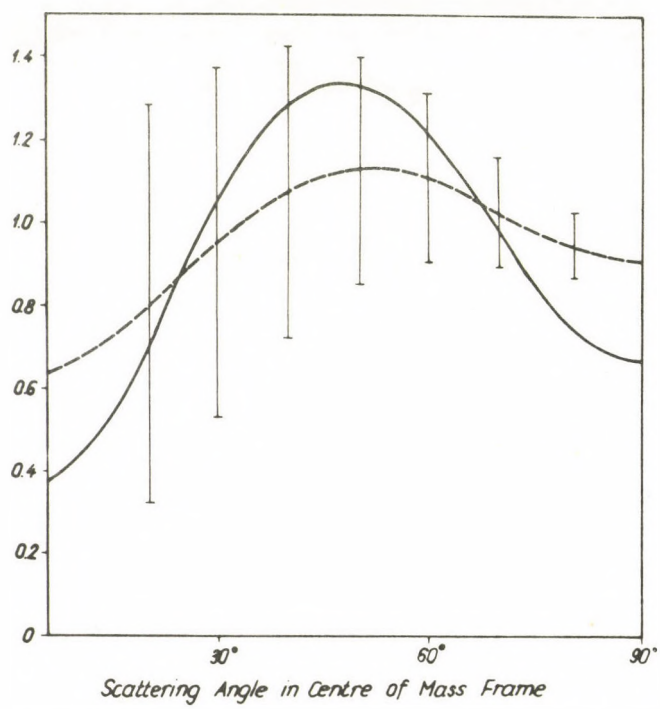



Fig.11. Normalised Angular Distribution for the 1.78 MeV gamma-ray from $Si^{28}$.

———— Theoretical Result.

– – – – – Experimental Result.

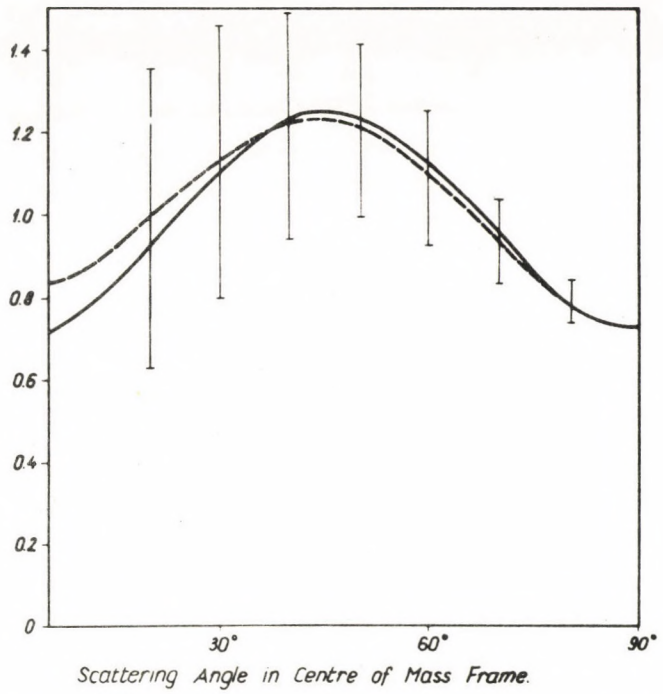



Fig.12.a. Normalised Angular Distribution for the 2.24 MeV gamma-ray from $S^{32}$.

_____ Theoretical Result.

_ _ _ _ _ Experimental Result.

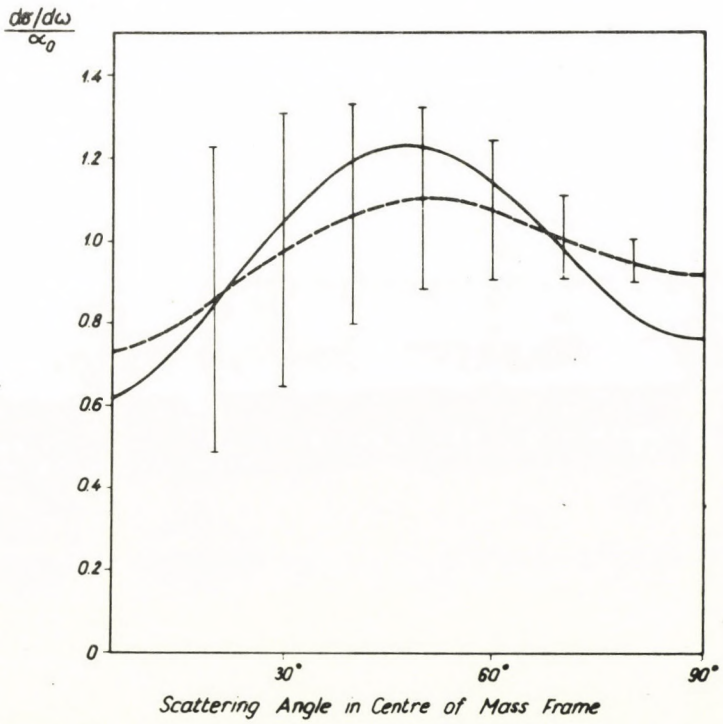



Fig.12.b. Normalised Angular Distribution for the 0.99 MeV gamma-ray from $Ti^{48}$.

_____ Theoretical Result.

_ _ _ _ _ Experimental Result.

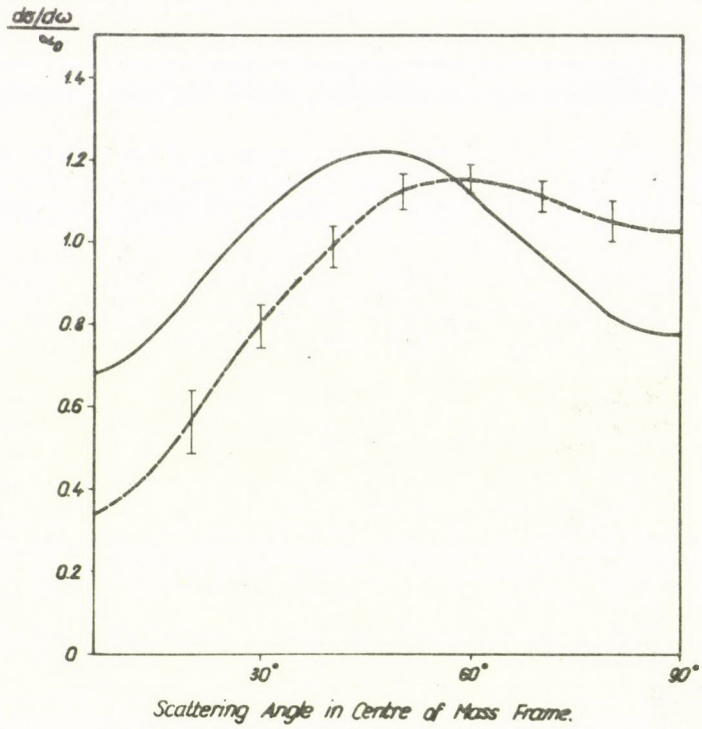



Fig.12.c. Normalised Angular Distribution for the 1.43 MeV gamma-ray from $Cr^{52}$.

_____ Theoretical Result.

_ _ _ _ _ Experimental Result.

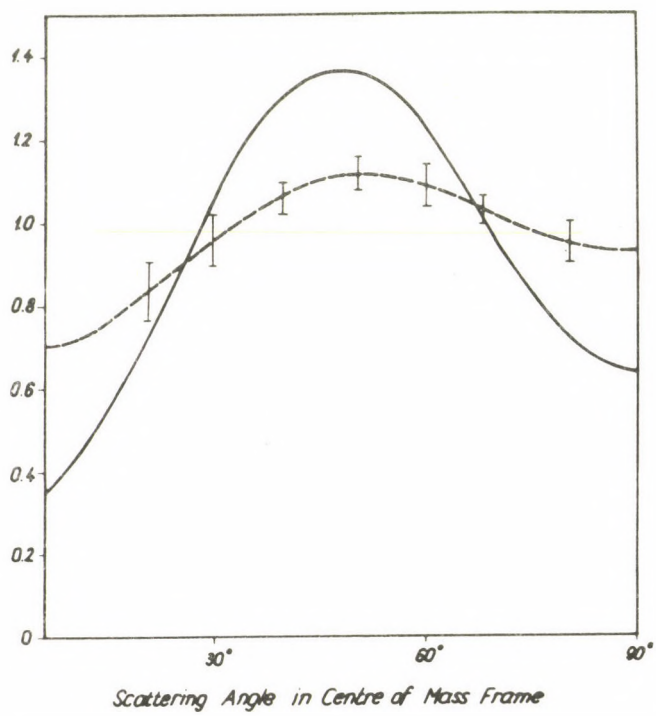



Fig.12.d. Normalised Angular Distribution for the 1.37 MeV gamma-ray from $Mg^{24}$.

_____ Theoretical Result.

_ _ _ _ _ _ Experimental Result.

## References


[1] Bauer R.W. et al. Nucl. Phys. A93(1967) 673

[2] Strizhak V.I., Babyr V.V. and Grona L. Ya. J.E.T.P. USSR 41(1961) 313

[3] Armstrong A.H. et al. Nucl. Phys. 52, (1964) 505

[4] Wong, C., Anderson, J.D., and McClure J.W., Nucl. Phys. 33 (1962) 680

[5] Holland, D. Ph.D. Thesis Univ. of Aston (1974)

[6] Pyle, G.J. Greenlees G.W. and Tang, Y.C., Phys. Rev., 171, (1968) 1115

[7] Frasca et al. Phys. Rev. 144, (1966) 854

[8] Allenly, Miss K. Ph.D. Thesis Univ. of Aston (1974)

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 273-275

# GAMMA RAYS FROM NEUTRON CAPTURE IN THE 5 TO 15 MeV RANGE

L. NILSSON AND A. LINDHOLM
Tandem Accelerator Laboratory, Uppsala, Sweden
I. BERGQVIST AND B. PÅLSSON
Department of Physics, University of Lund, Lund, Sweden

Gamma-ray spectra from neutron capture in a number of nuclei with closed or near-closed neutron shells have been recorded at neutron energies between 5 and 15 MeV. Monoenergetic neutrons were produced by the reactions $^{2}H(d,n)^{3}He$, $^{3}H(p,n)^{3}He$ and $^{3}H(d,n)^{4}He$. Time-of-flight techniques with pulsed beams were used to improve the signal-to-background ratio. The gamma radiation was detected by a NaI(Tl) scintillator, 9" in diameter and 8" thick.

The experimental data, gamma-ray spectra and excitation functions for transitions to individual (or groups of) final levels, are compared with calculations based on the direct-semidirect [1-3] (DSD) and compound- nucleus (CN) models. It was early realized that the direct and compound-nucleus processes were not able to account for the cross sections observed in nucleon capture in the region of the giant dipole resonance (GDR). The semi-direct model, which involves the intermediate excitation of the GDR, gave a cross section enhancement of a magnitude suitable to bring the observed and calculated cross sections into qualitative agreement. Later modifications of the DSD model have led to a quantitatively good description of the $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ reaction [4,5]. The modifications include the introduction of spin-orbit effects and interference beteen the direct and semi-direct capture amplitudes. In addition, various types of particle-vibration coupling interaction have been suggested. The most recent approach is due to Potokar [5], who used a complex coupling interaction in an effort to account for the excitation functions of $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ transitions. A further modification [6], relevant to capture in light nuclei, is associated with the isospin splitting of the GDR. Isospin selection rules imply that neutron capture can proceed only through the $T_<$ component of the GDR in the final nucleus. The importance of this effect was illustrated by the $^{40}Ca(n,\gamma_0)^{41}Ca$ reaction [6,7]. The study of the $^{40}Ca(n,\gamma)^{41}Ca$ reaction was of great significance, since it clearly showed that the DSD model was not able to describe the excitation functions for transitions to excited states. Similar discrepancies are observed in the $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$ and $^{32}S(n,\gamma)^{33}S$ reactions [8]. In these cases, it is shown that the inclusion of CN capture processes gives a reasonable description of both gamma-ray spectrum shapes and excitation functions. The inclusion of CN processes strongly reduces the requirement for a complex particle-vibration coupling interaction. The data from neutron capture in $^{89}Y$ and $^{140}Ce$ are reasonably well described in terms of the DSD model [9]. The failure to account for the observed cross sections at the low-energy side of the GDR by a real particle-vibration coupling interaction might be explained in terms of the CN process as for $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$ and $^{32}S(n,\gamma)^{33}S$. This possibility is being investigated.

Recently, a project to determine angular distributions of the emitted radiation in neutron capture has been started in collaboration with a group from the Institut Jožef Stefan, Ljubljana. The purpose of the experiment is twofold:

i) it is important to know the relation between the differential

cross section at a certain ange $\theta$, $(\frac{d\tau}{d\Omega})_\theta$ and the angle-integrated cross section $\int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ to be able to make a detailed comparison between observed and calculated cross sections, and

ii) interference between quadrupole capture through the isoscalar E2 resonance and dipole capture will give non-zero odd coefficients in the Legendre polynomial expansion of the angular distribution from neutron capture. Thus the angular distributions might be used to derive information on the properties (position, width and strength) of isoscalar quadrupole resonances.

The measurement and interpretation of angular distributions in neutron capture are treated in more detail at this symposium in contributions by Cvelbar and Likar [10] and Likar and Potokar [11].

## References


[ 1] G.E.Brown, Nucl. Phys. 57 (1964) 339.

[ 2] C.F.Clement, A.M.Lane and J.R.Rook, Nucl. Phys. 66 (1965) 273, 293.

[ 3] A.A.Lushnikov and D.F.Zaretskii, Nucl. Phys. 66 (1965) 35.

[ 4] I.Bergqvist, D.M.Drake and D.K.McDaniels, Nucl. Phys. A191 (1972) 641.

[ 5] M.Potokar, Phys. Lett. 46B (1973) 346.

[ 6] L.Nilsson and J.Eriksson, Phys. Lett. 49B (1974) 165.

[ 7] I.Bergqvist, D.M.Drake and D.K.McDaniels, Nucl. Phys. A231 (1974) 29.

[ 8] A.Lindholm, L.Nilsson and I.Bergqvist, submitted for publication in Nucl. Phys.A.

[ 9] A.Lindholm, L.Nilsson, I.Bergqvist and B.Pålsson, Proc. Sce. Int. Symposium on Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics, Sept. 2-6 1974, Petten, the Netherlands, publ. by RCN, Petten, the Netherlands (1975) p.239 and to be published.

[10] F.Cvelbar and A.Likar, ATOMKI Közl., 18 (1976)

[11] A.Likar and M.Potokar, ATOMKI Közl., 18 (1976)

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 277-285

# 14-15 MeV NEUTRON CAPTURE CROSS SECTION MEASUREMENTS WITH IMPROVED ACTIVATION TECHNIQUE

G. MAGNUSSON AND I. BERGQVIST
Institute of Physics, University of Lund, Lund Sweden

It has been established that most of the results from old activation measurements on radiative-capture cross sections of 14-15 MeV neutrons are in error due to the fact that corrections for secondary neutron capture in the sample have been ignored. Secondary low-energy neutrons are produced in the tritium-target backing, the sample itself and surrounding material.
In the first investigation [1] on $^{115}In(n,\gamma)^{116}In$ it was observed that the activation results strongly depend on the geometrical arrangements. In particular, the choice of target backing material is important and it was found that aluminium is a suitable material because of low cross sections for the production of low-energy neutrons.
A series of measurements of the radiative capture cross section of 14.8 MeV neutrons for several nuclei from $^{55}Mn$ to $^{238}U$ has been initiated with an improved activation technique. The influence of secondary neutrons is minimized by performing the neutron irradiation of the samples in a vacuum chamber of aluminium. With this arrangement, the backing for the tritium target can be made thin (about 0.02 mm Al) and the corrections have been found to be relatively small. The effect of low-energy secondary neutrons produced in the sample itself is studied by varying the sample diameter and thickness. Measurements are performed to determine the influence of the geometrical factors. The results indicate that neutron capture cross sections at 14-15 MeV can be determined with an accuracy of about 10 %.

## 1. INTRODUCTION

In the last few years the radiative capture cross section of 14-15 MeV neutrons have been measured by different groups through the whole periodic table. Some experiments have been made by observation of the high-energy gamma-ray spectrum, and the cross section have been deduced from integration of the experimental spectrum. These results indicate that the cross section increases slowly with mass number up to about A = 50 and becomes nearly constant around 1 mb for heavier nuclei. The dependence can be seen in Fig. 1.

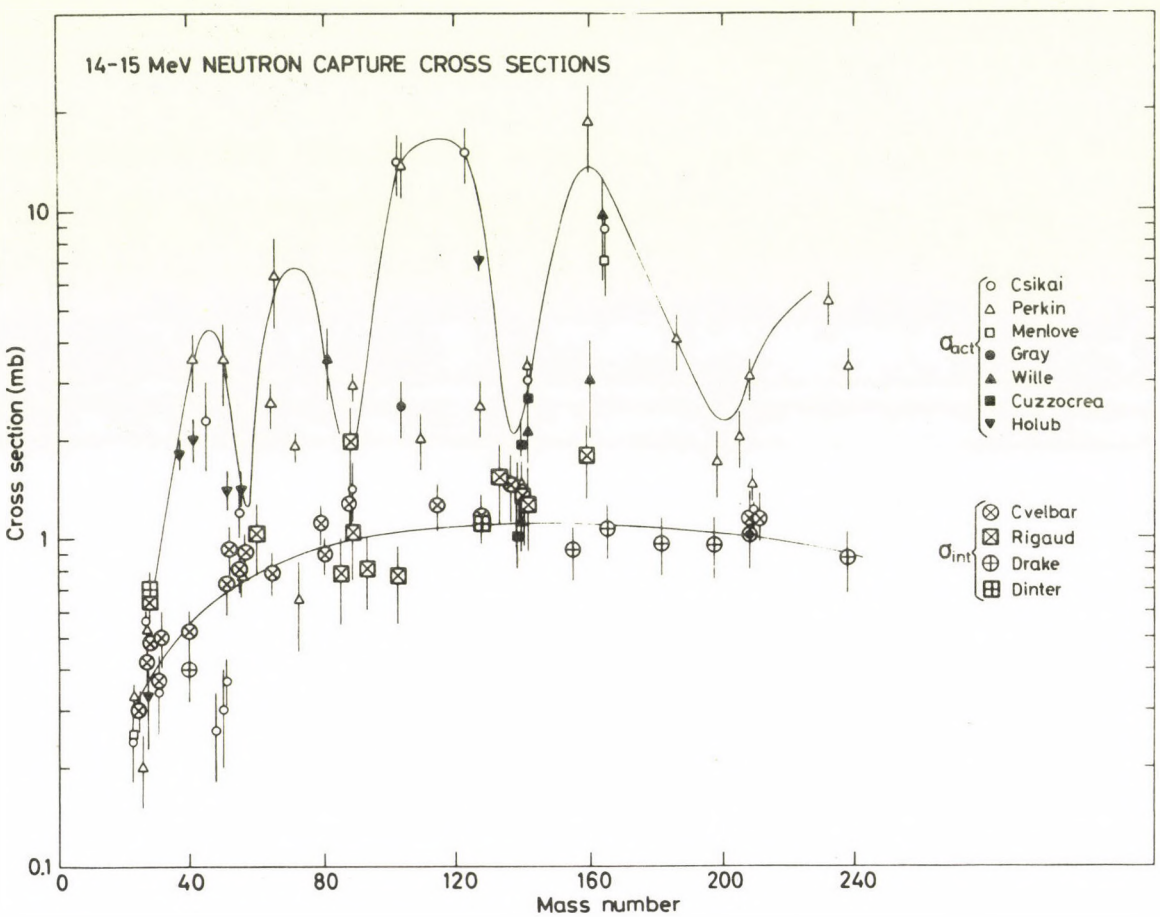



Fig.1. The neutron capture cross sections at 14-15 MeV as a function of mass number. The results obtained both with the activation method($\sigma_{act}$) and with the spectrum method ($\sigma_{int}$) are included.

Another way to measure the radiative capture cross section is the activation method in which the beta- or gamma-ray activity of the final nucleus is measured. As has been noted by several authors, the activation cross sections differ markedly from the results obtained by integration of gamma-ray

spectra for nuclei far from the neutron closed shells. In addition, for some nuclei the activation results are often in striking disagreement with each other.

The discrepancies in the experimental data, as well as the difficulty of giving a theoretical explanation of the sensitivity of earlier activation data to shell structure, have been the starting point for more accurate activation measurements. The differences in the experimental data could be qualitatively explained if one supposes that activation measurements with 14-15 MeV neutrons are highly influenced by a contamination of low-energy neutrons. The neutron radiative capture cross section increases very rapidly with the decrease of neutron energy and, therefore, even a very small fraction of low-energy neutrons can considerably alter the results of activation measurements in particular on deformed nuclei. For magic or near-magic nuclei the influence of these secondary neutrons should be negligible because the capture cross section in the low-energy region is about one or two orders of magnitude lower for such nuclei compared with the cross section for deformed nuclei.

These arguments have initiated further experimental investigations. The knowledge of the correct values of capture cross sections for high-energy neutrons is of great interest for the studies of capture reaction mechanism as well as for reactor shielding purposes and in particular fusion reactor design.

Secondary neutrons, even with comparatively low intensities, can considerably increase the value of the apparent activation cross section. Low-energy neutrons can be produced by the following sources:

1. thermal and epithermal neutrons scattered from the walls,

2. neutrons produced by (n,2n), (n,n'), (n,pn) reactions in the tritium target backing, in the sample itself and in surrounding material,

3. neutrons from the $D(d,n)^3He$ reaction because of deuterium build-up on the target.

## 2. EXPERIMENTAL PROCEDURE

The effect of secondary neutrons have been studied in $^{115}In$. Small samples of natural indium (95.7 % of $^{115}In$) were irradiated with neutrons from the $T(d,n)^4He$ reaction. The deuterons were accelerated to about 360 keV by a 500 kV Van de Graaff accelerator. The integrated neutron flux was determined from the (n,n') reaction in $^{115}In$. The irradiation of the samples were performed in a vacuum chamber.

The arrangement in shown in Fig.2.

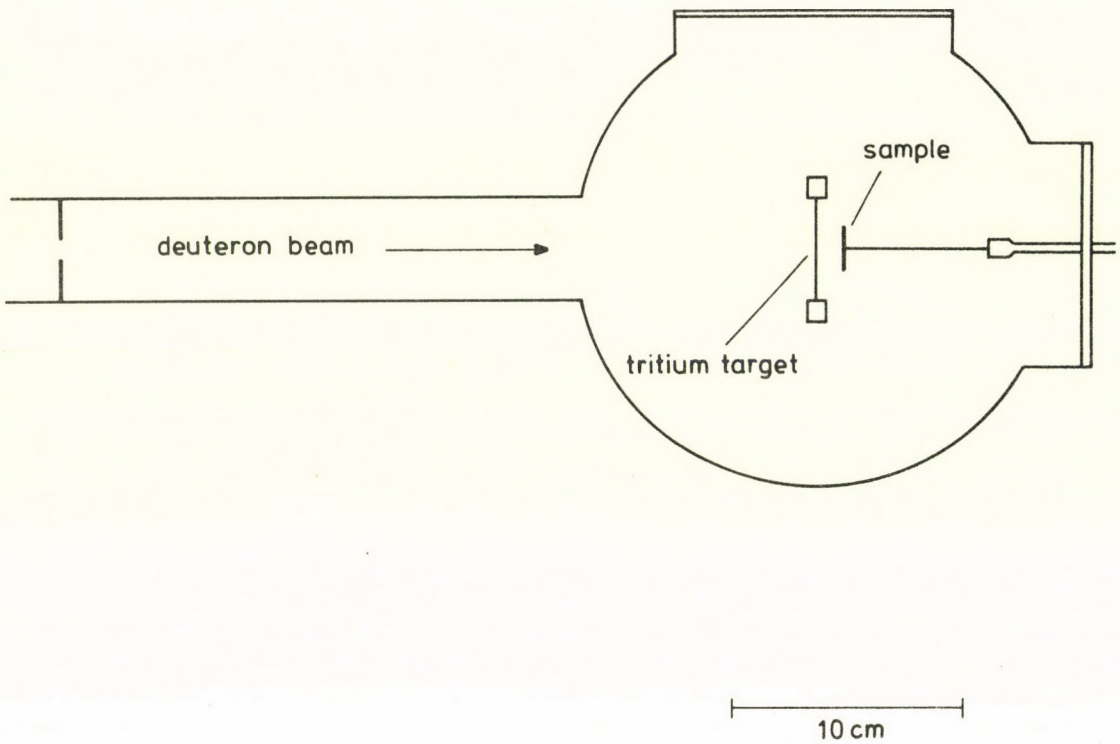



Fig.2. The vacuum chamber with the target-sample arrangement.

The chamber is made of 1.5 mm thick aluminium and the diameter is 20 cm. Aluminium is a suitable material because of low cross section for the production of low-energy neutrons [1]. The target holder is cooled inside by fresh air coming through a small tube in the back of the chamber. With this chamber it is possible to use thin target backing (about 0.02 mm Al) and small amount of supporting material near the neutron source.

The construction of this arrangement was based on the experience from previous activation measurements [1]. We expected a reduction of low-energy neutrons by about an order of magnitude with this arrangement compared to the previous one.

## 3. EXPERIMENTAL RESULTS

### 3.1. Dependence of apparent activation cross section on target-sample distance

Several sets of experiments were performed to study the influence of the geometry on the activation yield. The initial geometry used was: sample thickness 0.1 mm, sample diameter 5 mm and distance target-sample 0.5 mm.

Fig. 3. shows a distance dependence of the apparent activation cross section. The observed dependence is found to be almost linearly increasing with distances up to about 3 mm.

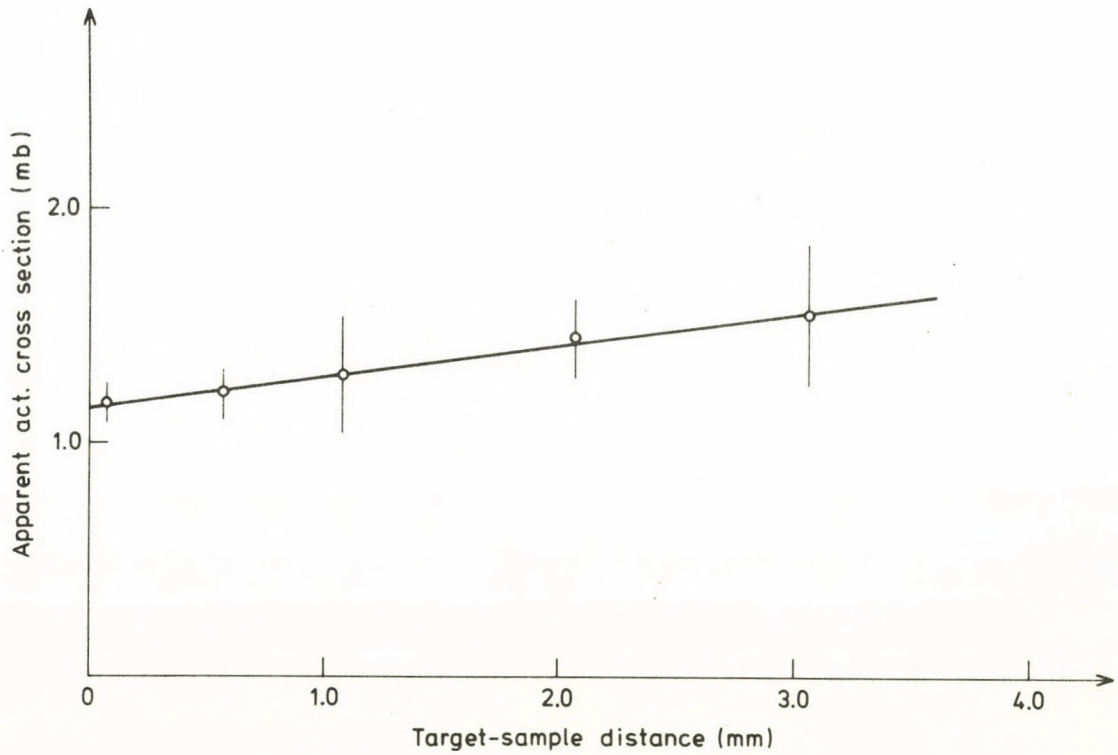



Fig.3. Dependence of the apparent activation cross section on target-sample distance. Statistical uncertainties are given.

### 3.2 Dependence on indium-sample size

The effect of the activation sample size was studied by varying both the thickness and the diameter of the sample. The measurements were performed with the target-sample arrangement described above, i.e. with a target-sample distance of 0.5 mm. The results, shown in Figs. 4 and 5, indicate a linear dependence of the apparent activation cross section on either of these factors.

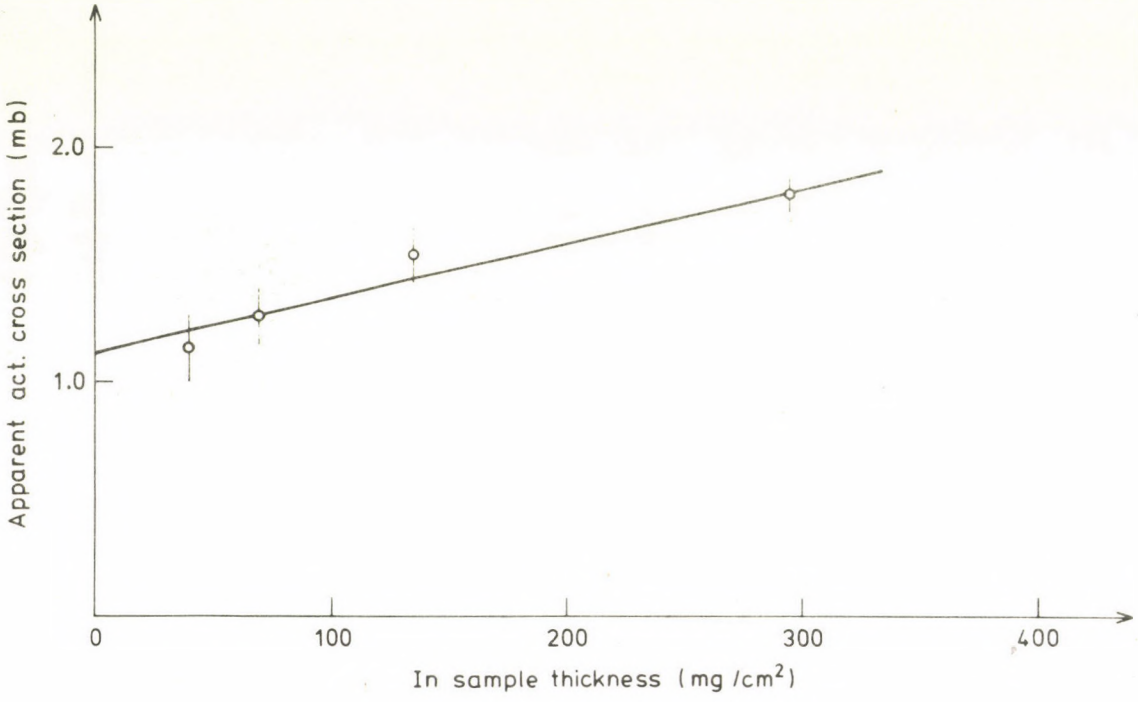



Fig.4. Depedence of the apparent activation cross section on indium sample thickness. Statistical uncertainties are given.

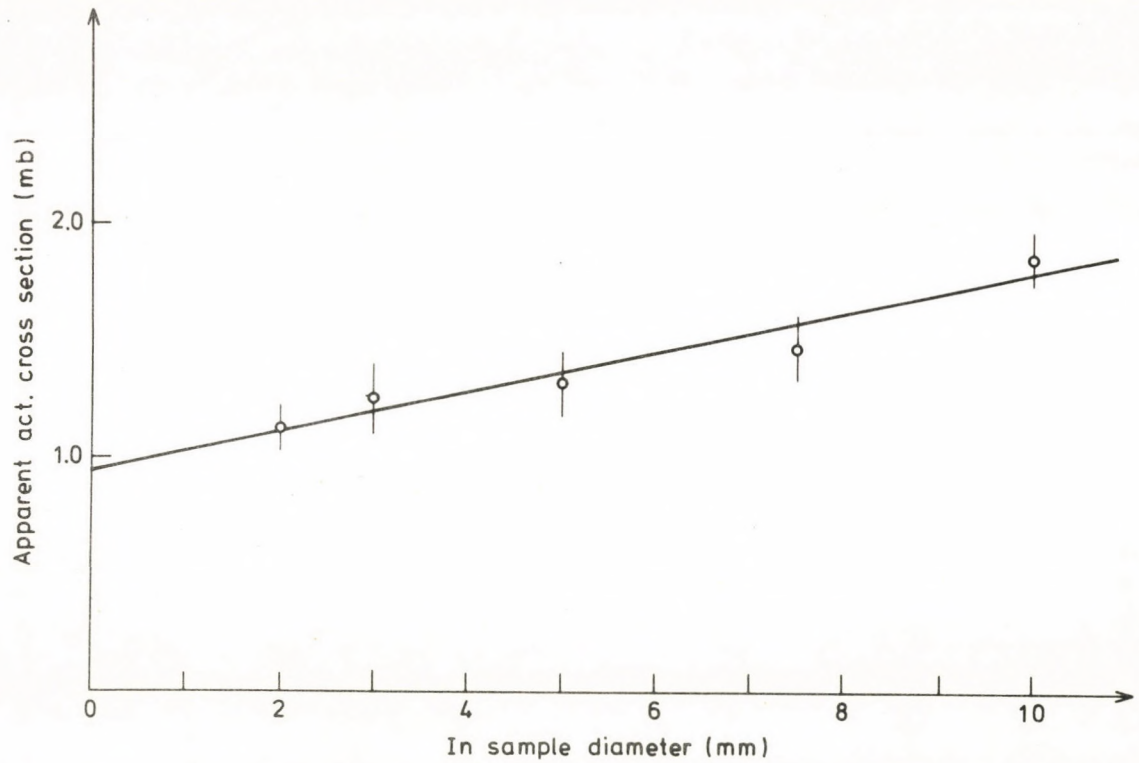



Fig.5. Dependence of the apparent activation cross section on indium sample diameter. Statistical uncertainties are given.

## 4. DETERMINATION OF THE ACTIVATION CAPTURE CROSS SECTION

A linear extrapolation of the curves of the apparent activation cross section to zero distance, to zero sample thickness and diameter would give an incorrect cross section value because of coupling effects between observed dependences. An example of this is the diameter and the distance dependences. The change of diameter is also a change of the effective distance between the target and the sample. The effective distance is the weighted mean value of all possible distances between the neutron source and the sample. The coupling effect is particularly important in this case since the distances are of about the same magnitude as the sample diameters. Fig. 6 shows the distance and the diameter dependences as functions of the effective distance.

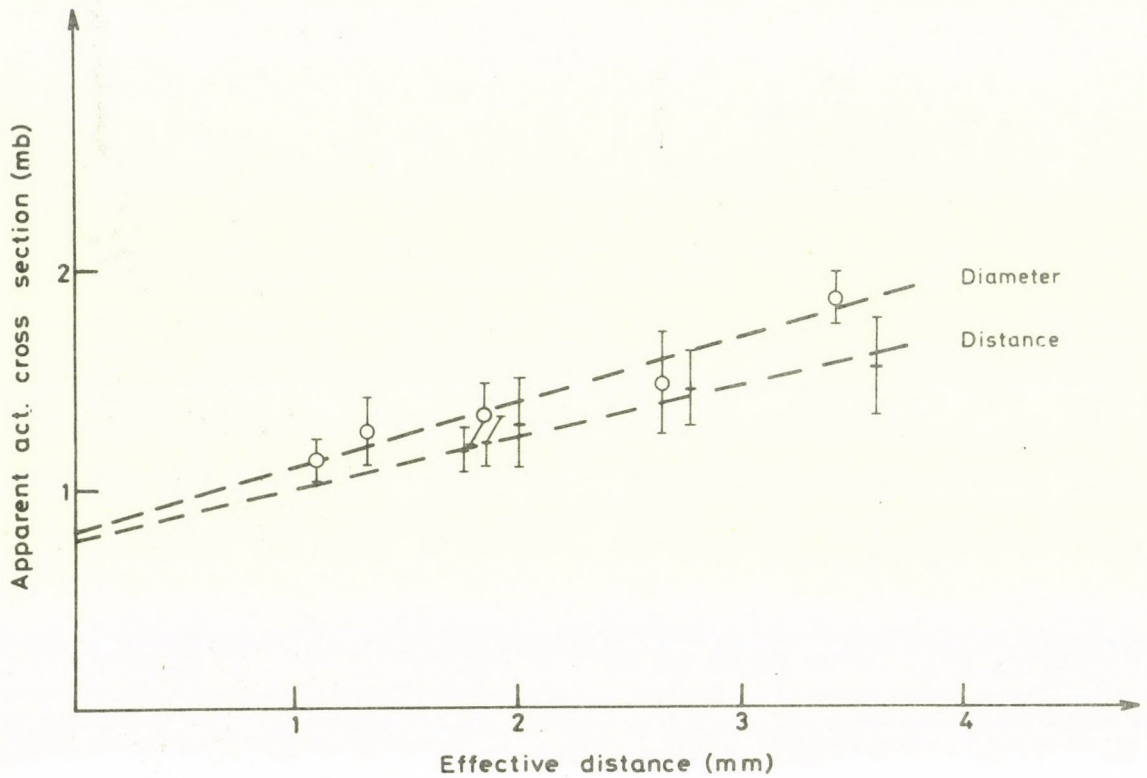



Fig.6. Dependence of the apparent activation cross section on indium sample diameter for two different sample thicknesses. Statistical uncertainties are given.

It is apparent from the diagram that most of the diameter dependence is an effect of distance. A smaller part of the diameter dependence might be ascribed to secondary neutrons produced in the indium sample itself.

The diameter dependence for two different sample thicknesses is shown in Fig. 7. These two curves are almost parallel to each other and there seems to be no coupling between sample diameter and thickness from 2 mm diameter and up. The difference between the curves is due to the increase in thickness. The results indicate that, if there is any coupling, it will be found in the area below 2 mm diameter.

Using Fig. 6. to separate the coupling between the diameter and the distance and using linear extrapolation for the other dependences we get a preliminary cross section of just below 1 mb for the reaction $^{115}In(n,\gamma)^{116m}In$ at a neutron energy of 14.7 MeV.

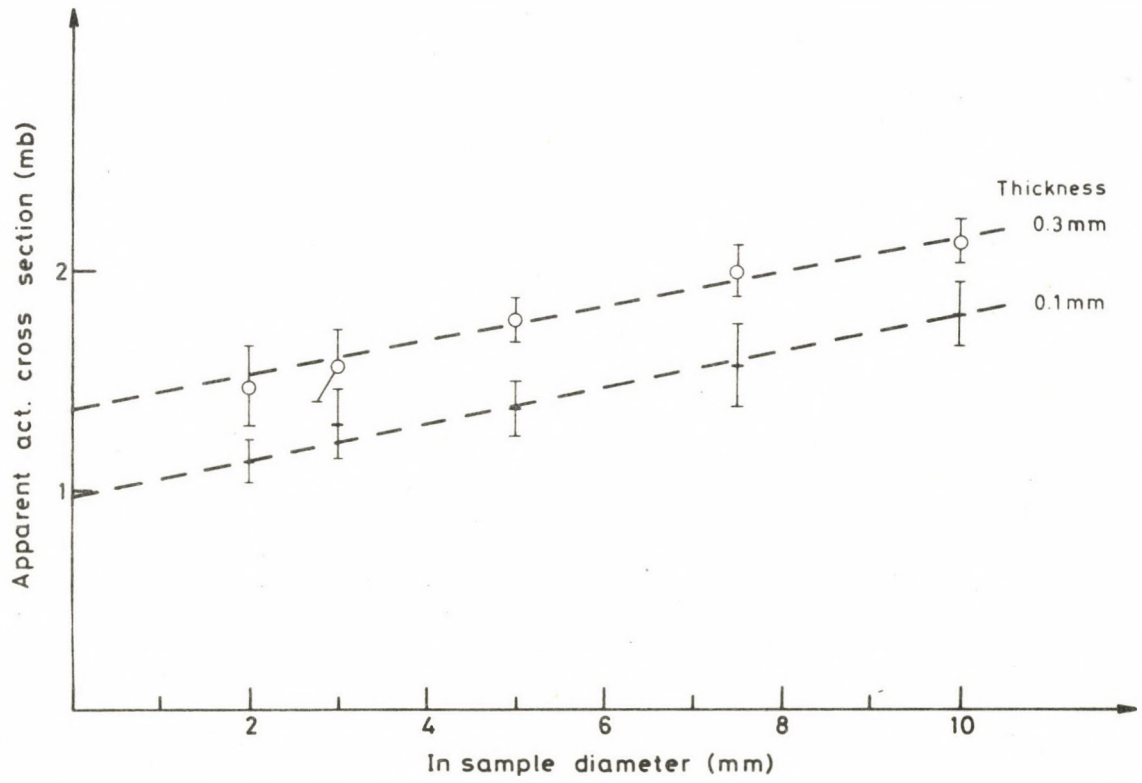



Fig.7. Dependence of the apparent activation cross section on indium sample diameter and target-sample distance as a function of effective distance.
Statistical uncertainties are given.

## 5. CONCLUSIONS

The results indicate that neutron capture cross sections at 14-15 MeV can be determined with an accuracy of about 10 %.

## REFERENCES

[1] K. Ponnert, G. Magnusson and I. Bergqvist, Physica Scripta 10(1974) 35.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 287-297

# NEW RESULTS IN FAST NEUTRON RADIATIVE CAPTURE

F. CVELBAR

J.Stefan Institute 61001 Ljubljana, POB 199
Yugoslavia

A. LIKAR

Faculty of Natural Sciences and Technology,
University of Ljubljana, Ljubljana, Yugoslavia

In the past the study of energetic neutrons served mainly to analyse the gross properties of the giant dipole resonance. Experimental activity was guided by the semidirect capture model, which was improved by the introduction of the complex particle vibration interaction function, in order to reproduce the experimental excitation function in $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$. In recent years interest in capture $\gamma$-ray angular distribution analysis arose. The aim is to analyse further the adequacy of the semidirect model and to search for the quadrupole giant resonance. The semidirect capture model was correspondingly generalised. Similar activity also developed in the field of proton capture reaction. Though neutron capture experimental data are more appropriate for unambigous analysis, proton capture reactions are easier to perform.

## I. Introduction

Reviewing in brief recent research in the field of fast neutron radiative capture, one could state that its results are closely connected with the better understanding of the gross properties of the giant dipole resonance ( GDR).

It was the semidirect capture model[1-6] which brought about the interest in GDR in this field. In this model to the amplitude for the simple direct dipole transition (operator d (x)) of a single particle between the initial continuum state $\langle i|$ and the final bound state $\langle f|$, the amplitude for the transition via the giant dipole intermediate state $\langle d|$ is added. In the weak coupling approximation combined with the shell model approach,

$$\langle i| = \langle 0|\langle \phi_{l,j},|, \langle f| = \langle 0|\langle \phi_{nljm}| \quad \text{and} \quad \langle d| = \langle 1|\langle \phi_{nljm}|,$$

the transition amplitude (matrix element) reads:

$$T_\gamma = \langle \phi_{nljm}(x)|d(x) + \frac{\langle 0|D(\xi)|1\rangle\langle 1|H'(x,\xi)|0\rangle}{(E-E_{df})+\frac{1}{2}i\Gamma'} |\phi_{l,j},(x)\rangle .$$

Here $\langle 1|$ means the core dipole state which is extited from the core ground state $\langle 0|$ through the residual interaction $H'(x,\xi)$ between the projectile nucleon (coordinates x) and target nucleons (coordinates of A nucleons symbolised by $\xi$). The state $\langle 1|$ is deexcited to $\langle 0|$ by the collective dipole operation $D(\xi)$. In the denominator of the resonance term, the difference between the energy E of the initial state $\langle i|$ and the energy $E_{df}$ of the GDR build on the final state $\langle f|$ appears. In the above mentioned approximation $E_{df}$ is the sum of the excitation energy of the final state $\varepsilon_f$ and the energy $E_d$ of the GDR based on the ground state: $E_{df} = \varepsilon_f + E_d$. The width $\Gamma$ of GDR resonance is taken to be the same for all different final states.

The above form of the transition amplitude, appears as a rather initial step in its development. (Further developed formulae were presented by Dr. Nilsson). It is therefore appropriate for the discussion of basic approaches of the semidirect capture model.

The most interesting quantity in this connection is the residual interaction H'. As usual it appears as the difference between the sum of all two body interactions between projectile - target nucleons: $(\Sigma V_{ij})$ and the average nuclear potential $\hat{V}$:

$$H' = \Sigma V_{ij} - \hat{V}.$$

In the matrix element $\langle 1| H'|0\rangle$ only the $\langle 1|V_{ij}|0\rangle$ term remains. Its exact calculation is a difficult task. In the approximation that $V_{ij}$ is a $\delta$-force, $V_{ij} = V_o \delta(r_i - r_j)$, the calculation is rather straightforward, but one is left with the strength of the two body force as a free parameter, which can be extracted from a numerical fit of the experimental data. Usually not $V_o$, but the parameter $V_1$, which can be approximately identified with the strength of the optical model symmetry potential[9] $V_1$, is extrated. In this connection the problem of the calculation of $\langle 1|H'|0\rangle$ is very similar to the one met with in the calculation of the optical potential model.

The $\langle 1|H'|0\rangle$ amplitude is proportional to the dipole matrix element $\langle 1|D|0\rangle$ , and the square of this qantity appears in the semidirect term. It represents the dipole sum rule which can be taken in the calculation either from the experiment or from some model describing the GDR phenomena.

Followig this discussion and after considering the fact that the energy and width of the GDR introduced in the semidirect capture calculation are taken from experiment, one would characterize the semidirect capture model as a semiphenomenological one. As in the past it helped to clarify several experimental results, it is worthwhile to develop it further, and to look for its more microscopic approach or use it as a guide to the development of another microscopic model.

## II. Excitation functions

Though Dr. Nilsson in his talk presented the new experimental data and its semidirect model analysis of extitation functions for the population of particular final bound states for several nuclei, it seems worthwhile to discuss briefly the $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ excitation functions reported several years ago. As the contribution of statistical effects in this case is negligible, special attention was paid to this reaction. After a thorough investigation is was concluded that experimental data cannot be reproduced by the semidirect model calculations unless the strength $V_1$ was considered as complex (Fig.1.). After that, the agreement between theory and experiment was perfect, not only for ground state, but also for excited state excitation functions. This fact is very important from the point of view of the supposition of weak coupling between the single particle and dipole motion which is inherently built into the semidirect capture model. This supposition leads to the so called Brink hypothesis which results in the relation already mentioned $E_{df} = \varepsilon_f + E_d$ and $\Gamma_f = \Gamma = \text{const}$. The fact that the semidirect model reproduces the experimental excitation function for excited levels up to several MeV represents a rather conclusive confirmation of this hypothesis. Before, the Brink hypothesis had not been tested very much.

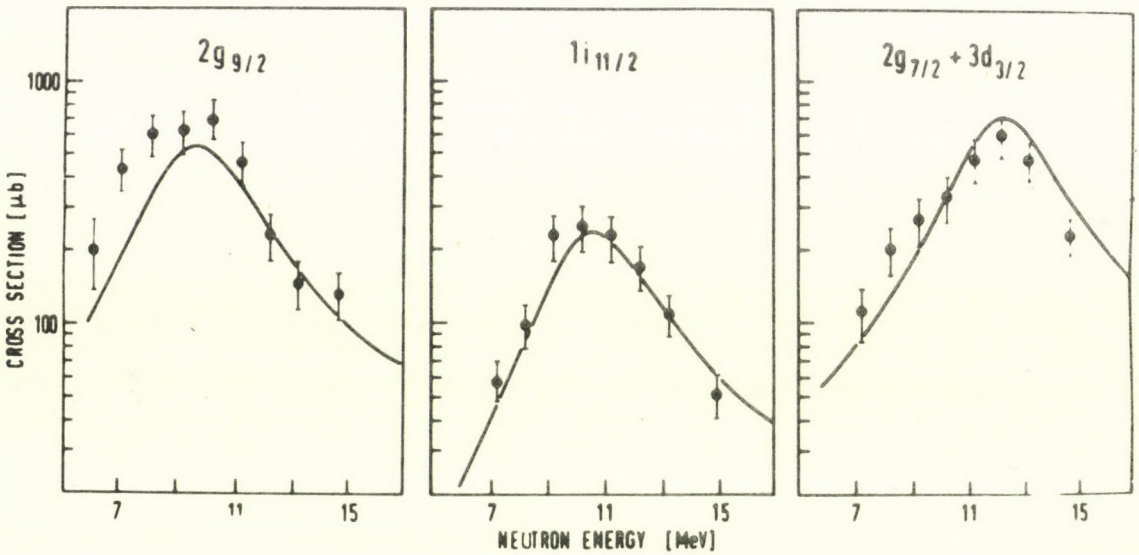



Fig. 1.

Experimental excitation functions for the $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ reaction [8]leading to different ground states are reproduced satisfactorily by the semidirect capture model calculation (solid lines) after the introduction[9] of the complex form factor $V_1$ . Using $V_1$ real, one obtains excitation functions of a rather asymmetric form.

## III. Prompt γ-ray angular distribution

In its original form the semidirect capture model was used for the calculation of the cross section integrated over a solid angle. Recently it was also formulated for the calculation of the angular distribution of capture γ-rays[11]. As shown in Fig. 2., calculated $a_2$ coefficients (reflecting the dipole γ-ray angular distribution) from the expansion $d\sigma/d\Omega = A_o(1 + \Sigma a_n P_n(\cos\theta))$are rather sensitive to whether a real or complex symmetry potential $V_1$ is used in the cases when high spin single particle states are populated. As there are practically no experimental data (see also Fig.3.) on fast neutron capture γ-ray angular distributions, this point remains to be thoroughly investigated.

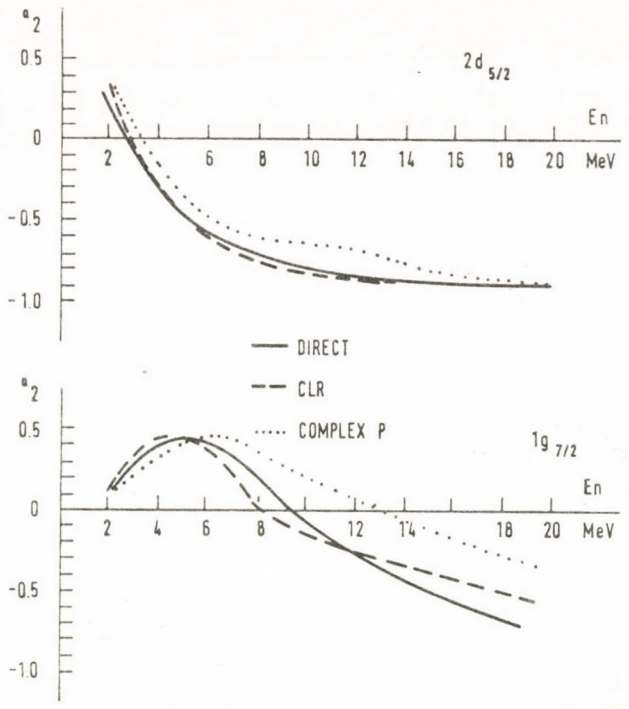



Fig. 2.

Coefficient $a_2$ from the polynomial expansion $d\sigma/d\Omega = A_o(1 + \Sigma a_n P_n(\cos\theta)$ for the $^{88}Sr(n,\gamma)^{89}Sr$ reaction calculated according to the semidirect capture model. Symbols mean: DIRECT-direct capture model, CLR-direct-semi-direct approach of Clement, Lane and Rook[1], COMPLEX P-direct-semi-direct approach of Potokar[9].

## IV. Comparison of neutron and proton capture reactions and the giant quadrupole resonance

It is a well known fact that experiments with charged projectiles are in many respects (flexible and well defined bombarding energy, small targets, less background problems) much easier to perform than with neutrons. One can therefore understand why many more experiments have been done[12]in proton capture than in neutron capture. There were measured, for example, many angular distributions, excitation functions in very fine steps[13] etc. This activity, however, was limited to light and very light nuclei and did not contribute very much to the analysis of gross properties of the GDR or semidirect capture model. In this respect its most important result is the experimental evidence that the angular distribution is practically constant or only slightly energy dependent in the region of the GDR. This is in disagreement with the present microscopic calculations which show strongly energy dependent angular distributions (Fig.4.). As follows from Figs. 2-5, only the direct and semidirect model yields an angular distribution which is smoothly dependent on the energy of the captured nucleon.

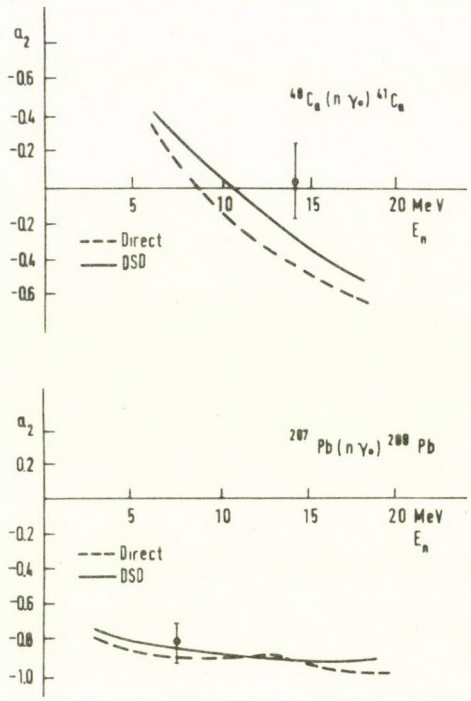



Fig. 3.

Coefficient $a_2$ from the polynomial expansion of the differential cross section for $^{40}Ca(n,\gamma)^{41}Ca$ and $^{207}Pb(n,\gamma)^{208}Pb$ reactions, calculated according to the semidirect capture model (lines) compared with the available experimental data[11]. Symbols mean: D - direct capture model, DSD - direct-semi-direct capture model of the approach of Potokar[9] .

During recent years evidence was put forward that, besides the giant dipole resonance, presumably also the giant quadrupole resonances (GQR) appear[15] either below the GDR at energies $60A^{-1/3}$ (isoscalar GQR) or above the GDR at energies $120A^{-1/3}$ (isovector GQR). These resonances were studied by scattering of electrons, protons, helium ions and also with proton capture reactions. The proton capture reaction has an advantage over other reactions since it allows rather unambigous determination of the spin giant state and thus helps in its identification. An example [16] of such analysis is shown in Fig.6., from which it follows that our knowledge about the new resonance is based on the energy dependence of the asymmetry coefficient

$$A = A_0(a_1 - 0.68\, a_3) = (\sigma(55^\circ) - \sigma(125^\circ)) / 2P_1(\cos 55^\circ) .$$

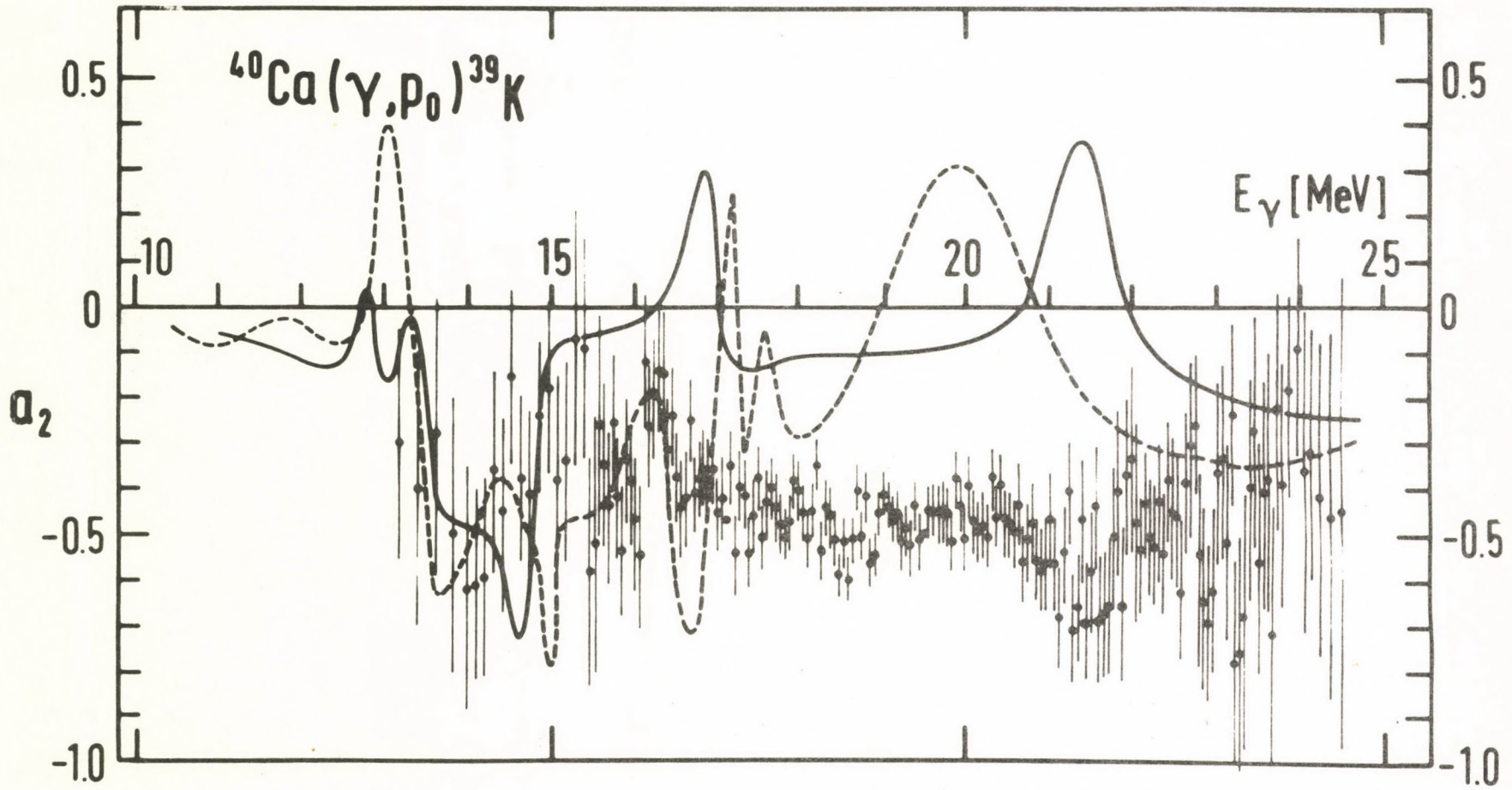



Fig. 4. a

Coefficient $a_2$ from the polynomial expansion of the differential cross section for the $^{40}Ca(\gamma,p_0)^{39}K$ reaction. Experimental points (dots) are compared with the results of the coupled channel calculation (solid line) and the results of the eigenchannel calculation [14](dashed line).

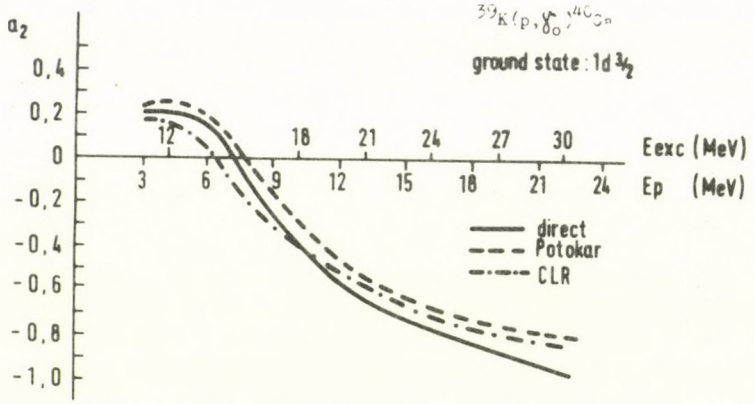



Fig. 4. b

Corresponding direct-semi-direct model calculations. For symbols see Fig. 5.

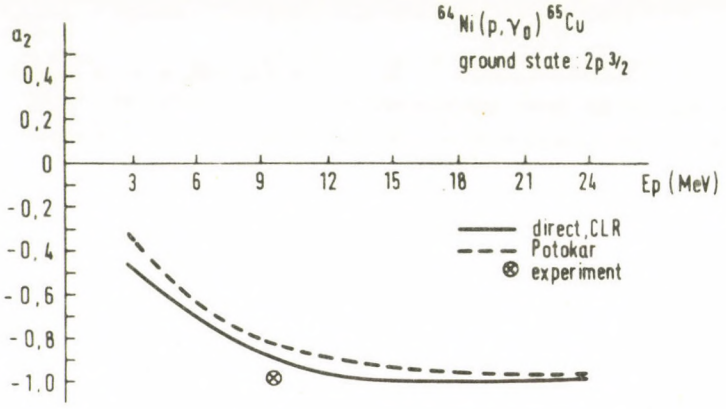



Fig. 5.

Coefficient $a_2$ from the polynomial expansion of the differential cross section for the $^{64}Ni\ (p,\gamma_0)^{65}Cu$ reaction, calculated according to the semidirect capture model (lines) compared with the available experimental data. Symbols mean: DIRECT- direct capture model, CLR - direct-semi-direct approach of Clement, Lane and Rook[1], Potokar - direct-semi-direct approach of Potokar[9].

This asymmetry is the result of the interference between the dipole and quadrupole transition amplitudes.

As pointed out by Halpern[17], the analysis of the fore-aft asymmetry in capture γ-ray transitions could be done still more unambigously in (n,γ) than in (p,γ) reactions. This is due to the fact that the direct quadrupole amplitude (appearing in extended semidirect capture model) is depressed in the(n,γ) case by a factor $Z/A^2$ and can be neglected in good approximation. This means that if the experiment in Fig. 6. were performed with neutrons, the symmetry would be practically zero except in the region of the GQR.

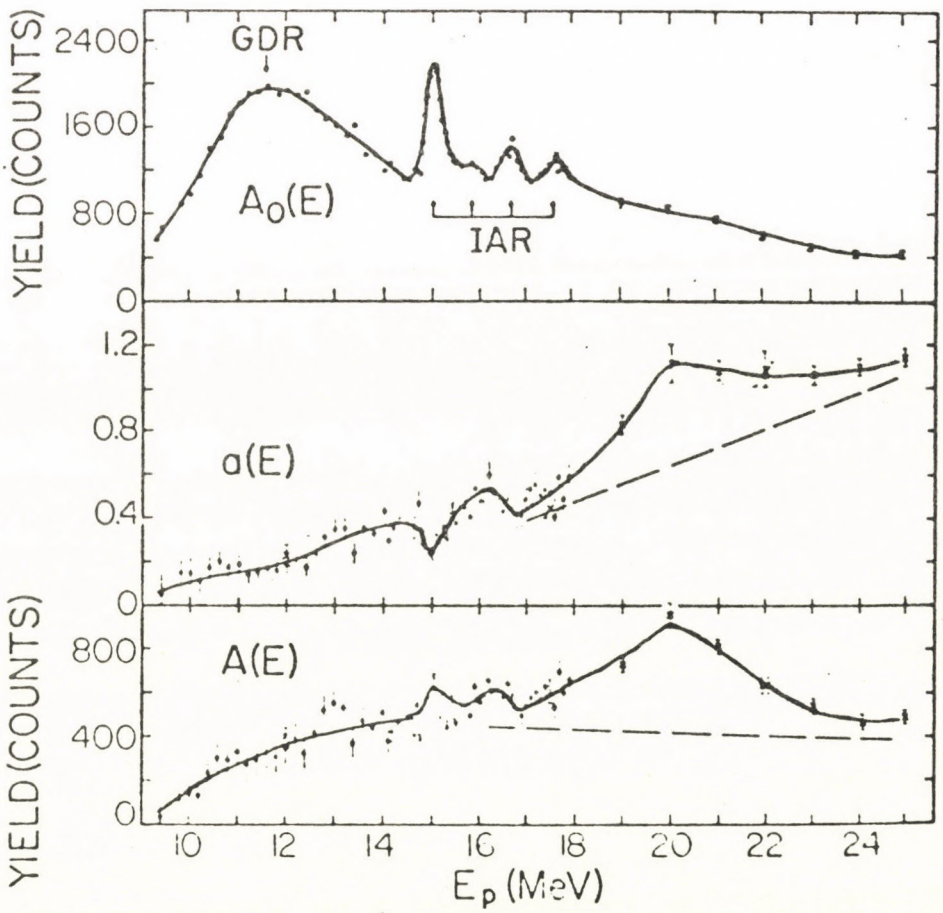



Fig. 6.

Coefficients $A_0$, $a(E) = a_1 - 0.68\ a_3$ and A(E) (see text) for the reaction $^{208}Pb(p,\gamma_{0-3})^{209}Bi$, from which the data about the giant quadrupole resonence are extrated[16].

The pioneering work in this connection has been performed at Los Alamos [18]; the results show that the asymmetry coefficient is for light nuclei appreciably smaller in 14 MeV neutron capture than in corresponding proton capture reactions. Results of a thorough investigation of the $^{88}Sr(n,\gamma)^{89}Sr$ reaction with neutrons of energy between 7 and 10 MeV, with the aim of identifying the $T_<$GQR in strontium were presented by Nilsson. The results of the corresponding calculations based on the generalised semidirect model were discussed by Likar.

## V. Conclusion

In this brief review of new results in fast neutron capture the problem of activation measured cross sections is not mentioned. Improvements in this field was discussed during this conference by G.Magnusson and G.Petö.

In general, we can state that though about 50 papers have been published in the last decade concerning fast neutron capture, (the most valuable were data on excitation functions), there is an urgent need for new data. Until additional complete measurements (spectra, fine step excitation functions, angular distribution) are reported, there will be more questions than answers in this field. Probably the strong interest in GQR will induce new activity in fast neutron capture studies. As the problem of GQR arose before the GDR was understood, both problems will in future be treated in parallel. Undoubtedly, new knowledge about the collective effects in nuclei will result from this activity. New data will promote improvements in the theory, and hopefully, the semiphenomenological semidirect capture approach will be substituted by the more adequate microscopic model.

## References


[1] Brown, G.E., Nucl. Phys. 57 (1964) 339

[2] Lushnikov, A.A., and Zaretsky, D.F., Nucl. Phys. 66 (1965) 35

[3] Clement, C.F., Lane, A.M., and Rook, J.A., Nucl. Phys. 66 (1965) 273, 293

[4] Cvelbar, F., Hudoklin, A., Mihailović, M.V., Najzer, M., and Petrišič, M., Nucl. Phys. A130 (1969) 413

[5] Longo, G., and Saporetti, F., Nuovo Cim. 56B (1968) 264

[ 6] For other references see F.Cvelbar, Utilization of Low Energy Accelerators, IAEA-171, Vienna 1975, p. 201

[ 7] Bergqvist, I., Drake, D., and McDaniels, D.K., Nucl. Phys. A231 (1974) 29

[ 8] Bergqvist, I., Drake, D., and McDaniels, D.K., Nucl. Phys. A191 (1972) 641

[ 9] Potokar, M., Phys. Lett. 46B (1973) 346

[10] Nilsson, L., and Ericson, J., Uppsala Tandem Accelerator Report, Dec. 1973, TLU 21/73

[11] Likar, A., Potokar, M., Cvelbar, F., submitted for publication in Fizika, Zagreb

[12] See Fuller, E.G., Gerstenberg, H.M., Vander, H., Molen, and Dunn, T.C., Photonuclear Reaction Data 1973

[13] e.g. Mason, W.M., Tanner, N.W., Kernel, G., Nucl. Phys. A138 (1969) 253

[14] Brajnik, D., Jamnik, D., Kernel, G., Miklavžič, U., and Stanovnik, A., Phys. Rev. C9 (1974) 1901

[15] Satchler, G.R., Phys. Reports Phys. Lett. C 3 (1974) 97

[16] Snover, K.A., Ebisowa, K., and Brown, D.R., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 317

[17] Halpern, I., Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications, Asilomar 1973, p.909

[18] Drake, D.M., Arthur, E.D., and Halpern, I., Proc. Second International Symp. on Neutron Capture γ-ray Spectroscopy, Petten, 1974, p.474

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 299-305

# ASYMMETRY IN ANGULAR DISTRIBUTION OF γ-RAYS FROM FAST NEUTRON CAPTURE LEADING TO THE FIRST EXCITED STATE IN $^{89}Sr$

A. LIKAR+*, M. POTOKAR+

+Institute J.Stefan, 61001 Ljubljana POB 199
*Faculty of Natural Sciences and Technology,
University of Ljubljana, Ljubljana, Yugoslavia

A schematic calculation of the asymmetry coefficient in angular distribution of γ-rays from the fast neutron capture reaction $^{88}Sr(n,\gamma_1)^{89}Sr$ is given according to the generalised semidirect model[1]. From the measured asymmetry coefficient the E2 strength in this transition is roughly estimated to be ∿ 30% of the isoscalar quadrupole sum rule.

Recently the evidence of compact isoscalar quadrupole resonance in medium weight and heavy nuclei has been established [ 2]. The position of this resonance is about 63/ $A^{1/3}$ MeV and the width is a few MeV. Recent measurements of the angular distribution of γ-rays following the capture of fast neutrons to the ground and to the first excited states in $^{89}$Sr show a definite for-aft asymmetry, which is a consequence of interference between transition amplitudes of opposite parity.

In this paper we suppose that the incident neutron, when inelastically scattered into a single particle orbit, excites the target nucleus into its giant dipole and giant quadrupole states. This allows us to use the so called "Generalised semidirect model" in analysing experimental data. According to this model a quadrupole term is added, representing the direct transition in the nuclear field as well as the semidirect one, proceeding via a quadrupole doorway state, excited by the residual interactions. Transition amplitude has then two terms, namely the dipole one:

$$T^{1\nu}_{l',j'} = \langle \phi_{nljm}(x) | d^{\nu}(x) + \frac{V_D{}^{\nu}(x)}{E_\gamma - E_D + \frac{i\Gamma_D}{2}} | \phi_{E,l'j'm'}(x) \rangle \qquad (1)$$

and quadrupole term:

$$T^{2\mu}_{l',j'} = \langle \phi_{nljm}{}^{(x)} | q^{\mu}(x) + \frac{V_Q{}^{\mu}(x)}{E_\gamma - E_Q + \frac{i\Gamma_Q}{2}} | \phi_{E,l'j'm'}(x) \rangle \, . \qquad (2)$$

Above $\phi_{E,l'j'm'}(x)$ and $\phi_{nljm}(x)$ are the optical model and the final single particle wave functions, respectively, $d^{\nu}(x)$ is the dipole single particle operator and $q^{\mu}(x)$ is the quadrupole one, $V_D{}^{\nu}(x)$ and $V_Q{}^{\mu}(x)$ are the complex form factors for inelastic excitation of giant dipole and quadrupole state, respectively, having the energies $E_D$ and $E_Q$ and widths $\Gamma_D$ and $\Gamma_Q$ , resp.

The differenctial cross section can be expanded into Legendre polanomials as follows:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma} = A_o \left( 1 + \sum_{k=1}^{4} a_k P_k(\cos\theta_\gamma) \right) . \qquad (3)$$

Experimentally, the differential cross section has been measured at three angles: 55°, 90° and 125° with respect to the initial



MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

neutron beam. (See Fig.1.) From these measurements it is possible to extract the following combinations of the odd and even coefficients $a_i$ (see (3)):

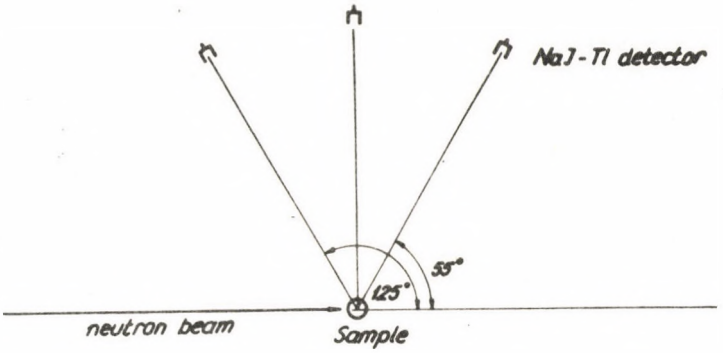



Fig.1. Geometrical arrangement of (n,γ) angular distribution measurements.

$$A_{sym} = .57\, a_1 - .39\, a_3 = \frac{I_{55^\circ} - I_{125^\circ}}{I_{55^\circ} + I_{125^\circ}} \qquad (4)$$

$$A_2 = 2 - \frac{2 - a_2 + .76 a_4}{1 - .39 a_4} = 2 - \frac{4 I_{90^\circ}}{I_{55^\circ} + I_{125^\circ}} \qquad (5)$$

$I_{55^\circ}$ , $I_{90^\circ}$ , $I_{125^\circ}$ are the relative yields at the corresponding angles. When $a_4 \sim 0$ the measured $A_2$ coefficient is equal to $a_2$. Coefficient $A_{sym}$ measures for-aft asymmetry of the angular distribution.

The first excited state in $^{89}$Sr has dominant 3s1/2 single particle configuration. In this case the only nonvanishing transition amplitudes are listed below:

for dipole capture: $T^{1\nu}_{1\ 1/2}$ and $T^{1\nu}_{1\ 3/2}$

for quadrupole capture: $T^{2\mu}_{2\ 3/2}$ and $T^{2\mu}_{2\ 5/2}$ .

(See Fig.2.) It is easy to write expressions for $A_{sym}$ and $A_2$ in this case. Neglecting the contribution of direct radiative capture and neglecting the effect of the spin-orbit potential on the continuum wave function, we have:

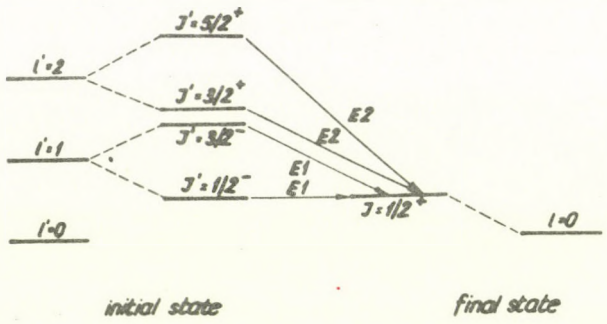



Fig.2. Schematic representation of possible transitions from the capturing state (initial state) to the 3s1/2 single particle state in $^{89}$Sr (final state).

$$A_{sym} \simeq -2.58 \frac{S}{(E_\gamma-E_Q)^2+\frac{\Gamma_Q^2}{4}+S^2\left[(E_\gamma-E_D)^2+\frac{\Gamma_D^2}{4}\right]} \times$$

$$\times \left\{ \cos\phi \left[(E_\gamma-E_D)(E_\gamma-E_Q)+\frac{\Gamma_D\Gamma_Q}{4}\right] + \right.$$

$$\left. + \sin\phi \left[(E_\gamma-E_Q)\frac{\Gamma_D}{2}-(E_\gamma-E_D)\frac{\Gamma_Q}{2}\right]\right\} . \qquad (6)$$

S indicates the ratio between the radial matrix element of the complex form factor for inelastic excitation of the giant quadrupole state and the corresponding matrix element for excitation of the giant dipole state. If S=0, there is no excitation of the giant quadrupole state and $A_{sym}=0$ since we have neglected direct capture processes. The angle $\phi$ is the phase difference between the two mentioned matrix elements. After summarising we obtain the following defining equations for the parameters S and $\phi$:

$$\frac{S\sqrt{20}}{k_\gamma}|\langle V_D\rangle| = |\langle V_Q\rangle| \quad ; \quad k_\gamma = \frac{E_\gamma}{hc} \quad , \qquad (7)$$

$$\langle V_D\rangle\langle V_Q\rangle^* = |\langle V_D\rangle||\langle V_Q\rangle| \, e^{i\phi} \, . \qquad (8)$$

Supposing that S and $\phi$ are constant over the observed energy interval, the measured asymmetry can be roughly reproduced with S $\sim$0.5 and $\phi \sim 5.7$ radians. (See Fig.3.) With the same set of parameters we can reasonably well account for the energy dependence of $A_2$ (see Fig.4.). The omitted direct radiative

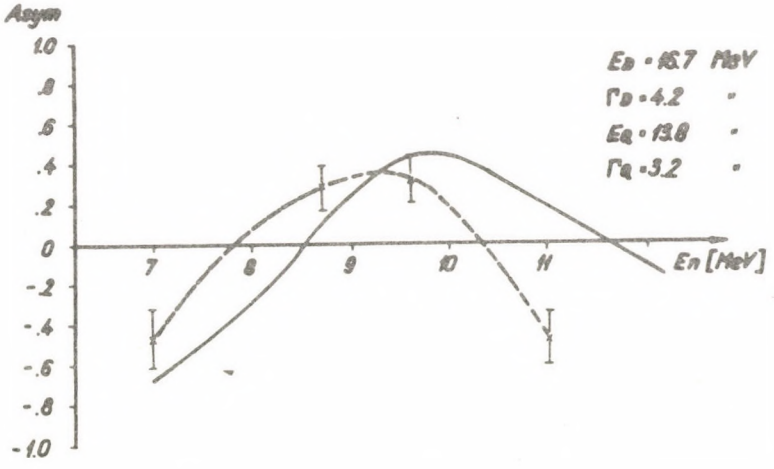



Fig.3. Experimental (dashed line) and predicted solid line asymmetry coefficients for the (n,$\gamma$) transition to the 3s1/2 state in $^{89}$Sr. The calculated curve is obtained from formula (6) with S = .5 and $\phi$= 5.7 radians.

capture has a tendency to shift the calculated curves to the lower energies. The obtained fits are preliminary in the sense that to attempt has been made to adjust parameters for the giant quadrupole state. It seems that the width of the giant quadrupole state taken in the calculation is too small. It is possible that the giant quadrupole state is spread out also in medium weight nuclei like in light nuclei [2].

Having determined the parameter S we can calculate the quadrupole contribution to the cross section for the transition to the 3 s1/2 state:

$$\sigma_q(n,\gamma_1) = \frac{S^2\Gamma_D{}^2\sigma_D(n,\gamma_1)_{max}}{4(E_\gamma - E_Q)^2 + \Gamma_Q{}^2} \qquad (9)$$

$\sigma_D(n,\gamma_1)_{max}$ is the dipole cross section at the peak of the giant dipole state. To get the E2 strength from (9) we must compare the isoscalar quadrupole sum rule:

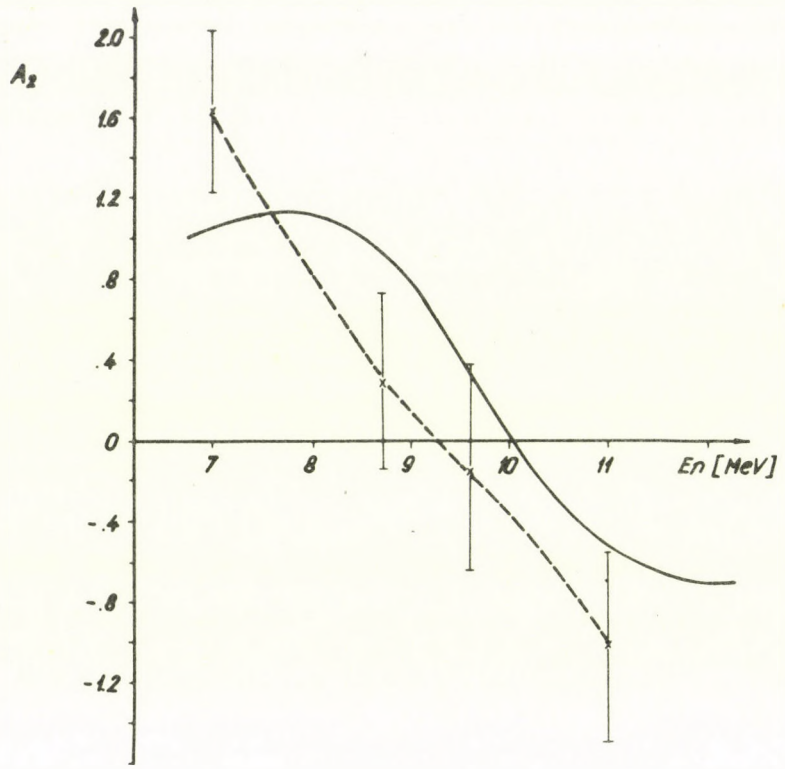



Fig.4. Measured $A_2$ coefficient (dashed line) and predicted (solid line) using the same set of parameters as in Fig.3.

$$\sigma^{-2}_{q.tot} = \int \frac{\sigma_q(\gamma)dE_\gamma}{E_\gamma^2} \qquad (10)$$

(where $\sigma_q(\gamma)$ stands for the total isoscalar E2 absorption cross section,) with the integrated partial E2 cross section for the considered transition:

$$\sigma^{-2}_{q3s1/2} = \int_B^\infty \frac{\sigma(\gamma,n_o)dE_\gamma}{E_\gamma^2} \qquad (11)$$

where:

$$\sigma(\gamma,n_o) = 918 \text{ MeV}. \frac{E_n}{E_\gamma^2} \sigma_q(n,\gamma_1) . \qquad (12)$$

B in expression (11) is the binding energy of neutron for the

3s1/2 single particle state in $^{89}$Sr. Comparing $\sigma^{-2}_{q3s1/2}$ with the isoscalar quadrupole sum rule (Gell-Mann-Telegdi [2]), we get:

$$\frac{\sigma^{-2}_{q3s1/2}}{\sigma^{-2}_{qtot}} \sim 30\% \quad . \qquad (13)$$

The above result is, however, a crude estimate because of uncertainty of the parameters for the giant quadrupole state and $\sigma_D(n,\gamma_1)_{max}$ . We set $\sigma_D(n,\gamma_1)_{max} \sim 100$ μb in agreement with experiment. This value has an error of an order of 25 %. The error in determination of S is estimated to be 20 %. In spite of this it seems that the capture of fast neutrons to the first excited state in $^{89}$Sr via giant quadrupole state is not negligible.

Transition to the ground state which has mostly 2d5/2 single particle configuration can not be analyzed in this shematic way due to the contribution of many partial waves to the transition amplitude. Calculations taking into account complete formulation of generalised semidirect model are in progress.

The experiment has been performed at the Tandem Accelerator Laboratory in Uppsala. The details of the experimental arrangement will be described in a forthcoming publication.

## References

[1] M.Potokar, to be published.

[2] S.S.Hanna, in Proc.Int.Conf. on nuclear structure and spectroscopy, the Nederlands, 1974, ed. by H.P.Blok and A.E.L.Diepernik (Scholar's Press, Amsterdam,1974), Vol.II.,p.249.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 307-309

# RADIOCHEMICAL STUDY OF (n,t) AND (n,$^3$He) REACTIONS AT 14 MeV AND HIGHER ENERGIES

S.M. QAIM, R. WÖLFLE AND G. STÖCKLIN

Institut für Chemie der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Institut 1 : Nuklearchemie
517 Jülich, FRG

Extensive studies on (n,t) and (n,$^3$He) reactions at 14.6$\pm$0.4 MeV have been carried out in our Institute [1-5]. The activation technique in combination with selective radiochemical separations and diversified methods of counting was employed. An analysis of the impurities in the target material was invariably carried out. For medium and heavy mass nuclides the (n,t) cross sections lie between 20 and 100 microbarns and the (n,$^3$He) cross sections between 2 and 10 microbarns. Both the (n,t) and(n,$^3$He) cross sections decrease with the increasing (N-Z)/A, though the dependence is significantly weaker than in the case of (n,p) and (n,$\alpha$) reactions. For elements with Z>22 the (n,t) cross section appears to be related to the neutron absorption cross section and can be described [4] by the empirical relation:

$$\sigma(n,t) = 4.52(A^{1/3}+1)^2 \cdot \exp[-10(N-Z)/A] \text{ in } \mu b.$$

By measuring (n,t) cross sections on the isotope pairs $^{54,56}$Fe and $^{58,60}$Ni the existence of the isotope effect has been demonstrated [4]. The cross section ratio can be represented as:

$$\frac{\sigma(Z,A+2)}{\sigma(Z,A)} = \exp\ 1.9[(aE_m)^{1/2}_{A+2} - (aE_m)^{1/2}_{A}]$$ where

a is the level density parameter and $E_m = E_n + Q - \delta$.

Statistical model calculations using the Hauser-Feshbach method for nuclides with A = 32 to 45 tend to show that in this mass region the (n,t) reaction at 14.6 MeV proceeds via compound nucleus formation; the mechanism of the (n,$^3$He) reaction, however, is difficult to interpret.

The (n,t) reactions are also investigated at relatively high excitation energies. The neutron spectrum [6] produced in the bombardment of 53 MeV deuterons on a Be-Target(maximum intensity at 22.5 MeV) is used for irradiation purposes. Tritium is determined by vacuum extraction [6] and low-level $\beta^-$-counting in the gas phase. The cross sections lie in the millibarn region. A possible occurence of direct processes at this energy is postulated.

## References


[1] S.M. Qaim, R. Wölfle and G. Stöcklin, Proc.Int.Conf. on Chemical Nuclear Data: Measurements and Applications, Canterbury, (1971), p. 121

[2] S.M. Qaim, Proc.Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons, Budapest 1972, Contributions, p. 50

[3] S.M. Qaim and G. Stöcklin, J.Inorg.Nucl.Chem. 35 (1973) 19

[4] S.M. Qaim and G. Stöcklin, Nucl.Phys., A 257 (1976) 233

[5] S.M. Qaim, J.Inorg.Nucl.Chem. 36 (1974) 239

[6] S.M. Qaim, R. Wölfle and G. Stöcklin, J.Inorg.Nucl.Chem. 36 (1974) 3639

ATOMKI Közlemények 18 (1976)

# TRENDS IN THE (n,2n) AND (n,p) CROSS-SECTIONS OF Os ISOTOPES

P. KOVACS, I. URAY

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

The cross-section of (n,2n) and (n,p) reactions of Os-isotopes was measured at 14,7 MeV neutron energy by a Ge/Li/ spectrometer. It has been found that the (n,2n) cross-section decreases, while the (n,p) cross-section strongly increases with the decreasing of the number of neutrons.

The knowledge of accurate cross-section data of fast neutron reactions is required for many theoretical and practical problems. Therefore, the investigation of nuclear reaction cross-sections and the tendencies existing among them may be very useful. In the present study we have the intention to investigate the tendencies of the cross-section values in function of the neutron number for a heavy element having a great number of stable isotopes. Such type of studies are well-known in the literature for elements of lower proton number. Osmium seemed to serve our purposes well having seven stable isotopes.

To determine the cross-sections, relative activation method was used. To evaluate the cross-sections, two internal standard reactions were applied [1,2] taking into consideration the half-life of the product nucleus in the investigated reaction:

$$^{190}Os(n,n')^{190m}Os \quad (t_{1/2} = 9,9 \text{ min}, \sigma = 15,5 \pm 1,5 \text{ mb})$$

$$^{190}Os(n,alpha)^{187}W \quad (t_{1/2} = 23,9 \text{ h}, \sigma = 0,47 \pm 0,04 \text{ mb})$$

The measurements were carried out on a natural, spectrally pure Os target at 14,7 MeV neutron energy by a 12 and a 100 $cm^3$ Ge/Li/ detector having 3,5 keV and 2,3 keV resolution at 1332 keV, respectively.

Cross-section data measured for (n,2n) reactions are summarized in Table I. The Table includes the data adopted from the literature on isotopic abundances, half lives and gamma-ray intensities [3,4,5], too. The cross-section values of the studied reactions existing in literature are also given [6] in Table I.

*Table I*

| Nuclear reaction | Isotopic abundance % | $T_{1/2}$ | $E_\gamma$ (keV) | $I_\gamma$ % | Cross-sections (mb) this work | Cross-sections (mb) Cinda 74 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{184}Os(n,2n)^{183g}Os$ | 0,02 | 12 h | 381,8 | 87,8 | 760 ± 155 | — |
| $^{184}Os(n,2n)^{183m}Os$ | 0,02 | 10 h | 1034,8 | 6,24 | 383 ± 75 | — |
| | | | 1102,1 | 49,3 | | |
| | | | 1108,0 | 22,5 | | |
| $^{186}Os(n,2n)^{185}Os$ | 1,6 | 94 d | 646,1 | 79,9 | 1403 ± 282 | — |
| | | | 717,4 | 4,18 | | |
| | | | 874,8 | 6,61 | | |
| | | | 880,3 | 5,40 | | |
| $^{192}Os(n,2n)^{191g}Os$ | 41,0 | 15,4 d | 129,4 | 25,91 | 1176 ± 196 | 1290 ± 205 |
| $^{192}Os(n,2n)^{191m}Os$ | 41,0 | 13,03 h | 129,4 | 25,91 | 892 ± 186 | 831 ± 116 |

As the difference between the (n,2n) reaction threshold energies of the investigated Os isotopes is only about 1 MeV utmost, this fact eliminates the disturbing effects which may arise from the difference in threshold energies, therefore, it is easy to compare the measured cross-section values. Table I. shows that there are good agreements between our data and those found in the literature for $^{192}$Os, while we have not found any measured data for the 184 and 186 mass numbers Os isotopes. In the case of the 184 and 186 mass numbers our data are much smaller than they were expected to be. In this region the usual value of the total (m+g) cross-sections of (n,2n) reactions at 14 MeV is about 2 barns. The values of the total cross-sections have a definite decreasing tendency with the decreasing of the neutron number. Figure 1. shows that a similar N number dependence has

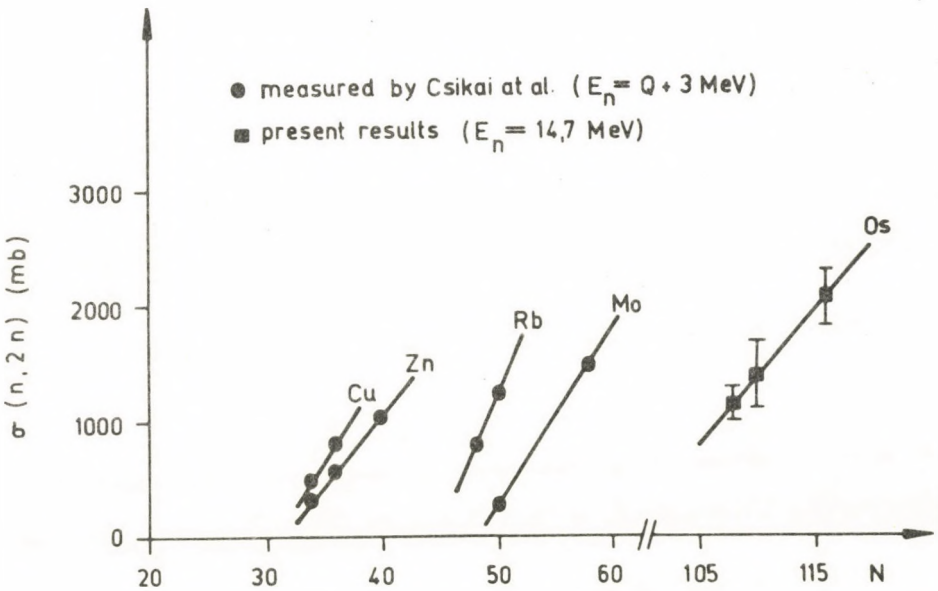



Fig.1. N number dependence of (n,2n) cross-sections.

been observed by Csikai and Pető [7] in the case of some elements of the medium mass number region. This tendency has not been observed in the heavy element region up to now.

Table II. presents the results of our cross-section measurement on the (n,p) reaction of osmium isotopes and the literature data [8,9,10,11,12,13] taken into account in the calculations. It can be seen that there is a good agreement between our data and those existing in the literature [2,14,15]. In the case of $^{184}$Os(n,p)$^{184g}$Re reaction we could give only an upper and a lower limit for the cross-section because of the low isotopic abundance, the relatively long half-life and the presence of the 165 d half-life $^{184}$Re isomeric state decaying partly by the same transitions [8]. The Table contains the cross-section of the $^{192}$Os(n,γ) reaction, too, because we had to determine the exact intensity of the 138,9 keV gamma line of the $^{193}$Os isotope

Table II.

| Nuclear reaction | Isotopic abundance % | $T_{1/2}$ | $E_\gamma$ (keV) | $I_\gamma$ % | Cross sections (mb) this work | Cross sections (mb) Cinda '74 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{184}Os(n,p)^{184g}Re$ | 0,02 | 38 d | 903,2<br>792,0 | 41<br>39 | 400>6>100 | — |
| $^{186}Os(n,p)^{186}Re$ | 1,6 | 90 h | 137,2 | 9,18 | 46 ± 15 | — |
| $^{188}Os(n,p)^{188}Re$ | 13,3 | 16,98 h | 155,0 | 10 | 6,0 ± 1,2 | 8,7 ± 1,3<br>7,1 ± 1,2 |
| $^{189}Os(n,p)^{189}Re$ | 16,1 | 24 h | 245,0 | 4,4 | 6,5 ± 1,3 | |
| $^{190}Os(n,p)^{190g}Re$ | 26,4 | 3,2 min | 223,8<br>431,9<br>829,0<br>839,4<br>1200,1<br>1387,5 | 18,48<br>21,07<br>27,35<br>7,76<br>4,80<br>1,66 | 2,4 ± 0,3 | 1,9 ± 0,3<br>2,0 ± 0,5 |
| $^{190}Os(n,p)^{190m}Re$ | 26,4 | 3,0 h | 223,8<br>361,2<br>371,4<br>397,5<br>518,5<br>558,1<br>569,3<br>605,4<br>673,1<br>829,0 | 11,66<br>16,81<br>17,15<br>5,66<br>6,00<br>26,93<br>22,64<br>20,24<br>8,75<br>15,26 | 0,1 ± 0,02 | — |
| $^{192}Os(n,\gamma)^{193}Os$ | 41,0 | 31,5 h | 280,5<br>321,6<br>387,5<br>460,6 | 1,07<br>1,10<br>0,88<br>3,12 | 4,0 ± 0,7 | — |

appearing together with the 137,2 keV transition of $^{186}Re$.

Examining the results, we can see that the cross-section strongly increases in the case of the lightest isotopes. High values, as those existing at the 184 and 186 mass numbers, are conspicuous and unusual in this heavy element region. Our results for osmium isotopes show an increase in the (n,p) cross-sections by a factor 2, if the neutron number decreases by 1. A similar trend was observed, essentially in the lower mass number region, by Gardner [16] who named it "isotopic effect". Figure 2. illustrates this tendency in the case of Os; Sn; Cd; Ni; Ti and Ca isotopes [2, 17-26]. It can be seen, that Gardner's semiempirical formula (continuous line) describes well both the numerical values and the tendency of our measured cross-sections, and it gives a good approximation in the case of other elements, too. Gardner [16] and Levkovszkij [27] showed that the isotopic effect can be interpreted by the statistical theory of nuclear reactions.

The 14 MeV neutron cross-section data in the case of heavy elements concern almost exceptionally their heaviest isotopes in the literature. It can be explained by low isotopic abundances, unfavourable or uncertain half-lives or decay schemes; all these may cause difficulties during the measuring process. The recent studies show that while the neutron number of osmium isotopes covers the wide region between 108 and 116, the cross-section values of the (n,2n) and (n,p) reactions have significant changes. The interpretation of these results is quite difficult, as there exist a very small number of measured data concerning the neutron deficient isotopes of heavy elements. In spite of

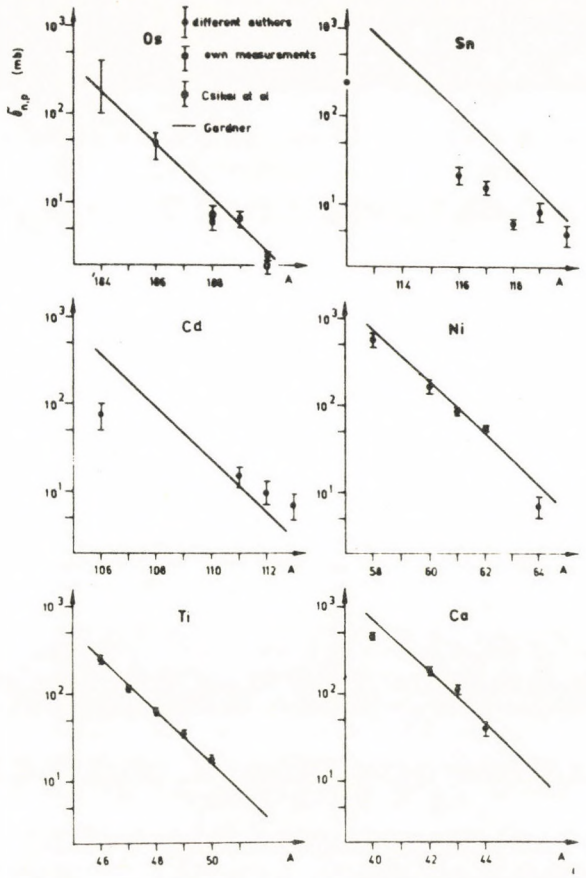



Fig.2. (n,p)cross-section values concerning isotopes of Os, Sn, Cd, Ni, Ti and Ca. The continuous lines give the values calculated from the Gardner's formula [16].

all experimental difficulties further efficient studies of these questions would be very useful to complete our knowledge about the fast neutron reactions.

## References


[1] E.Rurarz, J.Chwaszczewska, Z.Haratym, M.Pietrzykowski and A.Sulik, Acta Phys. Pol., B2 (1971) 553.

[2] W.Nagel and A.H.W.Aten Jr., Physica, 31 (1965) 1091.

[3] А.И.Ахмаджанов, Р.Брода, В.Валюс, Й.Звольски, Й.Молнар, Э.З.Рындина, Дж.А.Саломов и А.З.Хрынкевич, Изв.АН.СССР Сер.Физ. 34 (1970) 740.

[4] Z.Plajner, V.Brabec, L.Maly, J.Rizek and M.Vejs, Z.Physik, 237 (1970) 180.

[ 5] M.B.Lewis, Nucl.Data Sheets, 9 (1973) 479.

[ 6] P.Winiwarter, Nucl.Phys., A158 (1970) 77.

[ 7] J.Csikai and G.Pető, Phys.Lett., 20 (1966) 52.

[ 8] В.А.Агеев, В.В.Кравцов, В.К.Майданюк, Х.Ф.Митрохович, Нго Фу Ан, В.И.Стрижак, А.И.Феоктистов, и В.И.Фоминых, Изв.АН.СССР Сер.Физ. 37 (1973) 63.

[ 9] B.Fogelberg, Nucl.Phys., A197 (1972) 497.

[10] M.R.Schmorak, Nucl.Data Sheets, 10 (1973) 553.

[11] Chr.Meixner, Gammaenergietabellen zur Aktivierungsanalyse, Verlag Karl Thiemig K.G., München, 1970.

[12] A.Artna, Nucl.Data Sheets, B1/2 (1966) 85.

[13] V.Berg, S.G.Malmskog and A.Bäcklin, Nucl.Phys., A143 (1970) 77.

[14] J.Csikai, ATOMKI Közl., 8 (1966) 79.

[15] E.Rurarz, B.Myslek and P.Oblozinsky, Acta Phys.Pol., B3/2 (1972) 195.

[16] Donald G.Gardner, Nucl.Phys., 29 (1962) 373.

[17] А.П.Ключарев, В.В.Ушаков и Г.П.Чурсин, Журн.Эксп. и Теор.Физ. 46 (1964) 1483.

[18] J.Brzosko, P.Decowski, K.Siwek-Diament and Z.Wilhelmi, Nucl.Phys., 74 (1965) 438.

[19] Г.П.Чурсин, В.Ю.Гончар, И.И.Залюбовский, и А.П.Ключарев, Журн.Эксп. и Теор.Физ. 44 (1963) 472.

[20] В.Н.Левковский, Доклады АН.СССР 113 (1957) 1032.

[21] I.L.Preiss and R.W.Fink, Nucl.Phys., 15 (1960) 326.

[22] R.S.Storey, W.Jack, and A.Ward, Proc.Phys.Soc., 75 (1960) 526.

[23] А.К.Вальтер, В.Ю.Гончар, И.И.Залюбовский, Г.Д.Латышев и Г.П.Чурсин, Изв.АН.СССР Сер.Физ. 26 (1962) 1079.

[24] H.L.Pai, Canad. J.Phys., 44 (1966) 2337.

[25] D.L.Allan, Nucl.Phys., 24 (1961) 274.

[26] B.Minetti and A.Pasquarelli, Il Nuovo Cimento, 44B (1966) 460.

[27] В.Н.Левковский, Журн.Эксп. и Теор.Физ. 45 (1963) 305.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 317-329

# EXPERIMENTAL RESULTS ON MASS DISTRIBUTION OF $^{238}U$ FISSION INDUCED BY 14 MeV NEUTRONS

S.DARÓCZY, P.RAICS, S.NAGY, L.KÖVÉR, I.HAMVAS

Institute of Experimental Physics, Kossuth Lajos University, Pf.105. Debrecen, 4001 Hungary

E.GERMÁN

Isotope Institute of the Hungarian Academy of Sciences, 1525 Budapest, Pf.77. Hungary

Absolute cumulative yield of 47 fission products from $^{238}U$ fission induced by 14 MeV neutrons was determined using a Ge/Li/ gamma spectrometer and thick uranium samples without any chemical separation. The accuracy of the present yield-measurements for the isotopes having half-life $T_{1/2}$ > 100 min and several appropriate gamma lines is almost the same as that of the classical mass-spectrometry.
There is only a few experimental datum in the half-life interval of 1-100 min although its investigation is very important for the short lived chains and the charge distribution of fragments. In spite of the high complexity of the gamma spectra it was possible to determine cumulative yield of 16 short lived isotopes by the direct Ge/Li/ method in the present measurements. Independent yield of 6 fragments was also determined by the parent-daughter decay curve analysis.

## Introduction

The fission product yields are important in many aspects of reactor technology, ranging from the design and operation of reactors to fuel element reprocessing and storage of reactor wastes. In addition, the mass distribution of the fission products is an important source of information for the fundamental consideration of the fission process in detail.

The applicability of a Ge/Li/ detector to fission yield measurements was first demonstrated by Gordon et al. [1] in 1966. Since, many authors used the gamma-spectrometric method combined with the recoil or radiochemical techniques or both in the case of high neutron flux and large fission cross-section. When the neutron flux as well as the fission cross-section are low, as in the case of fission by 14 MeV neutrons, the measurement of direct gamma spectra of a thick target is more suitable to study the fission yields without any chemical separation or using recoil effect. This direct gamma-spectrometric method is essentially a very complicated variant of the instrumental neutron activation analysis. Good results can be expected only in the case of targets having low primary specific gamma activity, for example $^{233,235,238}U$, $^{232}Th$, etc.

## Experimental circumstances and data analysis

Investigations on mass distribution of $^{238}U$ fission induced by 14 MeV neutrons were started in our Institute in 1969. Yield-mass curve of the $^{238}U$ fission is the widest investigated one, therefore it may serve as a good control for our experiments. On the other side, $^{238}U$ is the most important fertile nuclide.

Four irradiations were performed: one about 1-day, a 1-hour and two independent 5-minute irradiations. Details of the experiments and measurements are given in Table I.

In order to measure absolute yields (partial fission cross-sections) we determined the absolute efficiency of the Ge/Li/ detectors for extended sources [2]. The neutron flux was measured by means of aluminium and copper foils of high purity, the $(n,\alpha)$ and $(n,2n)$ reaction cross-sections as well as the fission cross-section were taken from the literature (see Table I). Thus, the yields are relative to these cross-sections.

A 4000 channel pulse-height analyzer was used to take the spectra. The live time was counted by the analyser, the random pile-up was measured by a pulse generator. The true coincidences were also taken into account using the up-to-date decay schemes and the measured total efficiency curves for our detectors.

Because of the thickness of the samples the selfabsorption is quite large for low energy gamma rays of fission products.

Table I. Experimental conditions.

| | | | |
|---|---|---|---|
| Date of irradiation | 1969 | 1971 | 1973 |
| Duration of irradiation | 29.25 h | /2·/5 m | 1.25 h |
| Neutron energy /mean ± 68%-width in MeV/ | 14.40±0.19 | 14.40±0.25 | 14.54±0.31 |
| Accepted fission cross-section /mb/ | 1170.8 K | 1170.8 K | 1186.5 K |
| Flux measuring reaction | $^{27}Al(n,\alpha)$ | $^{63}Cu(n,2n)$ | $^{27}Al(n,\alpha)$ |
| reaction cross-section /mb/ | 117.6±0.5 L | 497±13 M | 114.9±0.5 L |
| detector | Ge/Li/ | 4π-beta | 4π-beta |
| Neutron flux ± random error /$cm^{-2}s^{-1}$/ | /7.80 36/.$10^6$ | /2.10 5/.$10^8$ | /4.91 11/.$10^9$ |
| ± systematic error /%/ | 3 | 3 | 3 |
| Flux variation during the irradiation /%/ | ±3 /mean/ | ±3 /max./ | -7 /mean/ |
| Flux inhomogeneity on the sample-surface /%/ | ±17 | ±20 | ±20 |
| in the sample-depth /%/ | ± 6 | ±15 | ±7 |
| $U_3O_8$ sample /natural uranium/ - | | | |
| mass /mg/ | 2640 | 2490.4 | 996.7 |
| thickness /mm-mgcm$^{-2}$/ | 1.47-921.4 | 1.47-921.4 | 0.668-351.5 |
| diameter /mm/ | 19.1 | 18.6 | 19.0 |
| Number of fission events | 5.41.$10^9$ | 3.92.$10^8$ | 5.56.$10^{10}$ |
| Ge/Li/-volume/$cm^3$/-resolution/keV-662 keV/ | 27-7.30 | 20-4.63 | 40-3.36 |
| max.det. efficiency /% at 662 keV/ | 0.353 | 0.364 | 1.213 |
| Number of measured gamma-spectra | 47 | 50 | 16 |
| Time interval of spectrum measurements | 1.4h-149d | 2.5m-19.5d | 41h-412d |

K: M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Mather, Report AERE-R 7273, Harwell, 1973.
L: H.Vonach et al., Z.Physik, 273, 155 (1970).
M: Y.Kanda, R.Nakasima, Proc.Conf. on Neutron Cross Sections and Technology (Washington, D.C., March 4-7, 1968), NBS Spec. Publ. 299, Vol.I., 193 (1968).

Therefore careful investigations including measurements on uranium and thorium samples of different thicknesses were made to estimate the selfabsorption correction.

The 47 gamma-spectra of the first experiment were analyzed by a computer program SIRIUS [3], based on the least-squares fitting procedure and running in Budapest. We have dealt also with the improvement of the usual graphical-numerical methods using the real line shapes. This method was applied to analyze the spectra of the second and third experiment. In the first and second experiment the complete decay curves were taken in all cases and the analyses were performed by our university computer. The possible interferences and their half-lives used in the decay curve analysis were taken from the literature (references C, D and E for Table II., [4]).

Because of the low resolution of our first detector as well as of poor statistics the long irradiation was repeated in 1973. The great difference in these experiments may be seen in Fig.1. The spectra were taken approximately at the same time after the irradiations. From the lower spectrum one can easily evaluate six lines at least, while from the upper one the evaluation even of the two highest peaks is rather complicated.

There is only a few experimental datum for isotopes having half-

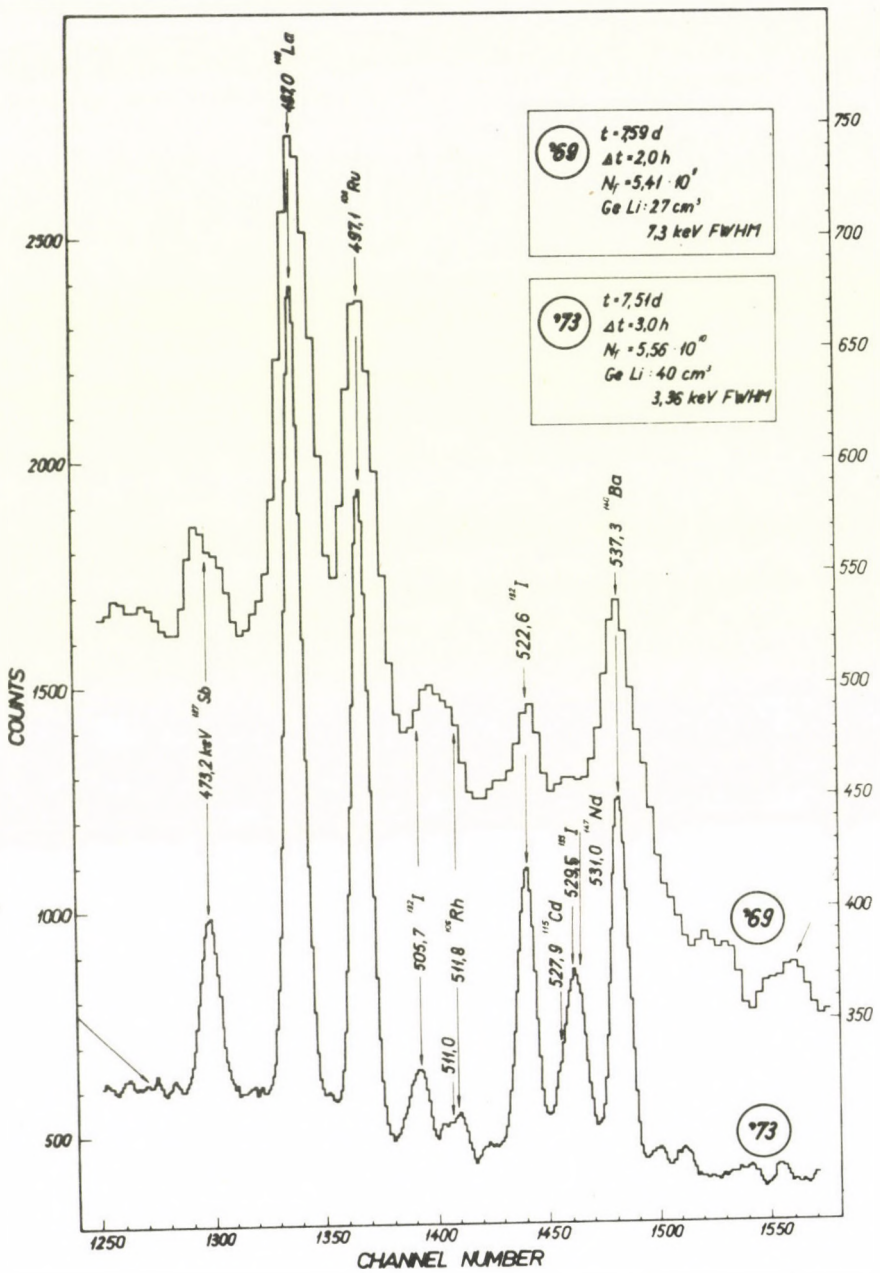



Fig.1. Parts of the gross gamma spectra of the fission products taken by Ge/Li/ detectors of different resolution (t - cooling time, Δt - duration of measurement).

life of 1-100 minutes although its investigation is very important for the short lived chains and the charge distribution of fragments. The aim of our short irradiations was to investigate these isotopes too. In spite of the high complexity of the gamma spectra taken immediately after irradiation it was possible to determine cumulative yield of 16 short lived isotopes, ten of which were not measured before (see Table II).

The difficulties of the spectrum analysis of this type are demonstrated by Fig.2. The upper spectrum was taken 5, the middle 20 and the lower 51 minutes after irradiation. These

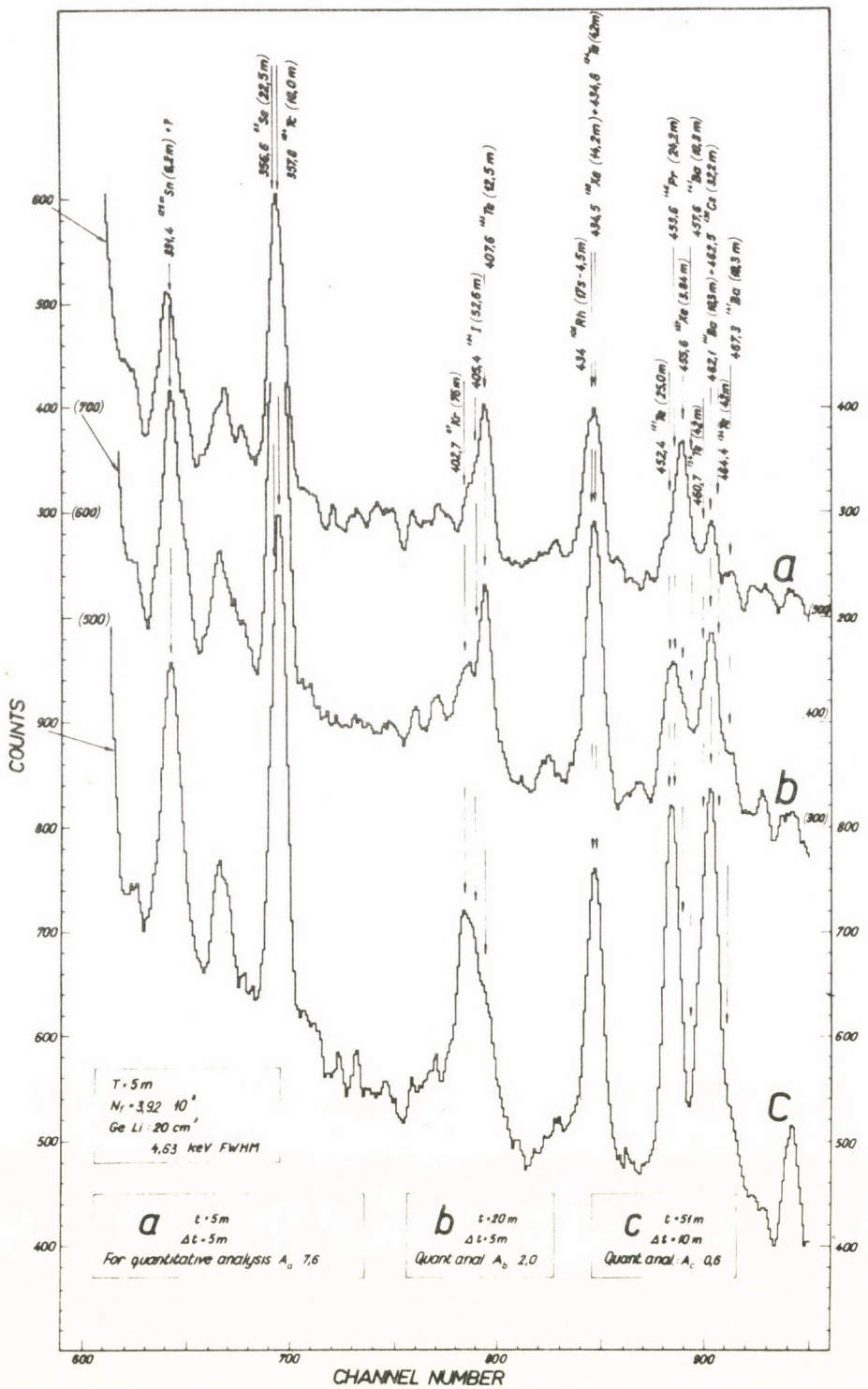



Fig.2. Parts of the gross gamma spectra of the fission products taken at different cooling times t . For quantitative analysis amplitudes of the peaks of Fig. a, b and c should be multiplied by 7.6 2.0 and 0.6 respectively (T,Δt - duration of irradiation and measurement).

spectra have two main features. First, each peak is complex therefore the determination of yields without decay curve analysis is impossible. Second, the relative peak intensities and the background change very rapidly and the latter raises difficulties in evaluating peak areas correctly.

Decay curves of different type and the results of their computer analysis are shown in Fig.3. The curve at right illustrates a usual complex decay for two isotopes ($^{93}$Sr and $^{101}$Mo) having half life of 7.5 and 14.6 minutes, respectively, the left one

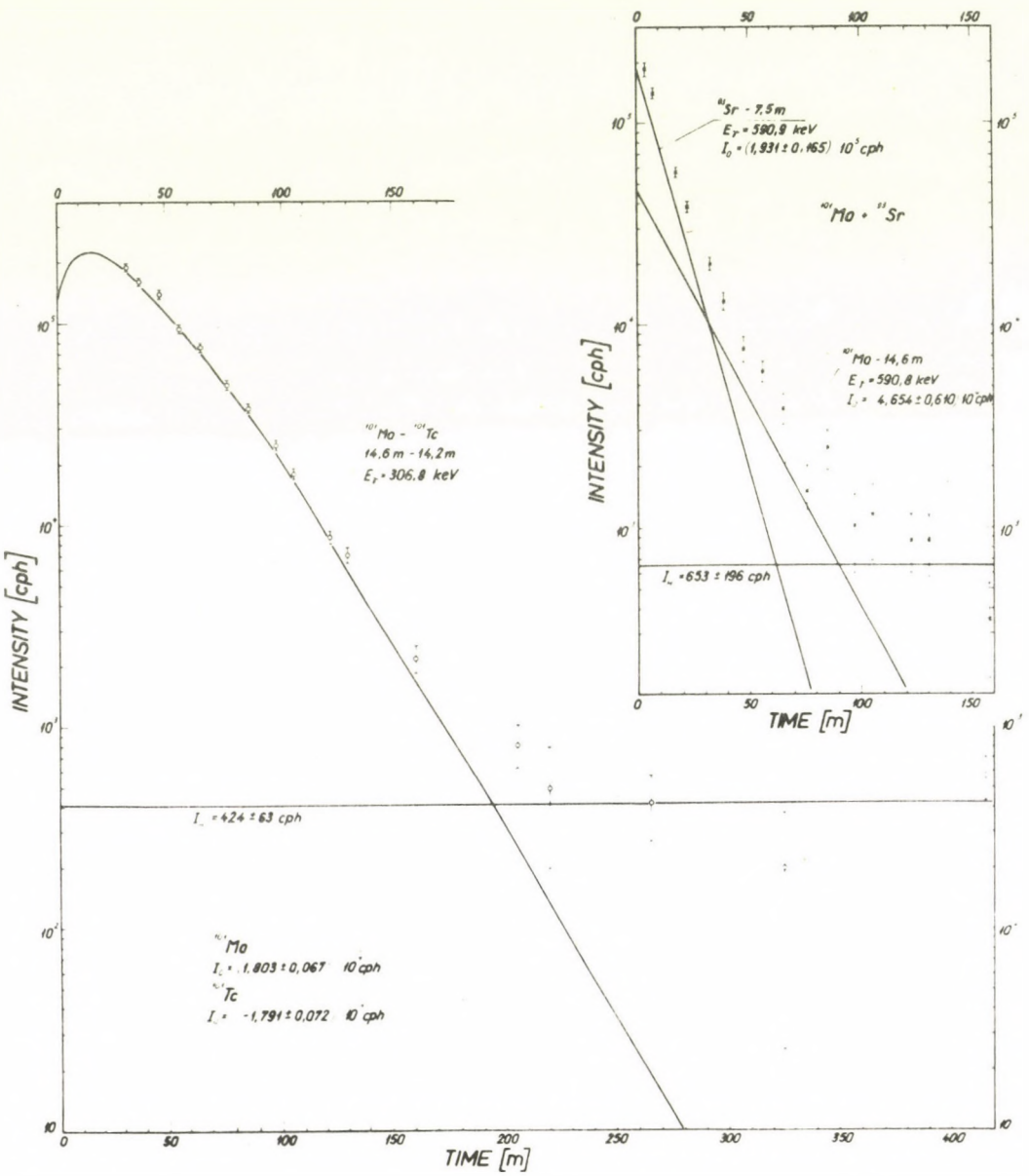



Fig.3. Decay curves of different type and the results of their computer analysis.

is the parent-daughter decay curve of the $^{101}$Mo - $^{101}$Tc isotopes. Analysing the latter curve the cumulative yield of both isotopes as well as the independent yield of the daughter can be determined. Independent yield of 6 fragments was determined by the parent-daughter decay curve analysis (see Table III ).

## Results and discussion

Results of the cumulative yield measurements are summarized in Table II. In column 1 those nuclides are quoted cumulative yield of which has been measured. When the gamma line of the daughter was used for yield measurement this nuclide is also given, in parentheses. Columns 5, 6 and 7 give the details of our different experiments. Preliminary results of our first measurement (column 5) were presented on the Soviet National Conference on Neutron Physics in 1973 [5]. The recommended yield of a nuclide (column 8) is weighted average of all measurements (lines and experiments). These yields were corrected for the branching ratio and the charge distribution by the compilation of Meek and Rider [6] to get recommended mass yields (underlined). All our errors quoted in this paper are standard ones with a confidence level of 68 per cent. The gamma energies (column 3) were taken from Ref. C while the absolute intensities (column 4) were appropriately chosen from Ref. A-F (the alphabetical sequence for references means also any priority). Generally, Ref. E and F were used when other references gave unreasonable or contradictory results. In the case of $^{93}$Sr there are no absolute intensity data in the literature. Using our measured comulative yield of $^{93}$Y the intensity of the 590.9 keV line of $^{93}$Sr is 61±8 gamma/100 beta decay.

The accuracy of the present yield-measurements for the isotopes having half-life $T_{1/2}$ > 100 min and several appropriate gamma lines is almost the same as that of the classical mass-spectrometry, e.g. $^{95}$Zr, $^{97}$Zr, $^{99}$Mo, $^{127}$Sb, $^{132}$Te and $^{135}$I. The excellent results for $^{132}$Te give the possibility to use its cumulative yield, instead of $^{99}$Mo or $^{140}$Ba, as a standard one in yield-measurements by direct Ge/Li/ method.

It must be mentioned, however, that in the case of $^{91}$Sr and $^{140}$Ba the discrepancy between the yields measured by different gamma lines is pronounced. This is probably due to the uncertainty in the gamma intensities.

Finally, we have measured 47 cumulative yields for 37 mass chains using 65 gamma lines. The lowest measured partial fission cross section is 3 mb and the highest one is 70 mb. The shortest half-life investigated is about 3 minutes and the longest one is 30 years. The sum of the mass yields amounts the two-thirds of the total fission cross section. These results clearly demonstrate the effectiveness of the direct Ge/Li/ method although its possibilities are by far not exploited, especially

Table II. Measured and recommended cumulative and chain yields for $^{238}U(n_{14},f)$ fission

| Nuclide | Half-life | $E_\gamma$ /keV/ | $I_\gamma$ /%/ | Measured cumulative yields /%/ | | | Recommended yields /%/ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | T=29.25 h $N_f$=5.4.10$^9$ | T=5 m $N_f$=3.9.10$^8$ | T=1.25 h $N_f$=5.6.10$^{10}$ | |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| Se-83g | 22.5 m | 356.6 | 68.6 B | | 0.260 52 | | 0.260 52 |
| A=83 /BR=36 %/ | | | | | | | 0.722 144 |
| Kr-85m | 4.48 h | 151.3 | 76.1 C | | 1.023 46 | | 1.023 46 |
| A=85 | | | | | | | 1.023 46 |
| Kr-87 | 76.0 m | 402.7 | 48.3 C | | 1.891 83 | | 1.891 83 |
| A=87 | | | | | | | 1.891 83 |
| Kr-88 | 2.80 h | 196.1 | 27.2 F | | 1.826 70 | | 1.826 70 |
| A=88 /CD/ | | | | | | | 1.829 70 |
| Kr-89 | 3.16 m | 220.9 | 25.0 D | | 3.07 64 | | 3.07 64 |
| Rb-89 | 15.2 m | 1031.9 | 64.1 C | | 2.81 14 | | 2.81 14 |
| A=89 /CD/ | | | | | | | 2.83 14 |
| Sr-91 | 9.48 h | 653.0 | 11.1 B | 3.66 40 | | | |
| Sr-91 | | 749.8 | 23.1 B | 3.36 59 | | 4.39 34 | |
| Sr-91 | | 1024.3 | 33.4 B | 4.37 23 | 4.38 15 | 4.22 15 | |
| Sr-91 /Y-91m/ | /49.7 m/ | 555.6 | 55.8 B | 3.34 18 | | 3.76 12 | 3.98 16 |
| A=91 | | | | | | | 3.98 16 |
| Sr-92 | 2.71 h | 1383.9 | 90.0 B | 3.52 19 | 3.88 12 | | 3.78 10 |
| A=92 | | | | | | | 3.78 10 |
| Sr-93 | 7.5 m | 590.9 | 100rel C | | 2.51 23 | | |
| Y-93 | 10.2 h | 267.0 | 6.4 E | | | 4.10 40 | 4.10 40 |
| A=93 | | | | | | | 4.10 40 |

Table II. /Cont'd/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Zr-95 | 62.5 d | 724.2 | 43.8 A | | | 4.61 13 | |
| Zr-95 | | 756.7 | 54.4 A | | | 4.63 13 | |
| Zr-95 /Nb-95g/ | /35.1 d/ | 765.8 | 99.8 B | 5.07 49 | | | 4.64 9 |
| A=95 | | | | | | | 4.64 9 |
| Zr-97 | 16.8 h | | | | | | |
| Zr-97 /NB-97g/ | /73.6 m/ | 658.2 | 98.1 A | 5.02 25 | 5.09 14 | 5.06 16 | |
| Zr-97 /Nb-97m/ | /54 s/ | 743.4 | 93.3 A | 5.41 29 | | 5.29 26 | 5.12 9 |
| A=97 | | | | | | | 5.12 9 |
| Mo-99 | 66.02 h | 181.0 | 5.9 B | | | 5.82 26 | |
| Mo-99 | | 739.6 | 12.0 B | 5.91 122 | | 5.80 45 | |
| Mo-99 /Tc-99m/ | /6.02 h/ | 140.4 | 81.0 B | 6.07 33 | | 5.64 17 | 5.76 12 |
| A=99 | | | | | | | 5.76 12 |
| Mo-101 | 14.6 m | 590.8 | 19.4 B | | 5.48 73 | | |
| Mo-101 /Tc-101/ | /14 m/ | 306.8 | 87.5 B | | 5.71 27 | | 5.76 22 |
| Tc-101 /CD/ | | 306.8 | 87.5 B | | 5.97 41 | | 5.76 22 |
| A=101 | | | | | | | 5.76 22 |
| Ru-103 | 39.6 d | 497.1 | 89 A | 4.63 26 | | 4.51 13 | 4.53 12 |
| A=103 | | | | | | | 4.53 12 |
| Tc-104 | 18.0 m | 357.8 | 84.4 C | | 3.59 15 | | 3.59 15 |
| A=104 | | | | | | | 3.59 15 |
| Ru-105 | 4.44 h | 724.2 | 49 B | 3.45 19 | 3.01 13 | | 3.12 8 |
| Rh-105m+g | 35.5 h | 319.2 | 19.2 B | 2.99 19 | | 3.15 14 | 3.12 8 |
| A=105 | | | | | | | 3.12 8 |
| Ru-106 | 369 d | | | | | | |
| Ru-106 /Rh-106g/ | /29.9 s/ | 621.8 | 9.8 B | | | 2.54 15 | 2.54 15 |
| A=106 | | | | | | | 2.54 15 |

Table II. /Cont'd/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Pd-112 | 20.1 h | | | | | | |
| Pd-112 /Ag-112/ | /3.13 h/ | 617.4 | 42.9 B | 1.023 85 | | 1.110 66 | 1.077 52 |
| A=112 | | | | | | | 1.077 52 |
| Cd-115g | 53.5 h | | | | | | |
| Cd-115g/In 115m/ | /4.50 h/ | 336.2 | 47.0 A | | | 0.843 48 | 0.843 48 |
| A=115 /BR=86.5%/ | | | | | | | 0.975 55 |
| Sb-125 | 3.72 a | 427.9 | 30.4 C | | | 1.164 83 | |
| Sb-125 | | 600.6 | 18.1 C | | | 1.337 149 | 1.205 73 |
| A=125 | | | | | | | 1.205 73 |
| Sb-127 | 3.80 d | 473.2 | 25.0 B | | | 1.413 47 | |
| Sb-127 | | 684.9 | 35.7 B | 1.401 155 | | 1.471 69 | 1.430 38 |
| A=127 /CD/ | | | | | | | 1.431 38 |
| Te-129m | 33.4 d | 459.6 | 9.0 E | | | 0.526 51 | 0.526 51 |
| A=129 /BR=16.6%/ | | | | | | | 3.17 31 |
| Sb-131 | 23.0 m | | | | | | |
| Sb-131/Te-131g/ | /25.0 m/ | 149.8 | 67.7 C | | 2.54 14 | | 2.54 14+ |
| Te-131g | | 149.8 | 67.7 C | | 3.80 16 | | 3.80 16+ |
| Te-131m | 30 h | 149.8 | 36.4 C | | 0.311 125 | 0.363 36 | 0.359 35 |
| I-131 | 8.041 d | 364.5 | 82.0 C | 4.08 21 | | 4.01 11 | |
| I-131=Te-131m+g | | | | | | | 4.09 17+ |
| I-131 | | | | | | | 4.04 8 |
| A=131 | | | | | | | 4.04 8 |

Table II. /Cont'd/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Te-132 | 78 h | 228.2 | 88.5 A | 4.66 27 | 4.87 21 | 4.66 15 | |
| Te-132 /I-132/ | /2.285 h/ | 522.6 | 15.6 C | 4.43 39 | | 4.77 19 | |
| Te-132 /I-132/ | | 630.2 | 13.5 C | 4.41 40 | | 4.62 14 | |
| Te-132 /I-132/ | | 667.7 | 98.0 C | 4.65 24 | 4.56 18 | 4.58 18 | |
| Te-132 /I-132/ | | 772.7 | 75.0 C | 4.53 26 | | 4.64 16 | |
| Te-132 /I-132/ | | 954.6 | 16.7 C | 4.71 26 | | 4.64 16 | |
| Te-132 | | | | 4.600 117 | 4.691 137 | 4.647 66 | 4.644 53 |
| A=132 /CD/ | | | | | | | 4.82 6 |
| I-133m+g | 20.8 h | 529.5 | 86.9 B | 6.13 32 | 6.00 30 | 5.65 16 | |
| I-133m+g | | 875.3 | 4.8 B | | | 5.68 35 | 5.78 12 |
| A=133 /CD/ | | | | | | | 5.80 12 |
| Te-134 | 42 m | 210.8 | 22.2 B | | 4.76 31 | | |
| Te-134 /I-134g/ | /52.6 m/ | 847.0 | 95.4 B | | 4.42 18 | | |
| Te-134 /I-134g/ | | 884.1 | 65.3 B | | 4.36 80 | | 4.50 15 |
| I-134m+g | | 847.0 | 95.4 B | 6.43 84 | 5.85 18 | | |
| I-134m+g | | 884.1 | 65.3 B | | 5.89 96 | | 5.89 16 |
| A=134 /CD/ | | | | | | | 5.95 16 |
| I-135 | 6.585 h | 1260.5 | 28.6 B | 5.25 29 | 5.48 22 | 5.14 27 | |
| I-135 /Xe-135g/ | /9.17 h/ | 249.7 | 90.3 B | 5.04 29 | 5.36 22 | | 5.29 11 |
| Xe-135m+g | | 249.7 | 90.3 B | 5.34 30 | 5.68 22 | | 5.58 15 |
| A=135 | | | | | | | 5.58 15 |
| Cs-137 | 30.1 a | | | | | | |
| Cs-137 /Ba-137m/ | /2.55 m/ | 661.6 | 85.0 A | | | 5.21 36 | 5.21 36 |
| A=137 | | | | | | | 5.21 36 |

Table II. /Cont'd/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Xe-138 | 14.2 m | | | | | | |
| Xe-138/Cs-138g/ | /32.2 m/ | 1435.7 | 75.0 C | | 4.26 44 | | 4.26 44 |
| Cs-138g/CD/ | | 1435.7 | 75.0 C | | 4.51 23 | | 4.53 22 |
| A=138 /CD/ | | | | | | | 4.61 22 |
| Ba-139 | 83.3 m | 165.8 | 21.8 B | | 5.13 25 | | 5.13 25 |
| A=139 | | | | | | | 5.13 25 |
| Ba-140 | 12.79 d | 537.3 | 24.0 E | 4.81 29 | | 4.71 13 | |
| Ba-140/La-140/ | /40.23 h/ | 815.8 | 22.3 B | 4.89 27 | | 4.79 14 | |
| Ba-140/La-140/ | | 1596.2 | 95.3 A | 4.32 22 | | | |
| Ba-140/La-140/ | | 487.0 | 46.0 B | 4.39 24 | | 4.46 13 | 4.62 7 |
| La-140 /CD/ | | 487.0 | 46.0 B | 4.44 32 | | | 4.63 7 |
| A=140 | | | | | | | 4.63 7 |
| Ce-141 | 32.53 d | 145.4 | 48.0 B | 4.46 30 | | 4.36 16 | 4.38 14 |
| A=141 | | | | | | | 4.38 14 |
| La-142 | 92.4 m | 641.2 | 47.5 C | | 4.19 14 | | 4.19 14 |
| A=142 | | | | | | | 4.19 14 |
| Ce-143 | 33.0 h | 293.2 | 42.6 B | 3.60 19 | 3.98 17 | 3.88 12 | 3.85 9 |
| A=143 | | | | | | | 3.85 9 |
| Ce-144 | 284.4 d | 133.5 | 10.7 A | | | 3.39 22 | 3.39 22 |
| A=144 | | | | | | | 3.39 22 |

Table II. /Cont'd/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ce-146 | 14.2 m | 218.3 | 21.4 B | | 1.919 234 | | 1.919 234 |
| A=146 /CD/ | | | | | | | 1.925 235 |
| Nd-147 | 10.99 d | 531.0 | 13.1 E | | | 2.30 10 | 2.30 10 |
| A=147 | | | | | | | 2.30 10 |
| Nd-149 | 1.73 h | 211.3 | 23.0 C | | 1.290 137 | | 1.290 137 |
| A=149 | | | | | | | 1.290 137 |

The branching ratio /denoted by BR and +/ or the charge distribution /denoted by CD/ from the Meek-Rider compilation of 1974 was used for the calculation of the yield.


A: R.G.Helmer, R.C.Greenwood, Evaluation of Decay-Scheme Data, Reports to the U.S.Nuclear Data Committee, p.2, 28-29 Nov. 1973, USNDC-9, EANDC/US/-186"U", INDC/USA/-62"U".

B: Nuclear Data Sheets, 1973-75.

C: W.W.Bowman, K.W.MacMurdo, Radioactive-Decay Gammas, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 13, 89-292 /1974/.

D: F.F.Dyer, L.C.Bate, Radioactive Decay Gamma-Ray Spectra Compilation, RSIC Data Library Collection, DLC-19, 1973, RSIC,ORNL, Oak Ridge, Tenn., U.S.A.

E: R.Gunnink, J.B.Niday, R.P.Anderson, R.A.Meyer, Gamma-Ray Energies and Intensities, UCID-15439, IRL Univ. of California, Livermore, 1969.

F: J.Blachot, L.C.Carraz, P.Cavallini, C.Chauvin, A.Ferrieu, A.Moussa, J.inorg. nucl.Chem., 36, 495 /1974/.


The experimental standard deviations given here do not include a systematic 3% uncertainty in the measurement of the neutron flux. This additional uncertainty should be included when considering absolute fission yields.

for the short lived isotopes. Experiments of this type require spectrometer of high energy resolution even at high counting rates.

The mass-yield distribution from our experiments together with the mass-yield curve compilated by Meek and Rider [6] are plotted in Fig.4. A general agreement between our measured and the

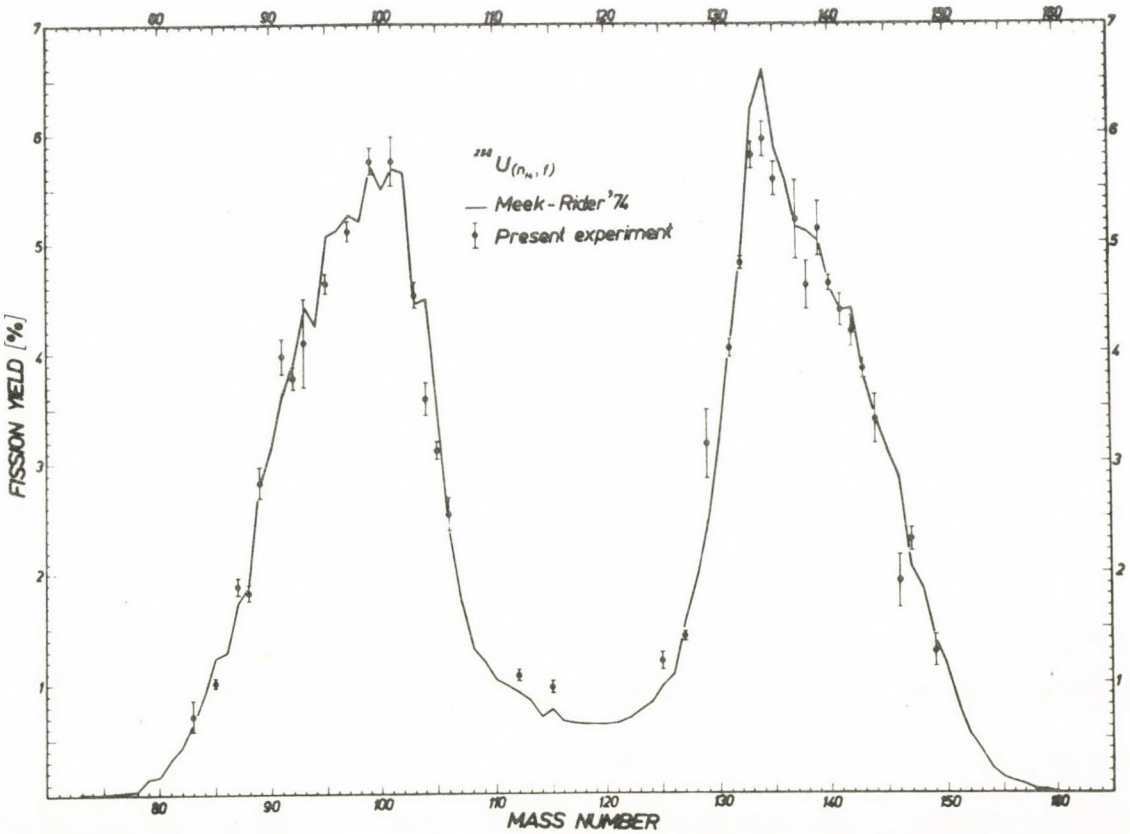



Fig.4. The mass-yield distribution from our experiments and from the compilation of Meek and Rider [6].

compilated data (based mainly on radiochemical techniques) may be seen, although there are some remarkable differences too. First, there is no fine structure in the peak regions. Second, the measured yields are systematically higher than the compilated ones in the valley region. Third, our experimental data show the mass-yield distribution to be more symmetric than the compilated curve does. This left-right symmetry is mostly pronounced if the measured points are reflected around the mass value of 117.3 as may be seen in Fig.5. The lines through the points were drawn as a guide to see the symmetry and the absolute values of their slopes are equal (from the wings to the valley 0.434, 0.236 and 0.734 % /amu). This feature can be explained by the assumption that the neutron emission curve is smoothed by multi-chance processes occuring in 14 MeV neutron induced fission.

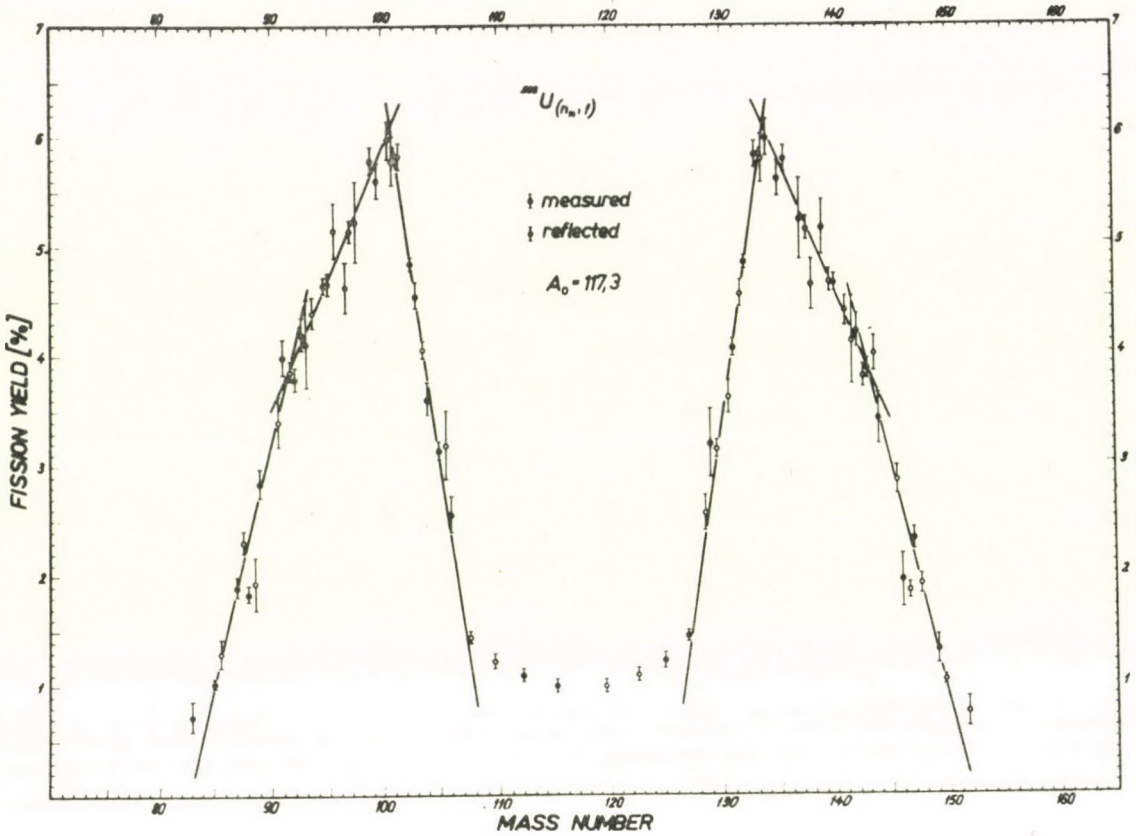



Fig.5. Mass-yield distribution with measured and reflected data of the present experiments.

It is interesting to note that our estimated center mass number (A =117.3±0.2) gives a value of 4.4±0.3 for the average number of neutrons emitted per fission. This is in good agreement with the direct measurements.

The measured and compilated [6] independent and fractional independent yields are summarized in Table III. The proposed method of the parent-daughter decay analysis for independent yield determination seems to be useful as it is indiceted by the fractional independent yields of $^{131m+g}Te$, $^{134m+g}I$ and $^{135m+g}Xe$. The method, however, has limitations: statistics, unknown interferences, isomeric states and their branching, half-lives, etc. This is the reason why the errors are too large sometimes. The discrepancy in the fractional independent yield of $^{131m+g}Te$ may be caused by nuclear data or unknown inpurities rather than statistics, but it may not be excluded that the most probable charge ($Z_p$) from the compilation is too high.

Table III. Measured and compilated independent yields for $^{238}U(n_{14},f)$ fission

| Nuclide | $E_\gamma$ /keV/ | Measured ind. yields /%/ T=29.25 h $N_f=5.41.10^9$ | Measured ind. yields /%/ T=5 m $N_f=3.92.10^8$ | Averaged independent yields /%/ | Fract. independ. yields /%/ Present measurements | Compilated Meek-Rider-1974 | Compilated Crouch 1975 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Tc-101 | 306.8 | | 0.268 0.577 | 0.268 0.577 | 4.5 9.7 | $8.86.10^{-4}$ | 0.03 |
| Te-131m | 149.8 | | | 0.181 0.036+ | | | |
| Te-131g | 149.8 | | 1.377 0.208 | 1.377 0.208 | | | |
| Te-131m+g | 149.8 | | 1.558 0.211 | 1.558 0.211 | 38.6 5.3 | 9.1 4.1 | 5.18 |
| I-134m+g | 847.0 | | 1.429 0.213 | | | | |
| I-134m+g | 884.1 | | 1.535 1.703 | 1.431 0.211 | 24.2 3.7 | 20.6 8.1 | 14.21 |
| Xe-135m+g | 249.7 | 0.299 0.106 | 0.319 0.078 | 0.312 0.063 | 5.6 1.2 | 6.6 3.0 | 2.32 |
| Cs-138g | 1435.7 | | 0.246 0.583 | 0.246 0.583 | 5.4 12.7 | 8.0 0.9 | 5.01 |
| La-140 | 487.0 | 0.046 0.050 | | 0.046 0.050 | 1.0 1.1 | 0.13 0.08 | 0.01 |

+ IY($^{131m}$Te) was calculated from the measured cumulative yields of the nuclides $^{131m}$Te and $^{131}$Sb; the branching ratio of the $^{131}$Sb was taken from the Meek-Rider compilation of 1974.

The experimental standard deviations given here do not include a systematic 3 % uncertainty in the measurement of the neutron flux.

Our warm thanks go to Professor J.Csikai for his helpful discussions and interest.

## References

[1] G.E.Gordon, J.W.Harvey, H.Nakahara, Nucleonics 24, № 12, 62 (1966).

[2] Nagy S., Sailer K., Daróczy S., Raics P., Nagy J., Germán E., Magyar Fizikai Folyóirat XXII, 323 (1974), in Hungarian.

[3] Kulcsár K., Nagy D. L., Pócs L., SIRIUS programrendszer, KFKI Programkönyvtár, Budapest, 1972, in Hungarian.

[4] Chart of the nuclides, Knolls Atomic Power Laboratory, Eleventh Edition - Revised to April 1972.

[5] S.Daróczy, E.Germán, P.Raics, S.Nagy, J.Csikai, Нейтронная физика, часть 3, 323, Обнинск, 1974, /Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г./, in English.

[6] M.E.Meek, B.F.Rider, Compilation of Fission Product Yields, NEDO-12154-1, Vallecitos Nuclear Center, 1974.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 331-333

# НЕЙТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Б.Е.Лещенко, Г.И.Применко, В.И.Стрижак
Киевский Университет, СССР

## I. Введение

В лаборатории ядерной физики Киевского Университета разработаны и изготовлены около 20 низковольтных ускорителей для промышленности и научно-исследовательских учреждений. Эти ускорители предназначены для работы в качестве источников быстрых нейтронов, а также могут быть использованы для различных целей в исследовательских лабораториях. Конструкции ускорителей и основные параметры различны, в зависимости от назначения. Большинство ускорителей представляет собой открытую установку лабораторного типа. Конструктивное исполнение, схемы питания, вакуумная система позволяют использовать их не только в качестве генератора нейтронов, но и для получения различных ионов с максимальной энергией 200 кэВ.

В большинстве ускорителей используется высокочастотный ионный источник с поперечным электрическим и продольным магнитным полями. Газ поступает в источник через палладиевый или механический натекатель из баллона, находящегося под высоким потенциалом. Охлаждение источника ионов и элементов системы питания осуществляется вентилятором. Ускорительные трубки секционированные расположенные горизонтально. Длина трубок около 40 см. Откачка вакуумного объема осуществляется паромасляным насосом.

Источники ускоряющего напряжения и питания ионного источника - высоковольтные установки обычно промышленного изготовления состоящие из высоковольтного выпрямителя и блока питания. Блок питания состоит из нескольких переходных трансформаторов, расположенных в масле, с изоляцией вторичной обмотки от первичной на 200 кВ.

Мишень изолирована от земли, что позволяет осуществлять постоянный контроль величины тока пучка на мишени в процессе работы. Охлаждение мишени водяное. Для больших токов используются вращающиеся мишени также охлаждаемые водой.

## 2. Особенности конструкций некоторых ускорителей

Один из ускорителей предназначен для получения больших потоков нейтронов (около $10^{11}$ нейтронов/сек). С этой целью используется короткая ускорительная трубка с одним ускоряющим зазором, изготовленная из плексигласа. Пучок попадает на вращающуюся мишень, которая охлаждается водой.

Этот же ускоритель может работать в импульсном режиме. Длительность импульсов несколько микросекунд. Частота следования импульсов регулируется. Для получения качественных импульсов осуществляется синхронная модуляция высокочастотного разряда и вытягивающего напряжения.

Импульсный ускоритель наносекундного диапазона обеспечивает в импульсе $10^{11}$ нейтронов/сек. Для получения коротких импульсов

используется система предварительного нарезания и клистронной группировки, расположенные до ускорения. Длительность импульсов на мишени меньше 1 нсек, частота следования 7 МГц. Фактор сжатия импульсов в процессе клистронной группировки около 40.

Ускорители закрытого типа работают в сжатом газе (7 атм., 75 % азота, 25 % углекислоты). Энергия ускоренных частиц может изменяться от 30 кэВ до 500 кэВ. Ускорение ионов изотопов водорода происходит в секционированной ускорительной трубке, к которой прикладывается высокое напряжение от высоковольтной установки - девятикаскадного выпрямителя. В зависимости от типа ионного источника ускорители обеспечивают ток ионов в диапазоне от $10^{-14}$ А до сотен микроампер. Откачка вакуумного объема производится магниторазрядным насосом. Рабочее давление в районе мишенной камеры - $5.10^{-7}$ - $5.10^{-6}$ мм рт.ст. На выходе ускорителя стоит магнитный сепаратор.

К качестве источника ионов, обеспечивающего пучок частиц с интенсивностью $10^{-14} \div 10^{-9}$ А, используется источник с накаленным катодом. Давление в разрядной камере ионного источника - $10^{-5}$ мм рт.ст. Интенсивность тока электронов регулируется с помощью специального электрода. Ток эмиссии катода поддерживается практически постоянным благодаря применению накального трансформатора с насыщающимся сердечником. Постоянное напряжение для питания ионного источника палучается путем выпрямления высокочастотного напряжения, которое подается к высоковольтному электроду ускорителя через емкостные колонны. Технические параметры источника ионов: ток пучка - $10^{-9} \div 10^{-14}$ А, состав ионов 20% $H_3^+$, 30% $H_2^+$, 50% $H_1^+$, разброс частиц по энергиям - 300 эВ, рабочее давление - $(2 \div 5).10^{-5}$ мм рт.ст.

В качестве источника ионов, обеспечивающего пучок частиц с интенсивностью несколько сотен мкА, используется источник высокочастотного типа. Высокочастотный генератор, возбуждающий в/ч разряд в газоразрядной колбе источника, установлен на заземленной плите ускорителя. Высокочастотная энергия к ионному источнику, который находится на высоковольтном конце ускорителя, передается через емкостные колонны, которые совместно с контурами в/ч генератора и ионного источника образуют полосовой фильтр.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 335-348

# NUCLEAR DATA FOR FUSION REACTORS

S.M. QAIM, R. WÖLFLE AND G. STÖCKLIN

Institut für Chemie der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Institut 1: Nuklearchemie
5170 Jülich, FRG

Nuclear data needs for fusion reactor design are described and the present status of nuclear data is discussed. Special attention is paid to the neutron data for first wall and blanket constituent materials. The areas needing extensive measurements are briefly outlined.

## Introduction

Even though the plasma physical feasibility of controlled fusion power has as yet not been demonstrated, joint effort is already needed since the anticipated technological problems are considerably greater than those which have been encountered in fission reactor technology. In this paper we consider just one aspect of the diverse problems and discuss the needs and status of nuclear data, a partial report on which has already been given [1].

Although several thermonuclear reactions are of potential interest (cf. ref. [2]), in view of the tremendous plasma physical difficulties at present only the fusion of deuterium and tritium appears to be the most promising. As is well known this reaction gives rise to 3.5 MeV α-particles and 14 MeV neutrons. In addition, electromagnetic radiation and particles (neutrals as well as ions) with kinetic energies up to the keV range will leave the plasma zone. Due to the high neutron and particle flux densities the first wall separating the vacuum zone around the confined plasma from the blanket would receive a heavy energy load. The fast neutrons reaching the Li-blanket will lose their energy and produce new tritium from Li (breeding). The generated heat would be removed and eventually converted into electrical energy. It is thus evident that a vast variety of both neutron and non-neutron data are needed for design calculations.

## Nuclear Data Needs

### Non-neutron data

The type of non-neutron data needed for various applications [3] are given in Table 1. The data on half-lives and decay schemes of radionuclides are needed for calculations on nuclear heating, induced activity and radiation shielding. Information on photonuclear reactions is also needed for induced activity and radiation shielding calculations. Data on charged particle induced reactions, especially the fusion of light nuclei, are needed primarily for applications in fuel-cycle calculations. As mentioned above, at present only the $T(d,\alpha)n$ reaction appears to constitute the most probable candidate for the initial phases of fusion power. Its cross section has been measured by several groups, a mean plot of the results [4] over the energy range of 10 keV to 1 MeV is shown in Fig. 1. Due to the experimental difficulties the cross section has not been measured below 10 keV.

Table 1.

Non-neutron nuclear data requirements for fusion reactor design applications

| Area of Application | Nuclear Data | | | |
|---|---|---|---|---|
| | Charged particle | Photo-nuclear | Half-life | Decay scheme |
| Fuel cycle | x | | | |
| Nuclear heating | | | x | x |
| Induced activity | | x | x | x |
| Radiation shielding | x | x | x | x |

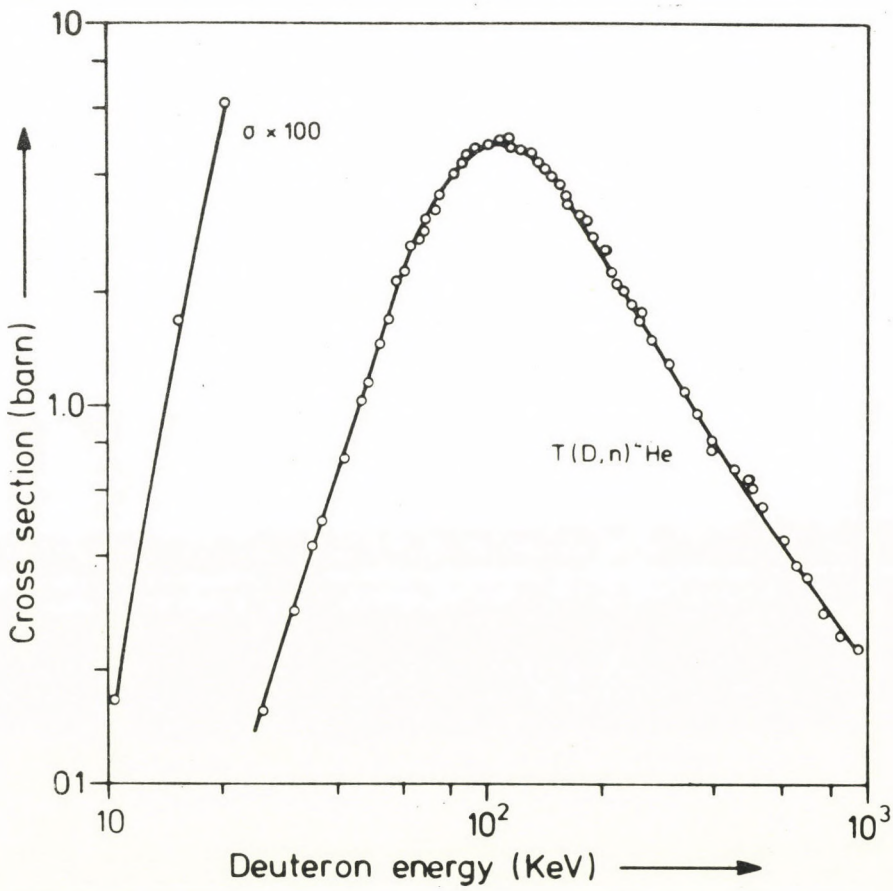



Fig.1. Excitation functions for the thermonuclear reaction $T(d,n)^4He$

## Neutron data

The neutron data needs for design applications are extensive and comparable to, or even more than, those for fast fission reactors, nuclear weapons and accelerator programmes. The shape of the anticipated neutron spectrum [5] at the first wall is shown in Fig. 2.

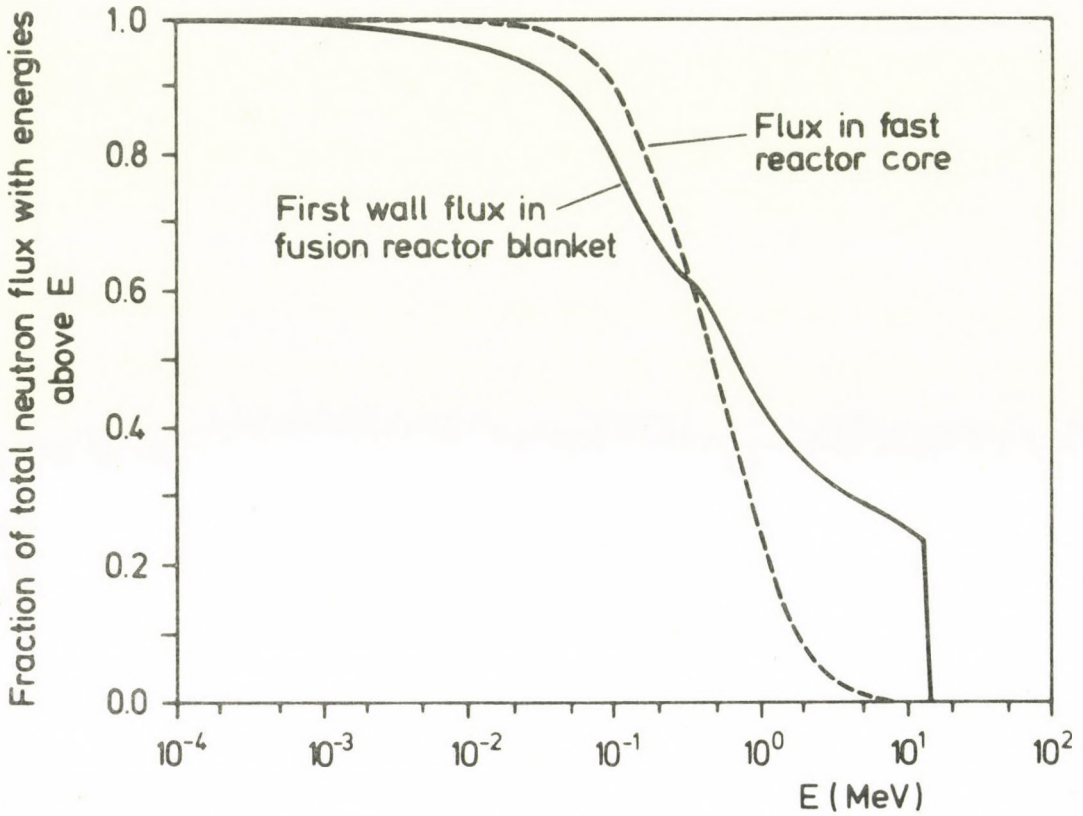



Fig. 2 . Anticipated first wall neutron spectrum in FR blanket

The spectrum is much harder than that in the core of a fast reactor, which is also shown for comparison. The total neutron flux in the region of the first wall will be around $2.8 \times 10^{15}$ $cm^{-2}$ $sec^{-1}$. As a result of back-scattering from the coolant some 75 % of the neutron flux lies below the 14 MeV peak. The large volume of the blanket material softens the spectrum further. In addition to the elastic and inelastic scattering, therefore, many more types of neutron induced nuclear reactions will occur than in the case of fission reactor neutrons. The relative contributions of the major nuclear reactions at 14 MeV for elements with A> 40 have already been roughly sketched out [6]. It is worth pointing out that whereas in the lighter nuclei charged particle and neutron emission compete with each other, in the heavier mass region neutron emission is by far the most dominating process; (n, charged particle) reactions in the medium and heavy mass regions are therefore difficult to investigate.

Measurement of their cross sections, however, is of great importance since these reactions lead to the accumulation of hydrogen and helium gas which causes void formation, radiation damage etc.

The nuclear reactions and nuclear decay also give rise to transmutation products. Thus, for example, it has been estimated [5] that if niobium were to be used as firts wall material, in 20 years about 23 % Nb will be transmuted to various stable and long-lived isotopes of Zr and Mo.

A summary of the neutron data needed for various applications [3] is given in Table 2.

Table 2

**Neutron data requirements for fusion reactor design applications**

| Area of Application | Neutron Data | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Elastic scattering | Inelastic scattering | n, | nn' n'x + | n,2n | n,p | n,d | n,t | n, | n,n'x |
| Tritium production and breeding | x | x | | | x | | | x | | |
| Nuclear heating | x | x | x | x | x | x | x | x | x | x |
| Radiation damage | x | x | | | x | x | x | | x | x |
| Radiation shielding | x | x | x | x | x | | | | | |

Information on the elastic and inelastic scattering is very essential. For tritium production and breeding, (n,2n) and (n,t) reactions are most important whereas for nuclear heating and radiation demage, information on the emission of charged particles is also needed. For radiation shielding accurate knowledge of the emitted neutrons and γ-rays is necessary.

In some fusion reactor design studies hybrid concepts have also been proposed (cf. e.g. [7]). These concepts refer to those schemes in which the fusion neutrons are used to: (i) produce fissile material for subsequent use in fission reactions, (ii) burn fertile and fissile material **in situ**, or (iii) transmute massive loadings of long-lived radioactive wastes (like $^{137}Cs$, the actinides) into short-lived radioactive wastes and stable isotopes [8]. These applications will require additional nonelastic, fission, absorption and microscopic cross-section data on the fertile and fissile

materials, especially at 14 MeV.

## Status of Nuclear Data

In many cases the existing half-life and decay scheme data are accurate enough for present stage of calculations but in some cases further measurements are needed. Information available on the photonuclear reactions, however, is small and extensive studies are necessary. The accuracy of the $T(d,\alpha)n$ cross section over the energy range of 20 keV to several hundred keV is adequate [4] for the present stage of design calculations. An evaluation of the data, however, is highly desirable. Cross-section data for several other thermonuclear reactions of potential interest have also been reported [9] with adequate accuracies.

We discuss below the status of the neutron data for the first wall and blanket constituent materials individually.

### Data for wall materials

As discussed above the first wall will have to withstand tremendous load. In view of the expected high temperature ($1000^{\circ}C$), high incident particle flux density ($10^{16}$ energetic ions $cm^{-2}sec^{-1}$) and the corrosive nature of the blanket material, possibly lithium, only a few metals and alloys like V, Ti, Ni, Nb, Mo, W, stainless steel etc. appear to be suitable as first wall materials. A discussion of the desired properties of the wall materials has already been given [1].

In the vicinity of the first wall the contribution of fast neutrons is very high. The cross-section data with $E_n \geq 10$ MeV are therefore of prime importance. The cross-section data at 14 MeV are abundant, although by no means complete, and many systematic trends have been analyzed. Some data between 13 and 15 MeV have also been reported.

Among the fast neutron data the total cross sections are the most well measured. Although there are some exceptions, on the average the inconsistency [10] in the values does not exceed 1 %. The situation is quite different in the case of elastic scattering data. Because of experimental difficulties (poor energy resolution, background, incomplete knowledge of the energy dependence of the neutron detection efficiency), relatively few measurements have been carried out at 14 MeV. In many cases, however, the elastic scattering cross section can be derived by subtracting the non-elastic from the total cross section. The non-elastic cross-section data at 14 MeV are rather extensive and some phenomenological expressions [11,12] have been developed which predict unknown cross

sections. As far as nuclear reactions induced by 14 MeV neutrons are concerned, most extensive investigations have been carried out in the case of (n,2n), (n,p) and (n,α) reactions. Many systematic trends in the cross-section data have been analyzed (cf. ref. [6]) which allow predictions of unknown cross sections with errors of 20 to 30 %. There is, however, need of investigating these reactions by the spectrum method since information on the energy and angular distributions of the emitted particles is also required. The data on (n, n'γ) reactions are not enough. In the case of (n,γ) reactions at 14 MeV the results of activation and spectrum methods show large discrepancies, although recent activation measurements with improved methods tend to eliminate many of the discrepancies. The low-yield reactions like (n,$^3$He), (n,2p) etc. are of little significance for the fusion programme.

The (n,n'x) type reactions, e.g. (n,n'p) and (n,n'α), have been so far almost completely neglected. First results on the systematics of such reactions reported by us [1,13] are shown in Fig. 3.

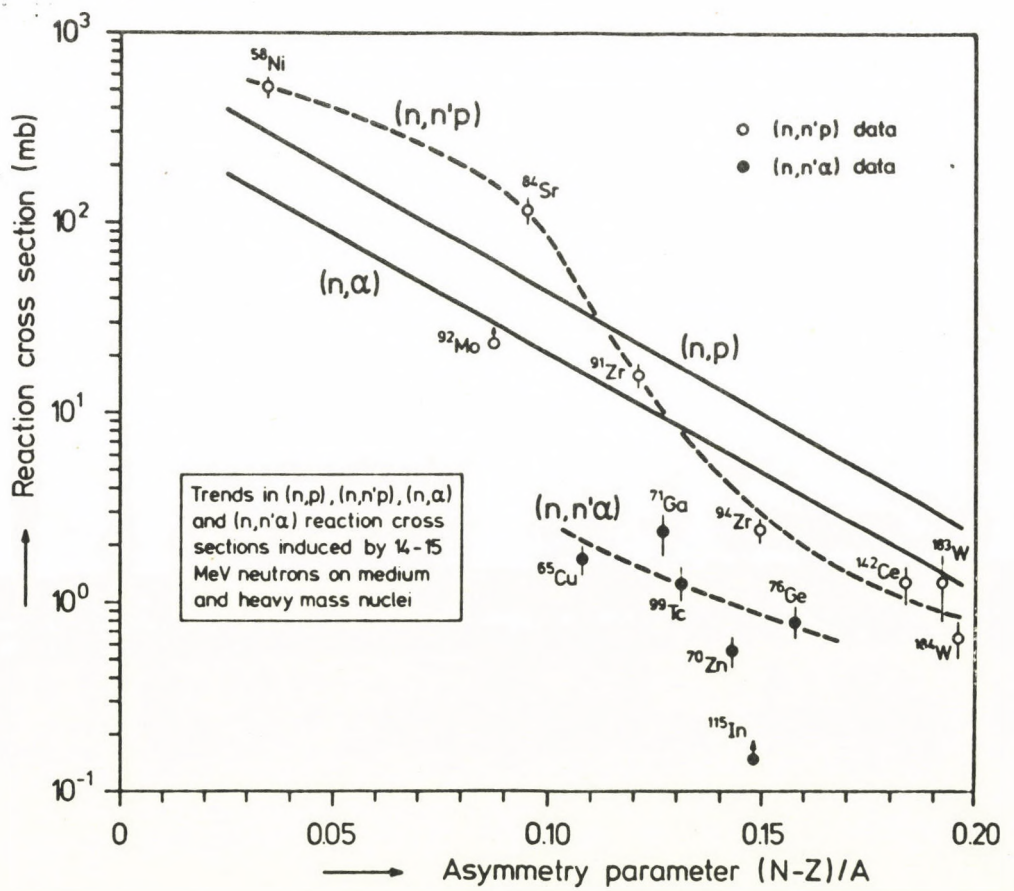



Fig.3. Trends in (n,p), (n,n'p), (n,α) and (n,n'α) reaction cross sections induced by 14-15 MeV neutrons on medium and heavy mass nuclei

The trends for the (n,p) and (n,α) reaction cross sections are also shown for comparison and are based on a large number of data points. In the case of (n,n'p) and (n,n'α) reaction cross sections, as yet no definite correlations are discernible, partly because the data are too meagre and partly because they involve the evaporation of two nucleons which is not a simple phenomenon. It is, however, evident that in many cases the (n,n'p) and (n,n'α) reaction cross sections are comparable to those of the corresponding (n,p) and (n,α) reactions and hence radiation damage and nuclear heating calculations their contributions must be taken into account. Further extensive studies on these reactions are essential. The secondary γ-rays are also of great significance but the available information is scanty. It is important to determine their contribution since this information is invariably needed for radiation shielding and nuclear heating calculations.

A further area which has not been investigated in detail so far deals with cross-section measurements for nuclear reactions on the expected stable and long-lived radioactive transmuted species. We have carried out cross-section measurements [13,14] on a series of enriched stable isotopes of Zr and Mo as well as on radioactive $^{99}$Tc, all of which are expected to be formed as transmutation products in the first wall, if Mo or Nb are the materials chosen. The results [13] are shown in Fig.4.

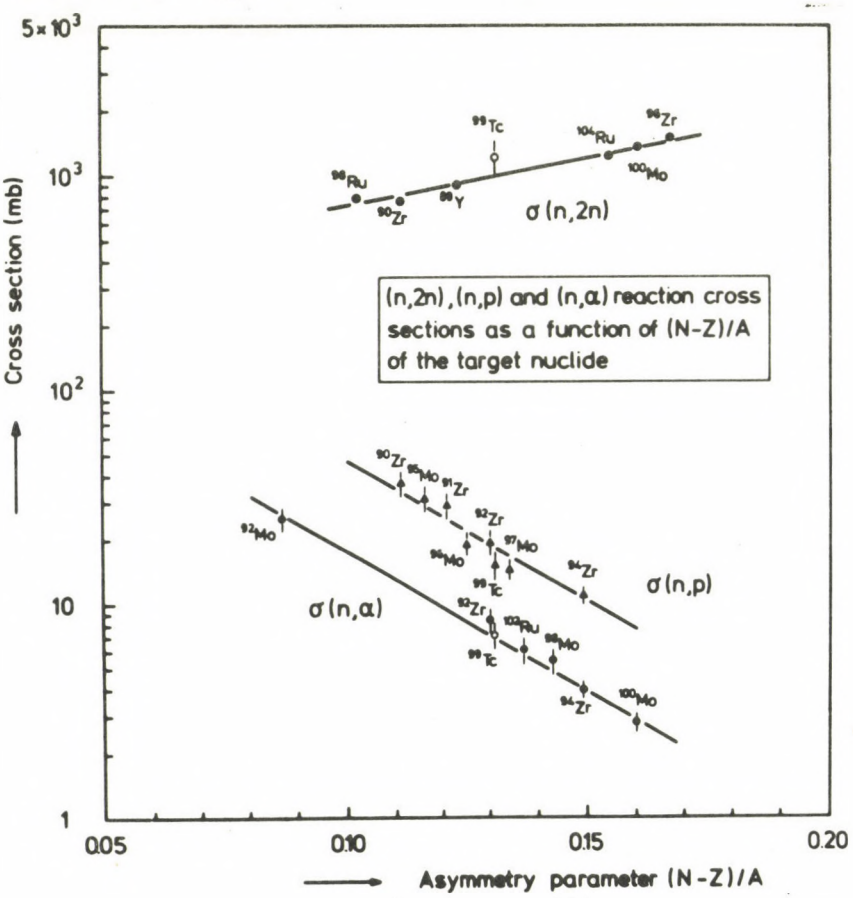



Fig.4. 14 MeV neutron induced reaction cross-section data on some expected stable and radioactive transmuted species

The data for the radioactive target nucleus follow the same trends as for the stable isotopes. The given trends can therefore be used for predicting cross sections of reactions on other radioactive target nuclei (not too far from $\beta^-$-stability line) in the limited mass region of A = 90 to 105. Such investigations are needed in other mass regions.

In contrast to the cross-section information available at 13-15 MeV, the data for $E_n$ = 6 to 12 MeV are extremely scarce, mainly because monoenergetic neutron sources in this energy range are not available. The need for measurements using time-of-flight or similar techniques is imminent.

In recent years many codes have been developed (cf. ref. [15]) for calculating cross sections over the energy range extending from thermal to about 20 MeV. Most of these codes are based on the statistical model, incorporating in some cases precompound nucleus and direct effects, and are often quite successful in reproducing experimental cross-section values for the well investigated reactions. The use of these codes for calculating data for (n, n'x) type reactions and for all the reactions in the not well explored energy regions, however, should be taken with caution since as yet the experimental verification is lacking.

## Data for blanket constituents

The blanket is expected to have two major functions: (i) to convert the high kinetic energy of the neutrons into heat and, (ii) to breed tritium. Most of the recently developed CTR-concepts are based upon a D,T burner and aim at self-breeding of tritium via (n,t) reactions on the constituents of the blanket. A systematic study of (n,t) reactions in our Institute has revealed [16] that at 14 MeV only the lightest elements like $^{6,7}$Li, $^{9}$Be, $^{10,11}$B etc. show cross sections which could be of significance for tritium breeding. Since the neutron spectrum in the blanket will extend from 14 MeV to thermal energies, information on the (n,t) cross sections over the whole energy region is of interest. In this energy interval only Li appears to have high (n,t) cross sections [17]. The excitation functions for the (n,t) reactions on $^{6}$Li and $^{7}$Li are shown in Fig. 5. Thus for tritium breeding only Li and its compounds can be employed as blanket materials. Li is favoured but recently some refractory materials like $LiAlO_2$ have also started gaining attention. In addition to the breeding medium the blanket will, in general, also consist of structural material, coolant and neutron moderator. Thus, some neutrons will be lost via parasitic absorption. In order to compensate for this loss of neutrons some Be, which has a rather high (n,2n) cross section, will have to be added. The final choice of the blanket and structural materials will depend greatly on tritium handling problems.

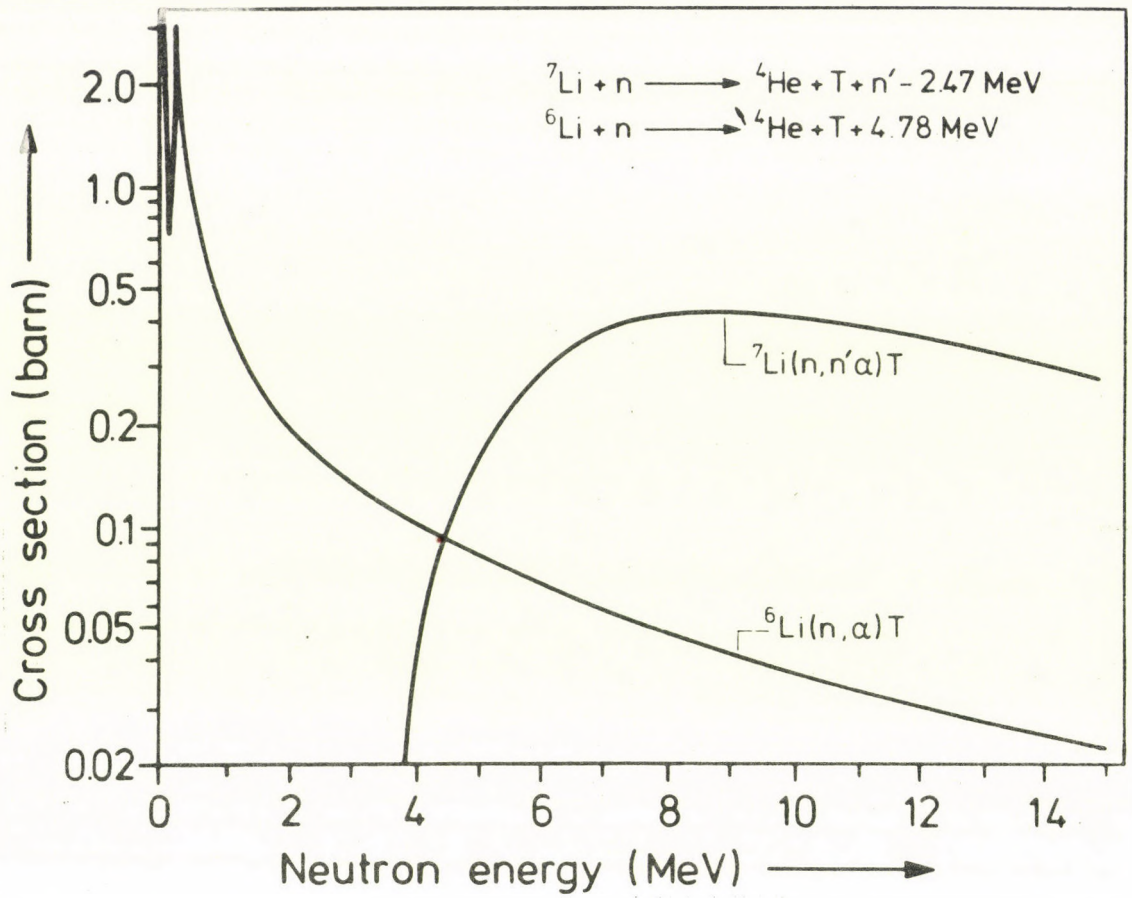



Fig.5. Excitation functions of (n,t) reactions on $^6Li$ and $^7Li$. $\sigma^6Li(n,\alpha)T$ for $E_n \leq 10$ keV follows the 1/v law; for 2200 metres/sec neutrons $\sigma$= 948 barns

As far as nuclear data for blanket materials are concerned, the most important nuclear reactions are those which produce tritons from $^6Li$ and $^7Li$ over the neutron energy range from thermal or threshold to 14 MeV. Cross-section sensitivity studies of tritium breeding in current fusion reactor blanket systems [18,19] indicate that the $^6Li(n,\alpha)T$ cross-section data are known with adequate accuracy [20]. Two recent accurate measurements [21,22] over the neutron energy range of 0.1 to 10 MeV supplement the existing information. Uncertainties in the cross section and secondary neutron energy distribution of the $^7Li(n,n'\alpha)T$ reaction lead to uncertainties up to about 7 % in the tritium breeding ratio. A re-evaluation of the data above 10 MeV and some additional measurements are therefore needed [3].

Four areas which deserve further investigations are: (a) fast-neutron induced reactions on $^6Li$ and $^7Li$ which compete with the (n,t) reactions, (b) nuclear data for constituents of the blanket other than Li, (c) experimental check of the calculated neutron spectra, and (d) space dependent tritium breeding rates in a model blanket. We discuss below these topics briefly.

The competition between the tritium producing and non-tritium producing reactions on $^{6}Li$ and $^{7}Li$ is serious in the MeV region. As can be seen in Fig. 6., cross sections for many of the non-tritium producing reactions have been studied. Further investigations, however, are necessary.

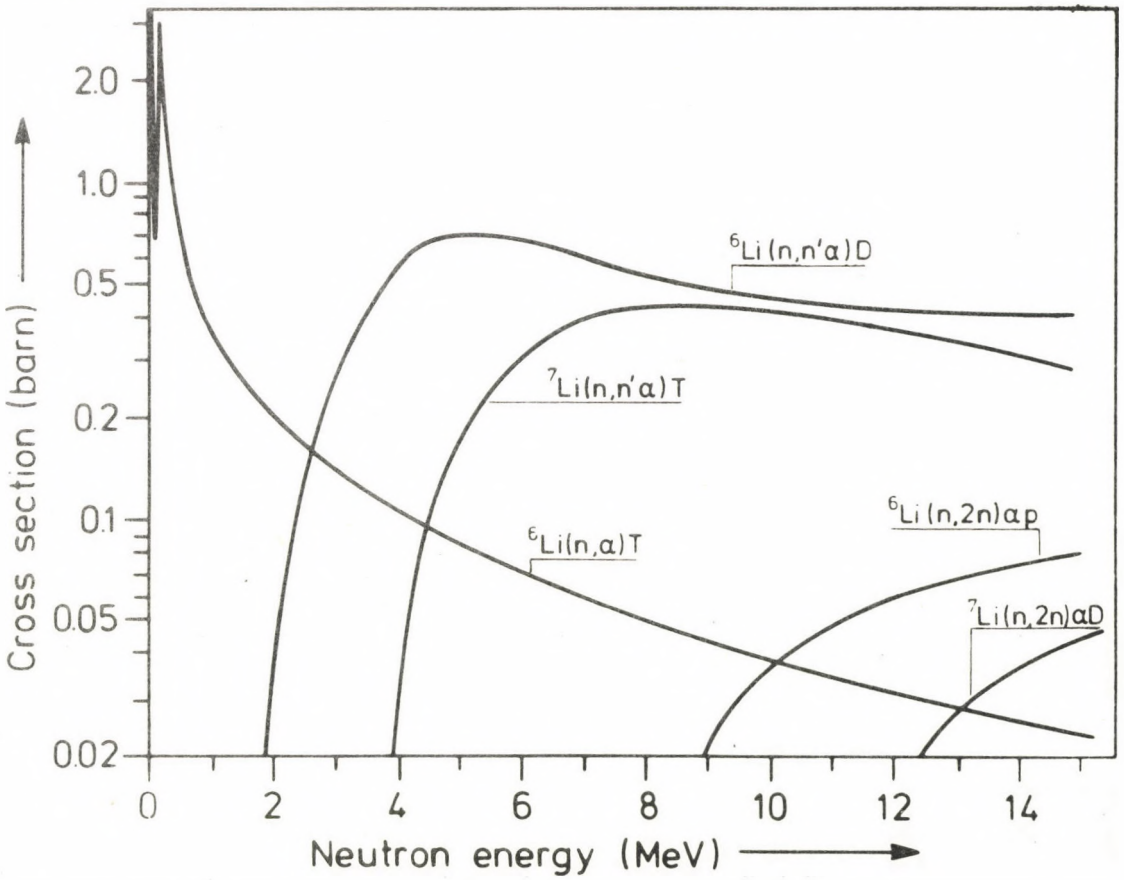



Fig.6. Excitation functions of some competing reactions on $^{6}Li$ and $^{7}Li$

The data on the elastic and inelastic scattering of neutrons as well as cross sections for all the possible reactions on the constituents of the blanket other than Li, such as Be, C, O, F, Al, Si etc., have not been measured over the entire neutron energy range of 1 to 14 MeV. The data are required for calculations mainly on the neutron economy which is an important input parameter in tritium breeding calculations. Thus, for example, uncertainties in the cross section and secondary neutron energy distribution of $^{9}Be(n,2n)2\alpha$ reaction can introduce uncertainties on the order of several per cent in the tritium-breeding ratio. Additional measurements are therefore required.

The neutron flux distribution in a model blanket can be calculated using one and two-dimensional transport codes as well as three dimensional Monte Carlo codes. However, only

a few measurements [23] on the experimental check of the calculated spectra have been carried out. Further investigations are necessary.

The space dependent tritium breeding rate in a model blanket has been investigated at Jülich. Li pellets were irradiated in a model fusion reactor blanket [24] and tritium produced in each sample was separated radiochemically [1,23] and counted in a proportional gas counter. The results are shown in Fig. 7.

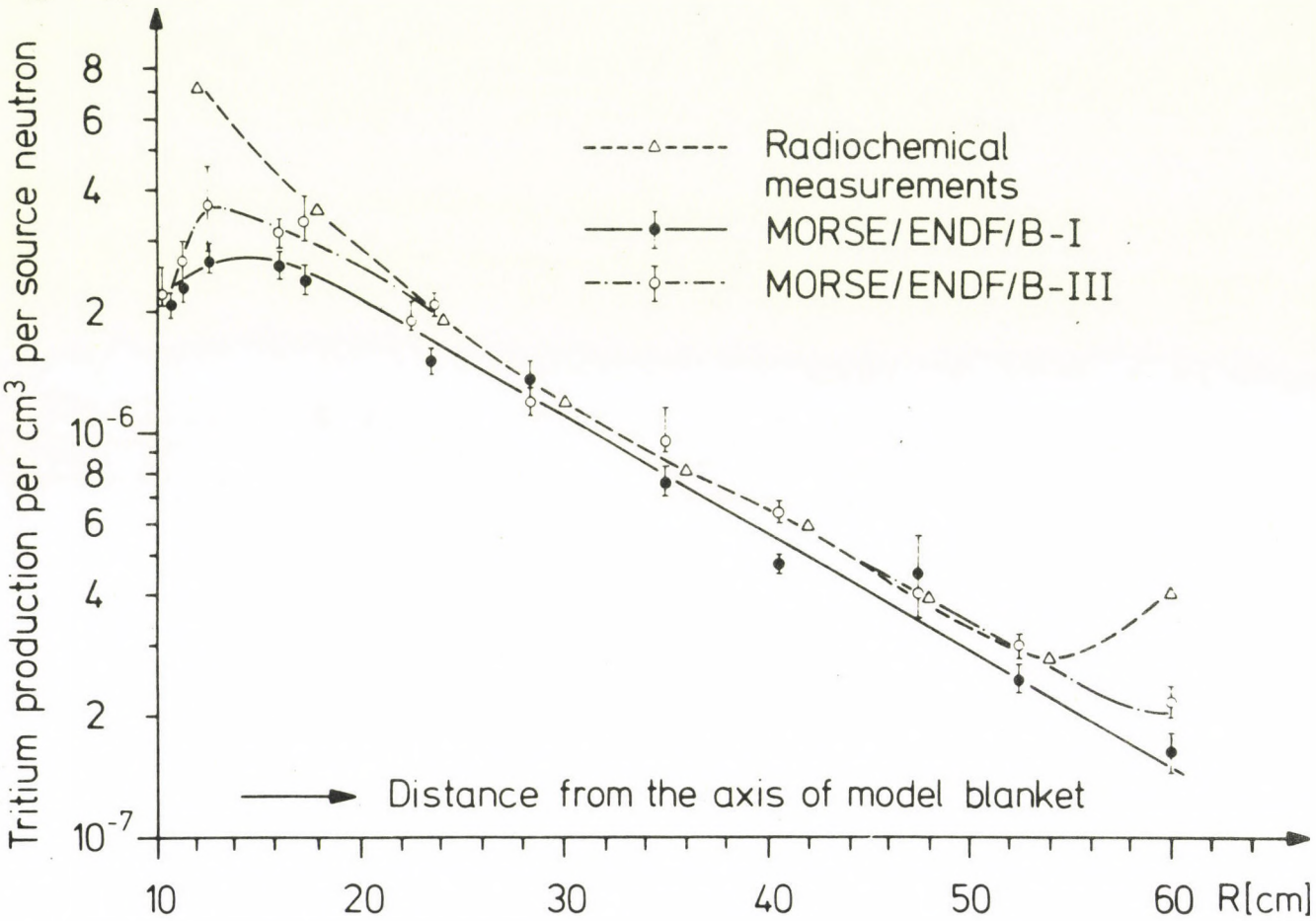



Fig.7. Experimental and computational results on the space-dependent tritium production rate in a model Li blanket

For comparison the results of a three dimensional Monte Carlo calculation MORSE using nuclear data from ENDF/B-I and ENDF/B-III are also given. The agreement between the experimental and computational results is fairly good in the central part of the blanket; at the periphery, however, considerable deviations were observed. Near the neutron source the disagreement is probably due to the deficiency in the calculations. Recent calculations [25] based on the "track-length" Monte Carlo method, which takes into account the anisotropy of the source neutrons, tend to confirm this. On the outer part of the blanket the disagreement between experiment and calculations is possibly due to the presence

of thermal and epithermal neutrons which are back-scattered from the concrete walls of the room. The effect of these extra neutrons is not taken into account in the calculations. Further measurements using model blankets with graphite moderator as well as beryllium neutron multiplier are desirable.

## Conclusions

Nuclear data needs for fusion technology are extensive. Both neutron and non-neutron data are required. At the present stage of planning in many cases the existing data meet the needed accuracy. An evaluation of those data, however, is desired. The information available on the (n,n'x) reactions as well as on the emission of secondary $\gamma$-rays is rather meagre and further studies are essential. The cross-section data in the neutron energy range of 6 to 12 MeV are very scanty and need extensive measurements. Theoretical and experimental work on the neutron spectra in various types of model blankets is also necessary.

## References


[ 1] S.M.Qaim, R.Wölfle and G.Stöcklin, J.Radioanalyt.Chem. 30 (1976) 35.

[ 2] J.Rand McNally, Jr., Proc.Conf.Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 1975, NBS Special Publication 425 (1975) p.683.

[ 3] D.Steiner, Proc.Conf.Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 1975, NBS Special Publication 425 (1975) p.646.

[ 4] L.Stewart and G.M.Hale, "The T(d,n)$^4$He and T(t,2n)$^4$He Cross Sections at Low Energies", USNDC-CTR-2, 1974.

[ 5] S.Blow, "Transmutation, Activity, and After-Heat in a Fusion Reactor Blanket", UK AERE-R 6581, 1971.

[ 6] S.M.Qaim, Proc.Conf.Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 1975, NBS Special Publication 425 (1975) p.664.

[ 7] W.C.Wolkenhauer, B.R.Leonard, Jr.,A.M.Sutey and R.W.Moir, Proc. 1st Topical Conf. on Fusion Technology, San Diego, USA, 1974, CONF-740402-P1, p.238.

[ 8] B.F.Gore and B.R.Leonard, Jr., Nucl.Sci. and Eng. 53 (1974) 319.

[ 9] C.R.McClenahan, Ph.D. Thesis, ANL-8088 (Physics-Nuclear), 1974.

[10] J.Csikai, Atomic Energy Review 11 (1973) 415.

[11] A.Lindner, Z.Physik 171 (1963) 379.

[12] I.Angeli and J.Csikai, Nucl.Phys. A170 (1971) 577.

[13] S.M.Qaim and G.Stöcklin, Proc. 8th Symposium on Fusion Technology, Noordwijkerhout, The Netherlands, 1974, EUR 5182e, p.939.

[14] S.M.Qaim, J.Inorg.Nucl.Chem. 35 (1973) 3669.

[15] D.G.Gardner, Proc.Conf.Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 1975, NBS Special Publication 425 (1975) p.651.

[16] S.M.Qaim and G.Stöcklin, J.Inorg.Nucl.Chem. 35 (1973) 19.

[17] CINDA 75, An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data (IAEA, Vienna, 1975).

[18] D.Steiner and M.Tobias, Nuclear Fusion 14 (1974) 153.

[19] D.E.Bartine, R.G.Alsmiller, Jr., E.M. Oblow and F.R. Mynatt, Nucl.Sci. and Eng. 53 (1974) 304.

[20] L.Stewart in "The Status of Neutron-Induced Nuclear Data for Controlled Thermonuclear Research Applications: Critical Reviews of Current Evaluations", compiled by D.Steiner, USNDC-CTR-1, 1974, p.11.

[21] W.P.Poenitz, Z.Physik 268 (1974) 359.

[22] C.Murray Bartle, Proc.Conf.Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 1975, NBS Special Publication 425 (1975) p.688.

[23] P.Cloth, D.Filges, H.Geiser, R.Herzing, G.Stöcklin and R.Wölfle, Proc. 8th Symposium on Fusion Technology, Noordwijkerhout, The Netherlands, 1974, EUR 5182e, p.777.

[24] P.Cloth, D.Filges, K.H.Hammelmann and N.Kirch, Nucl. Instr.Methods 124 (1975) 305.

[25] D.Filges, P.Cloth, R.Herzing, N.Kirch, L.Kuypers, Proc. of Reaktortagung des DAtF, Nürnberg, FRG. 1974, p.252.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 349-354

# MONOENERGETIC POLARIZED NEUTRON SOURCE AND ITS USE IN SOME POLARIZATION EXPERIMENTS

J. VINCOUR, P. BÉM, J. MAREŠ AND V. PRESPERIN
Nuclear Physics Institute of Czech. Acad. Sci., Řež near Prague
Czechoslovakia

A source of polarized neutrons is briefly described. Neutrons were produced in the $T(d,n)^4He$ reaction by 150 keV deuterons from the conventional polarized deuteron source. A deuteron beam of 2 μA on the target have been obtained. A neutron polarization of $P_n \sim 0.4$ is expected, the vector polarization of deuterons being $P_3 = 0.4$. The applicability of this neutron source in measurements of some parameters of (n,p) and (n,d) elastic scattering is discussed.

The measurement of polarization effects in nucleon-nucleon and nucleon-deuteron interactions is an efficient experimental method to study the spin dependence of the nuclear forces. The polarized particle beams and polarized targets make it easy to carry out these experiments and to perform measurements of parameters, which are not feasible with unpolarized particles. The development of polarized proton target, described elsewhere[1],is one aspect of continuous program on instrumentation which provides the base essential to our program of experimental study of the few-nucleon systems. Another aspect appears to be the preparation of polarized fast neutron beam. The aim of the present paper is to describe some details of the developed source of polarized neutrons, and of the relevant experimental techniques as well.

Polarized fast neutron beams can be produced in a number of nuclear reactions[2]. The method which uses polarized deuterons from an atomic beam source and $T(d,n)^4He$ reaction in order to provide polarized neutrons was first applied by Seiler [3]. The application of this method using vector and tensor polarized neutrons was analyzed by Ohlsen[4]. The production of polarized neutrons in the transfer reaction $T(\vec{d},n)^4He$ has some advantages in comparison with a production in reactions with unpolarized particles:

1) the $T(d,n)^4He$ reaction has a large total cross section,

2) transfer reactions ensure a large neutron polarization,

3) in the transfer reaction the spin reversal can be accomplished at the ion source, thereby eliminating the expensive magnet or solenoid and, of course, permitting closer target-to-scatterer distances,

4) a well collimated neutron beam of a known flux and a decreased background may be obtained, when the associated particle method is also applied.

The polarized ion source developed originally for the cyclotron of Nuclear Physics Institute[5]became the principal part of the neutron source described. This source is based on the well known atomic beam method and it is shown in Fig. 1. The equipment consists of these essential parts:

1) a dissociator, to produce atoms,

2) a Laval nozzle, to form the atomic beam,

3) a magnet, to separate the atomic states in static magnetic field,

4) a radiofrequency transition unit, to interchange the populations of the atomic states,

5) an ionizer, to produce ions from the separated atomic beam, and

6) a pumping system.

In a capacity type dissociator (20 MHz, 300 W oscillator) the atomic deuterium is produced in a gas discharge. The atoms are formed into a beam by a Laval nozzle and pass into an inhomogeneous magnetic field. The energy levels of deuterium atom in magnetic field are shown in Fig. 2. For deuterium there are six hyperfine states. After the passage of the atoms through the strong magnetic field, states 1, 2 and 3 are selected and the atomic beam becomes fully polarized with respect to the electron spin. By a radiofrequency transition the population of nuclear states can be varied. To enhance the polarization we induce magnetic dipole transitions between hyperfine states 1→4 in a weak magnetic field (10 G and 10 MHz frequency of the oscillator). Thus, we obtain a deuteron beam having pure vector polarization, the measured value of which is $P_3=0.4\pm0.02$. The ionization is performed in a strong uniform magnetic field of 600 G, with an efficiency of about $2.10^{-3}$. Low pressures in the vacuum system, under the condition of a high gas flow, are achieved by large capacity pumps and a differential pumping sequence.

The described polarized ion source together with the acceleration tube, the mass separating magnet and the target chamber form our source of polarized neutrons. The energy of polarized ion beam impinging on the target is 150 keV. The target potential is about -100 kV relative to the accelerator tube. The mass separating magnet ensures that only the deuterium atomic ions strike on the target. Commercial tritium target is used, placed in a metallic box having the same potential as the target. All target assambly is permanently cooled. Thus, the target is screened from the deposit of oil vapours and is not loaded by other ions. The target chamber is evacuated by a mercury pump. With the deuteron beam (the ion current of 2 μA on the target, the energy of 150 keV and the vector polarization of 40 %)we hope to obtain a 14 MeV neutron beam of $10^7$ n/sec. sr and a 40 % polarization at the angle of 90 degrees with respect to the ion beam.

The polarization experiments, especially with neutrons, put very high requirements on the methodology of the measurement and the reliability of the electronic instruments. To determine the neutron beam parameters we have developed a method of measurement of the neutron beam energy and polarization, the method of precise neutron flux monitoring and the detection of scattered neutrons.

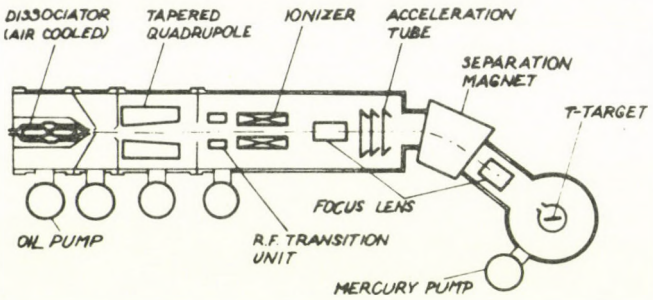



Fig. 1.

Schematic diagram of the polarized neutron source

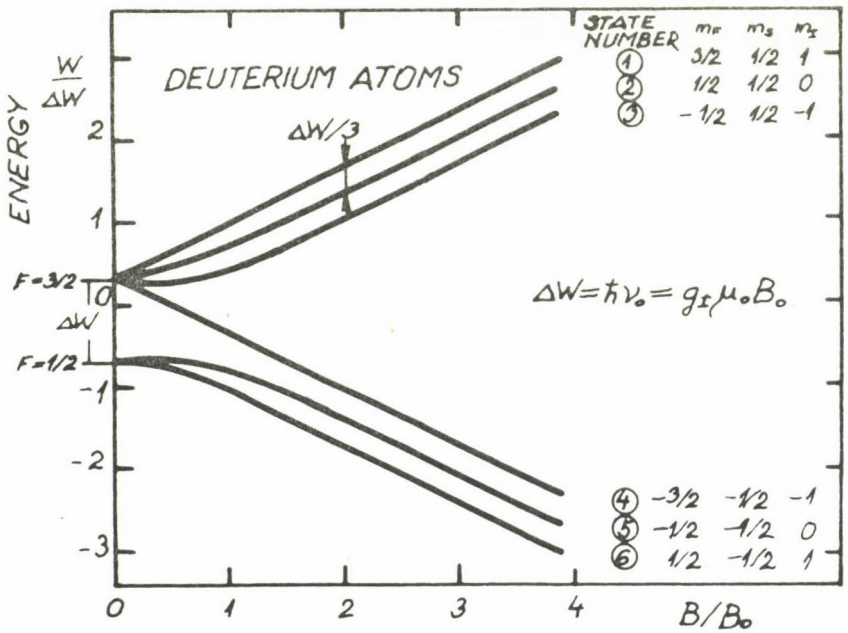



Fig. 2.

Breit-Rabi diagram for deuterium $2S_{1/2}$ or $1S_{1/2}$ atoms (in units of 117 gauss).

For the precision of neutron-energy measurements a silicon semiconductor detector was used. Neutron energy was determined by the most energetic alpha particles from the $^{28}Si(n,\alpha)$ $^{25}Mg$ reaction.

For monitoring the neutron flux two types of monitors were developed [6].

The first one was based on a scintillation counter with a stilbene crystal. The relative measurement of the neutron flux was performed by counting the recoil protons from the (n,p)-scattering in a stilbene crystal. For a higher accuracy of monitoring the n-$\gamma$ discriminator and the gain stabilizer were used. The second type of monitor employed a silicon surface barrier detector to count the charged particles produced in the interactions of neutrons with the silicon nuclei of the detector. Both monitors enable the measurement of the realtive neutron flux with an accuracy of 0.1 %.

The relative and absolute flux of neutrons produced in the $T(d,n)^4He$ reaction with 150 keV deuteron energy was determined precisely by counting the alpha particles.

Up till now, the measurement of the left-right asymmetry in n-$^4$He elastic scattering has served as a polarization analyzer. At present, we are testing the carbon analyzer; ten times higher efficiency ($3.10^{-6}$) is expected.

To measure the energy and angular distribution of protons and deuterons from (n,p) and (n,d)-elastic scattering accurately we employed the counter telescope with particle identification system and fast-slow coincidence. This telescope consists of one thick and two thin solid-state Si-detectors.

With polarized neutrons produced by atomic beam source and the $T(d,n)^4He$ reaction we intend to measure some n-p and mainly n-d elastic scattering parameters. More accurate data from n-p scattering such as angular distribution and polarization are necessary to obtain the coupling parameters and phase shifts. Such data make it possible to eliminate the still existing ambiguities of analysis. In the near future, we would like to measure the parameters of neutron-deuteron intereaction, which are not known with sufficient precision. The accurate data would be very helpful for a theoretical approach to the three-nucleon system.

## References


[1] J. Burget et al., Nucl.Instr. and Meth. 85 (1967)81

[2] R.L.Walter, in Polarization phenomena in nuclear reaction eds. by H.H.Haeberli; University of Wisconsin Press, Madison, (1971),p.317

[3] F.Seiler et al., Helv.Phys.Acta 35(1962)385

[4] G.G.Ohlsen, Phys.Rev.164(1967)1268

[5] V.Bejšovec et al., Nucl. Instr. and Meth.87 (1970) 229,233

[6] J.Vincour and VI.Presperin, Acta Phys. Slov. 25 (1970 ) 218

ATOMKI Közlemények 18 (1976)

# MULTIELEMENT ACTIVATION ANALYSIS WITH FAST NEUTRONS

P.BORNEMISZA-PAUSPERTL, P.KOVÁCS,
I.URAY

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

Investigations were carried out comparing the applicability of great size NaJ/Tl/ detector with that of Ge/Li/ detectors of different sizes. The results we have got in multielement analyses applying great sized semiconductor detectors and inner standardization are presented in the determination of concentrations; a/ of impurities in a spectral-pure Os sample; b/ of some microcomponents of given steel samples.

The aim of this work is to compare detectors of different types and size from the point of view of attainable sensitivity in 14 MeV neutron activation analysis. In the case of fast neutron activation analysis complicated spectra should be evaluated because the number of the radioactive end-nuclei is considerably higher than in thermal neutron analyses.

We measured the spectra of a $^{226}Ra$ source of 10 mm diameter set centrally at a distance of 10 mm from the surface of three different detectors. We used a./ a NaJ/Tl/ detector of 3.5"x3.5" size, b./ a Ge/Li/ detector of 12.5 $cm^3$ and c./ a Ge/Li/ detector of 100 $cm^3$. The measuring times and the keV/channel values were the same for all the three detectors. From the comparison of these spectrum-details (Fig.1.) it is apparent that while in NaJ/Tl/ spectrum there are only a few but complex peaks of gamma lines, in the 12.5 $cm^3$ - or rather in the 100 $cm^3$ Ge/Li/ spectra - considerably more peaks appear, so a much more exact determination becomes possible by identificating a great number of gamma-lines. In principle, the decomposition of the complex peaks of the NaJ/Tl/ spectra is possible in some cases by big computers [1].

The advantage of using large Ge/Li/ detectors appears also in an the increase of the peaks to background ratio. This is well demonstrated, e.g. in the case of the 1120 keV peak by the ratio of the peak area /N/ to the background /B/ under the peak; N/B is 0.5 if NaJ/Tl/ is used, while the same ratio is 1 with the smaller Ge/Li/ and 3 with the large Ge/Li/ detectors.

These N/B characteristics influence also the sensitivity of analyses (proportional to the lowest measurable quantity). We accepted the sensitivity level as derived by Currie in 1969 [2], where the determination is possible with a relative accuracy given in advance. This level

$$L_q = \frac{k_q^2}{2}\left[1 + \left(1 + \frac{4\sigma_B^2}{k_q}\right)^{1/2}\right] \qquad (1)$$

$$k_q = N/\sqrt{N+2B}$$

where $\sigma_B$ is the standard deviation of the background, and $k_q$ is the reciprocal of the specified relative standard deviation of the determination.

Considering the N/B values of the 1120 keV peak in our spectra and prescribing a standard deviation 5 %, we calculated the $L_q$ levels from the equation.

These data are summarized in Table 1., where the $L_q$ values are relative to the NaJ/Tl/ detector's value, similarly to the $\eta$ values which denote the efficiency in our case.

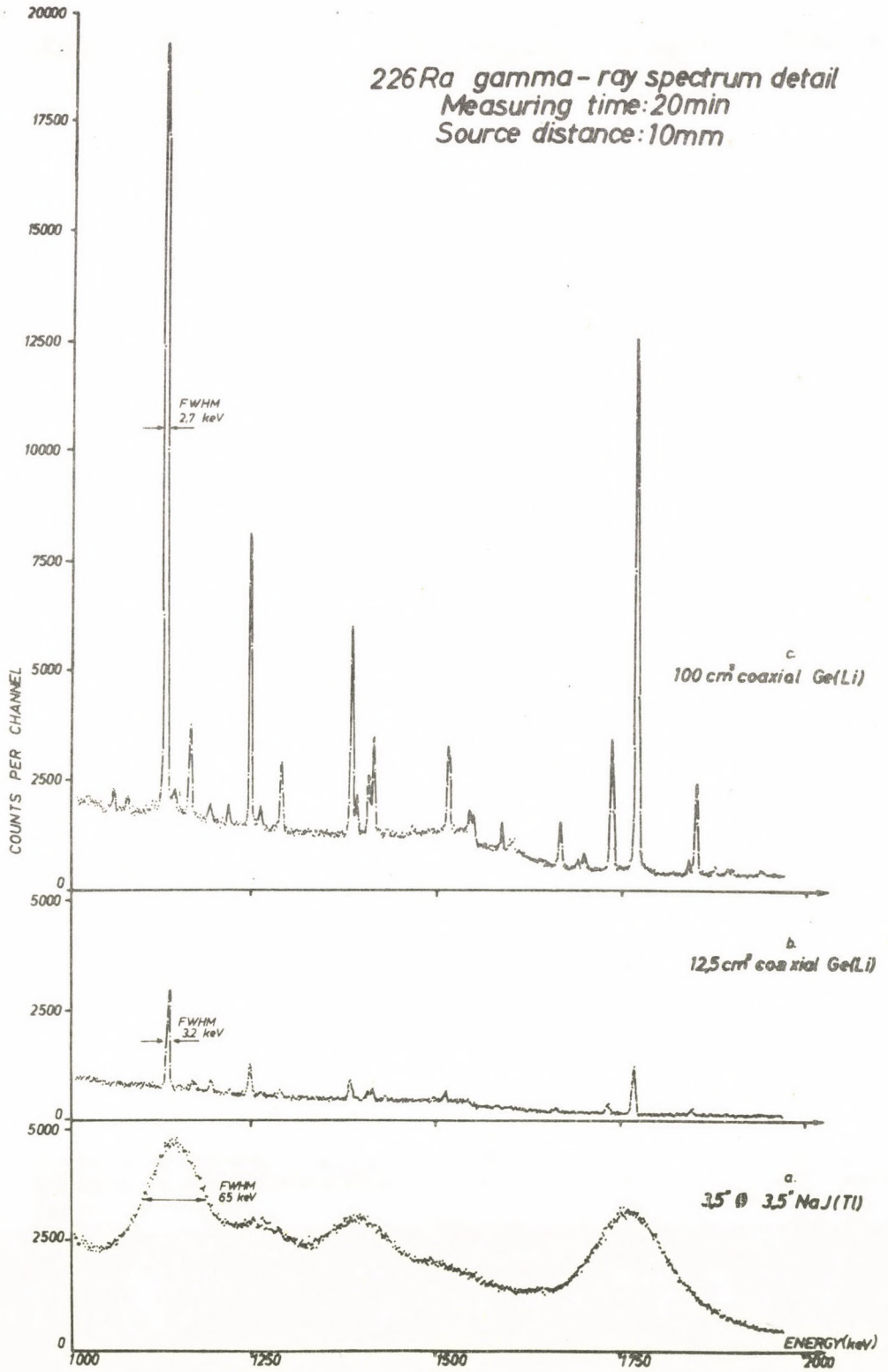



Fig.1. Ra gamma-ray spectrum detail taken

a./ with a NaJ/Tl/ detector of 3,5"x3,5"
b./ with a Ge/Li/ detector of 12,5 $cm^3$
c./ with a Ge/Li/ detector of 100 $cm^3$

Table 1.

| | | N/B | $L_q$ | η |
|---|---|---|---|---|
| NaJ/Tl/ | 3.5"x3.5" | 0.5 | 1 | 1 |
| Ge/Li/ | 12.5 $cm^3$ | 1 | 0.7 | 0.04 |
| Ge/Li/ | 100 $cm^3$ | 3 | 0.4 | 0.2 |

It is conspicuous that in spite of the smaller efficiency of the Ge/Li/ detectors, they provide 1.3 resp. 2.4 times better sensitivity.

Using a Harshaw product Ge/Li/ detector of 100 $cm^3$, with a resolution of 2.5 keV, we analysed [3] the impurities of spectral pure Os sample. As inner standard $Os^{190}$ was used in the following two reactions [4,5]:

$^{190}Os(n,n')^{190}Os$ $\sigma = 15\pm1.5/mb$

$^{190}Os(n,\alpha)^{187}W$ $\sigma = 0.47\pm0.047/mb$ .

As it is known, Os belongs to the Pt group, so it usually occurs together with them. Being noble metals it is very hard to treat them chemically, so other metals remain as impurities even after purification. On the other hand, they might be stained by other elements too, originating from the typical mineral environment accompanying Os.
The following impurities could be expected: Ru, Th, Pd, Ir, Pt, Mg, Si, Fe, Cr, Ca, Mn, Na, Tl, Ti, As, Ni, Sb, S. Two characteristic spectra from which the determination of seven elements was possible are shown in Fig.2.

Four more elements have been determined under different irradiating and measuring circumstances. Our result can be seen in the Table 2., where the following data are given: nuclear reactions, investigated gamma-lines of end-nuclei, the determined concentration of impurities, sensitivity calculated on the basis of Currie definition using our own measurements, and sensitivity data taken from the handbook of Szabó-Simonits [6] concerning 3"x3" NaJ/Tl/.

In another case, we used this detector to solve a given industrial problem. As it is well-known, low-alloy steel materials contain iron as their main component, and other alloying elements only in a few percent, but this few percent is made of a dozen of alloying elements. Nowadays, it is becoming obvious that some micro-alloying elements have a very important role in developing certain physical properties of steel. Both for developing new technologies and for their testing in normal manifacturing, international standard are applied. As these standards are

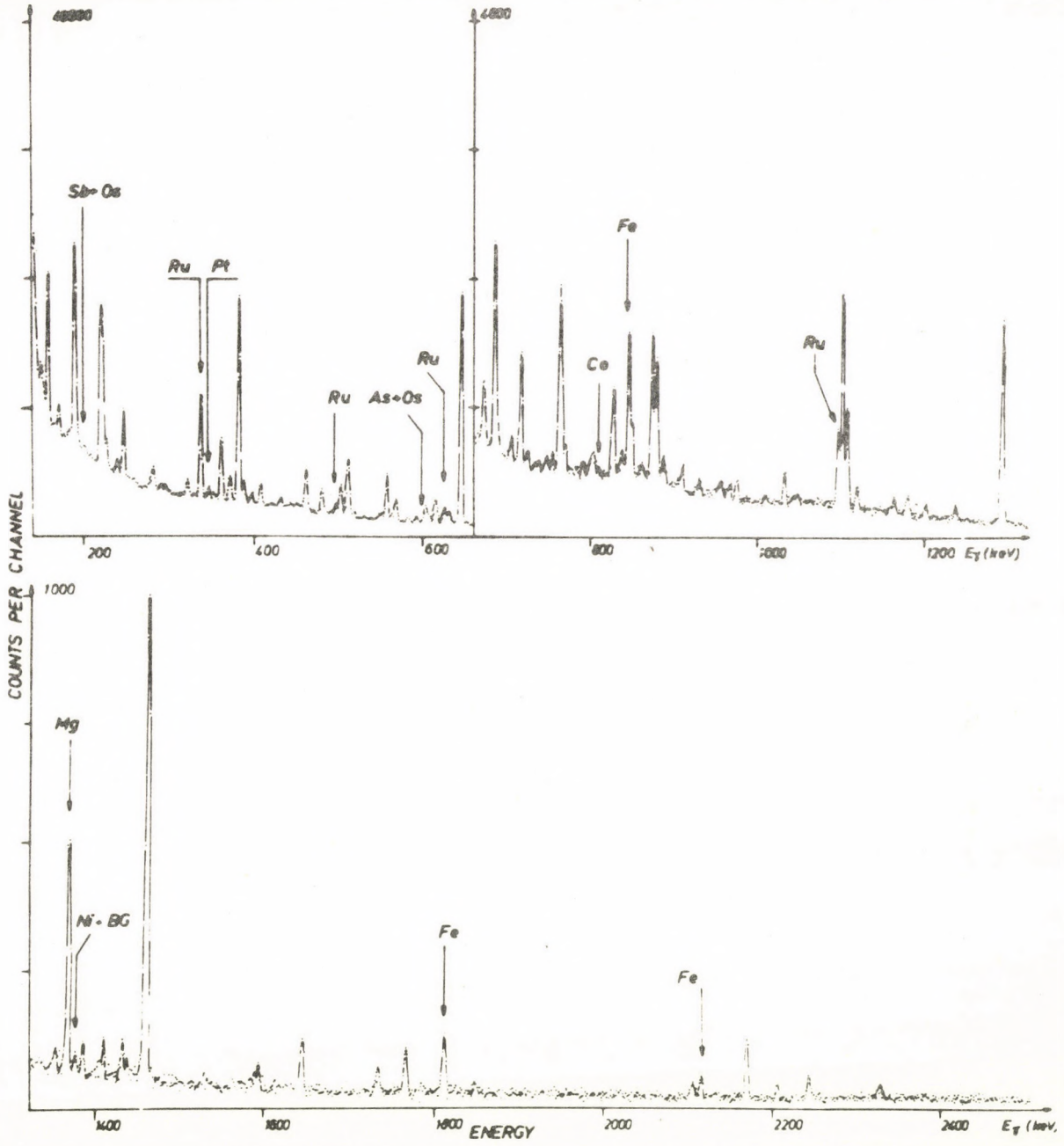



Fig.2. Typical gamma-ray spectrum of irradiated Os sample.

analysed and controlled with a few similar, mainly surface methods in different laboratories, the introduction of nuclear methods (e.g. activation analysis or X-ray fluorescence) can decrease the effects of the systematic error, and the analysis of the standards can be extended to the whole volume without destroying them. The following elements were determined in

eight given low-alloy steel samples, and the following concentration ranges were found:

| Alloying element | Concentration in ppm |
|---|---|
| Al | 40-1750 |
| Si | 900-3800 |
| P | 5000 |
| As | 80-120 |
| Sb | 30-280 . |

All the analyses were performed on the neutron generator of the ATOMKI where the average yield is $\sim 5.10^9$ n/sec. The present work demonstrates that even with a modest neutron yield but an adequate detector the 14 MeV neutron activation analysis is suitable for micro- and multi-analysis, too.

*TABLE II.*

*Impurity concentrations of the spectroscopically pure osmium*

| Element | Nuclear Reaction | $E_\gamma$ (keV) | Quantity (ppm) | Sensitivity (μg) This Work | Sensitivity (μg) Ref(6) |
|---|---|---|---|---|---|
| Si | $^{28}Si(n,p)^{28}Al$ | 1779 | 279 ± 58 | 8 | 40 |
| | $^{29}Si(n,p)^{29}Al$ | 1273 | 288 ± 105 | 200 | – |
| Al | $^{27}Al(n,p)^{27}Mg$ | 1014,4 | < 3 | 20 | 100 |
| Mg | $^{24}Mg(n,p)^{24}Na$ | 1369 | 14 ± 3 | 1 | 1100 |
| Ru | $^{96}Ru(n,2n)^{95}Ru$ | 336,4 | 457 ± 54 | 8 | 3000 |
| | | 626,8 | | | |
| | | 1097 | | | |
| | $^{104}Ru(n,2n)^{103}Ru$ | 497,1 | 533 ± 108 | – | – |
| Mn | $^{55}Mn(n,\alpha)^{52}V$ | 1434,2 | < 60 | 50 | 500 |
| Ni | $^{58}Ni(n,2n)^{57}Ni$ | 1378 | < 5 | 20 | – |
| Co | $^{59}Co(n,2n)^{59g}Co$ | 810,8 | 32 ± 18 | 80 | – |
| Fe | $^{56}Fe(n,p)^{56}Mn$ | 846,7 | 17 ± 5 | 3 | 600 |
| | | 1811 | | | |
| | | 2113 | | | |
| As | $^{75}As(n,2n)^{74}As$ | 596 | < 40 | 15 | 100 |
| Sb | $^{121}Sb(n,2n)^{120m}Sb$ | 197 | < 6 | 8 | – |
| Pt | $^{198}Pt(n,2n)^{197m}Pt$ | 347 | 323 ± 77 | 100 | – |

## Reference


[1] H.F.Lucas, Jr.D.N.Edgington, J.Radioanal.Chem., 15 (1973) p.467

[2] L.A.Currie, Analitical Chemistry, 40 (1968) p.586

[3] P.Kovács: Thesis, Debrecen 1975. (in Hungarian)

[4] E.Rurarz, J.Chwaszczewska, Z.Haratym, M.Pietrzykowsky and A.Sulik, Acta Physica Polonica, B2/4/1971/ p.553

[5] W.Nagel, A.H.W.Aten Jr., Physica, 31 (1965) p.1091

[6] E.Szabó, A.Simonits, Aktivációs analizis, Müszaki Könyvkiadó Budapest, 1973.p. 180

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 363-369

# DETERMINATION OF THE $^{238}U/^{235}U$ RATIO BY 14 MEV NEUTRONS IN REACTOR FUEL ELEMENTS

P.RAICS, S.NAGY, S.DARÓCZY

Institute of Experimental Physics Kossuth Lajos University, H-4001, Debrecen, Pf.105. Hungary

The $^{238}U(n,2n)^{237}U$ reaction at 14 MeV can be applied for the nondestructive determination of the $^{238}U/^{235}U$ ratio in fresh uranium reactor fuel elements.
A calibrated Ge/Li/ spectrometer is used to count the 208 keV gammas of $^{237}U$ (half-life 162 h). Before irradiation the gamma spectrum of the sample is taken to measure the intensity of the 203-205 keV complex peak of $^{235}U$. The neutron flux is measured by the $^{27}Al(n,alpha)$ reaction. The selfabsorption in the fuel and the absorption in the cover do not effect the method because of the small energy difference between the gamma lines.
Experiments with disc shaped $U_3O_8$ samples of 1 gramm (350 $mg.cm^{-2}$) having nominal $^{235}U$ content of 0.72 (natural), 20, 36.3 and 92.3 % show that an accuracy of 3-5 % can be achieved for the determination of the isotopic ratios.
Experiments with fuel elements of EK10 and VVRSzM type were performed to determine the $^{238}U/^{235}U$ ratio and its variation along the rod.

The determination of the fissionable isotope content in nuclear reactor fuels is important from the point of view of the reactor operation, its control and safeguards.

A great variety of methods are used to solve the problem. These should be rapide, accurate, nondestructive and not too expensive, of course. Two main type of methods are: passive and active. The passive assay is based on the natural radioactivity of these isotopes. The gamma-ray detection is preferred because of its high penetrability. Decay heat is also measured to determine the isotope amounts. The spontaneous fission neutrons of the heavy elements are counted to determine the isotopic ratios.

The active techniques are based on gamma or neutron induced reactions. Several methods have been developed which measure the prompt or delayed gammas, neutrons. The activation technique is also applied using reactor as a thermal neutron source. Neutron generators are used for the delayed neutron counting methods. $^{252}Cf$ sources are recently applied for prompt analysis, [1], [2], [3].

## 1. Passive analysis

The $^{235}U$ and $^{238}U$ nuclides have prominent gamma lines:

$^{235}U$: 143.776 keV /11%/, 163.363 /5%/, 185.718 /54%/, 202+205 /5.8%/;
specific activity: 4798.1±3.3 dis/min.mg $^{235}U$.

$^{238}U$: 742.7 keV /0.09%/, 766.3 /0.3%/, 786.3 /0.05%/, 1001.0 /0.8%/;
specific activity: 746.19±0.41 dis/min.mg $^{235}U$
[4], [5].

It is clearly seen that (i) the gamma lines are separated in energy for the two isotopes, (ii) the most useful gammas would be the 185 and 1001 keV ones for $^{235}U$ and $^{238}U$, respectively. This latter has a low specific activity.

The intensity - activity relations and the isotope ratio are:

$$I^5 = a^5 . m^5 . \gamma^5 . \varepsilon (E^5) . \eta(E^5) ,$$

and for $^{238}U$ the same, ($a_o$: specific activity, m: amount of the isotope, $\gamma$: branching intensity, $\varepsilon$ : attenuation, $\eta$: efficiency),

$$\frac{m^8}{m^5} = \frac{a_o^5}{a_o^8} . \frac{\gamma^5}{\gamma^8} . \frac{\varepsilon (E^5)}{\varepsilon (E^8)} . \frac{\eta(E^5)}{\eta(E^8)} . \frac{I^8}{I^5} .$$

It is obvious from the equations that two relative quantities are important: the relative efficiency and absorption-selfabsorption correction. The former can easily be determined for a Ge/Li/ spectrometer while the latter is a bit more problematic. The reason why is the geometry of the fuels and the possible inhomogenities in the fissionable material and wrapping. This means that the relative corrections have to be determined experimentally. We applied the measurements of the relative intensity of the gamma lines of the same isotope for this purpose. The method makes it possible to estimate the sample thickness as well as the absolute amount of the uranium, [5].

The passive assay can serve as a tool for planning the activation experiment mentioned below.

## 2. 14 MeV neutron activation analysis

This technique applies the Ge/Li/ spectrometry too. The general problem is the special geometry of the fuels and the fission product gamma activity.

The $^{238}U(n,2n)^{237}U$ reaction is used as a measure of the $^{238}U$ content through the measurement of the 208 keV line /23%/ of the 162 h half-life final product, [6]. The $^{235}U$ is determined by its 205 keV line intensity. The general relations for the method are:

$$A_o^8 = N^8 . \phi . \sigma . (1-e^{-\lambda_u . T}), \qquad I_o^8 = A_o^8 . \gamma^8(208) . \eta(208) . \varepsilon\,(208)\ ,$$

$$I^5 = a_o^5 . m^5 . \gamma^5(205) . \eta(205) . \varepsilon\,(205)\ .$$

$$\frac{m^8}{m^5} = \frac{a_o^5 . Mu}{N_{Avo}} \cdot \frac{1}{\phi\ \sigma\ (1-e^{\lambda_u T})} \cdot \frac{\gamma^5(205)}{\gamma^8(205)} \cdot \frac{I_o^8}{I^5} \qquad \text{or}$$

$$r = \frac{1-e^{-\lambda_{Al} . T'}}{1-e^{-\lambda_u . T'}} \cdot \frac{M'u}{i'_{Al}} \cdot \frac{m^5}{m^8} \cdot \frac{I_o^{8\prime}}{I_o^{5\prime}} \qquad \text{for natural uranium}$$

$$\frac{m^8}{m^5} = \frac{1-e^{-\lambda_{Al} . T}}{1-e^{-\lambda_u . T}} \cdot \frac{1}{i_{Al}} \cdot \frac{Mu}{r} \cdot \frac{I_o^8}{I^5}\ ,$$

where $A_o^8$: $^{237}U$ activity, $\phi$: neutron flux, reaction cross section: $\sigma$, $\lambda_u$: decay constant of $^{237}U$, T: irradiation time, $m^8$: $^{238}U$ mass, $N_{Avo}$: Avogadro number.

$\lambda_{Al}$: decay constant of $^{24}Na$ (measuring the neutron flux),

T' : irradiation time for the calibration experiment,

i : specific activity of the Al foil (measured eg.in a $4\pi\beta$-counter),

Mu : atomic weight.

The gamma line of $^{237}U$ is very close in energy to that of $^{235}U$. This means that the selfabsorption-absorption (attenuation) and the detector efficiency vary with energy not too much. The former is important for the case of fuels of large dimensions and special geometry.

Before the irradiation the $^{235}U$ "background" is measured for the 205 complex line. This spectrum is also useful for the passive analysis. After the activation the sum of the 205 and 208 keV lines is measured and the isotopic ratio can be determined.

If absolute determination is necessary the absolute neutron flux must be measured which may be difficult because of the great variation of the fuel geometry. Relative measurements may have advantages : the system constant, r can be determined with standard samples of the same geometry.

Interference problems:

- $^{238}U(n,\gamma)^{239}U \rightarrow ^{239}Np$, half-life 2.35 d, 210 keV gamma /3%/. The reaction cross section is quite low at 14 MeV but the room scattered neutrons also must be taken into account. The contribution may be estimated to be about 0.5%, the relative method will not be affected.
- Fission fragment gammas. After a 5 hour cooling time there is no disturbing line.
- The matrix and wrapping material effect. Al is preferred as wrapping. Although it has only high energy gammas the electronic system overload can arise because of the activity. The $^{90}Zr(n,p)^{90m}Y$ reaction can also disturb because of a 202 keV line of the final product (half-life 3.1 h).

## 3. Experimental

a/ Samples

To test the methods pressurised $U_3O_8$ powder samples of disc geometry have been examined. These have thickness of 0.35 g/cm$^2$, diameter of 19 mm. The $^{235}U$ contents are: natural, 20%, 36,3% and 92.3%.

The fuel interrogations were carried out by rods of EK10 and VVRSzM type having nominal $^{235}U$ content 10 and 36% respectively. The length is about 50 and 60 cm, diameter is about 10-11 mm.

The VVRSzM fuel is a tube shaped one. Standards of 10 cm length have been fabricated from $U_3O_8$ powder of natural uranium.

b. Irradiation

The good geometry samples have been irradiated with the usual way. The flux was monitored by two Al foils, their activity was measured by a $4\pi$-counter.

The fuels were rotated during the irradiation by 2 rpm. The target was a moving type one.

The flux ranges from $5.10^8$ - $5.10^9$ n/cm$^2$.sec. The irradiation time varied from 1-6 hours. The time variation of the flux was monitored by a LiJ/Eu/ detector.

c. Sample counting

A Ge/Li/ detector of 40 cm$^3$ volume together with a 4000 channel analyser was used to take gamma spectra (resolution 3 keV at 1 MeV, max.efficiency 6%). The disc geometry samples have been counted about 3 cm apart from the detector. Gamma spectra of the fuel elements before and after the irradiation have been taken through a lead collimator (thickness is about 15 mm, window is 15x15 mm$^2$). During the measurements the rods were rotated with a velocity of 2 rpm.

Storage time ranges from 2 up to 20 hours.

d. Data evaluation

The gamma spectra have been smoothed and partly evaluated by computer.

Decay curves have been taken to evaluate the initial peak intensity. From the experimental results it is clear that it is quite enough to take one spectrum after an appropriate cooling time because there are no contaminations.

## 4. Results and conclusions

The experimental results of the passive and active methods are shown in Table 1. These two techniques agree quite well except for the 36.3% sample. The natural samples had different geometries and thicknesses to test the passive method.

It must be mentioned that for the powder samples the active method gives systematically lower values. In the ratio the deviation is about 16% in the case of the 92.3% sample, which is probable due to the incorrect evaluation of the complex peak.

The results for the fuel rods are more satisfactory.
The fuels have been analysed along their length too by the passive method. There have not been acceptable changes in the isotopic composition.

Table 1.

Experimental results of the relative $^{235}U$ content determination

| sample | passive techniques | active techniques |
|---|---|---|
| natural uranium | | |
| 0.716 % | 0.707-0.735 | - |
| 20 % | 19.35 | 18.85 |
| 36.3 % | 37.90 | 34.60 |
| 92.3 % | 90.30 | 91.10 |
| EK10 fuel rod | | |
| 10 % | 10.1 | 10.04 |
| VVRSzM fuel rod | | |
| 36 % | 35.5 | - |

The accuracy for the active method depends mainly on the relative gamma intensities and fluxes. The minium error which could be achieved is estimated to be about 1%. This would require precise flux measurements and long storage time for taking gamma spectra. The reproducibility of the passive method is about 1% recently.

The real accuracy of the methods should be controlled by a lot of measurements on standard samples, fabrication of which is not too easy.

The advantages of the passive method are:

- a simple Ge/Li/ system is required
- informations can be obtained about the sample thickness and the absolute uranium content.

The main disadvantage is the relatively long measurement time.

The active method has the advantage of the use of a neutron generator or a simple neutron tube. The long measurement time and the cooling do not allow less than a day for the assay to be completed.

These methods would operate well for the $^{235}U$ content of about 10% or less. It is not clear now that the technique could also be applied to large fuel cassettes having dozens of rods. Our recent

results refer to non spent uranium rods and it is thought to be limited for such a case only.

Prof.J.Csikai is thanked for providing the excellent research conditions and for his valuable suggestions.

## References

[1] Keepin, G.R., Bramblett, R.L., Higinbotham, W.A., 4th Int. Conf. Peaceful Uses At. Energy (Proc.Conf. Geneva, 1971) 9, UN-IAEA (1972) 413.

[2] Thorpe, M.M., Symp.Appl.Nucl.Data in Sci.Techn. (Paris, 1973) IAEA/SM-170/54 (LA-UR-73-226).

[3] Weitkamp, C., Panel on Fission Product Nuclear Data (Proc.Panel, Bologna, 1973.) Vol.I. (IAEA-169, Vienna, 1974) 191.

[4] Jaffey, A.H., Flynn, K.F., Glendenin, L.E., Bentley, W.C., Essling, A.M., Phys.Rev. 4C (1971) 1889.

[5] Raics, P., Várnagy, M., Nagy, S., Daróczy, S., IAEA-SM-201/93, to be published in the Proc. Symposium on the Safeguarding of Nuclear Materials, to be held in Vienna, 20-24 Oct.1975.

[6] Raics, P., ATOMKI Közl., 13 (1971) 165 (in Hungarian).

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 371-389

# RESEARCH PROBLEMS ON NEUTRON GENERATORS AND LOW ENERGY ACCELERATORS

IVAN ENCHEVICH

Faculty of Physics, University of Sofia, 5, Sofia A.Ivanov Blvd, Bulgaria

Neutron generators can be used for measurements of cross-sections of nuclear reactions regarded as responsible for given astrophysical reaction chains as well as for traditional γ-activation analysis. Low energy accelerators are successfully used for beam foil optical spectroscopy, for mass-charge spectroscopy of the incident and secondary scattered beams and for secondary radiation spectroscopy. This methods together with the effect of channeling and the implantation are widely applied in the solid state physics for elemental and structural analysis and for modification of the properties of the matter. New field here could be their combination with the thin film Mössbauer analysis.

To make these low-energy accelerators successfully used for the above mentioned purposes, additional research work is needed in the field of their construction in order to match their characteristics whith the requirements of the physical experiments. Discussion on the needed parameters and the possible constructions of the accelerators with regard to the physical problems to be solved is given.

The interest towards low energy accelerators and neutron generators is manifested lately in connection with the possibilities for their use not only for practical purpose but also for fundamental research. Because of their relatively small size, easy operation and low price these devices are particularly accomodated for the Universities, where they can be used by students and post-graduates for training and active participation in the scientific work.

The arising research problems, connected with the neutron generators and low energy accelerators can be divided into two groups. The first one includes problems concerning their utilisation for research and practical purposes while the second the research and development of the devices with regard to the physical problems to be solved.

Typical fundamental problems, which can be solved by means of the neutron induced reactions, are those of the nuclear astrophysics [1]. Especially of interest are 1. heavy-element ($A > 56$) via neutron capture chains and 2. reactions with light nuclei in the process of explosive nucleosynthesis. The measurement of the nuclear reaction cross-sections is necessary for the evaluation of thermonuclear reaction rates at the various stages of stellar evolution.

The possibility of nucleosynthesis in super-massive stars in the early life of the galaxy depends partly on the measurement of the following n-reactions on light elements:

$Li^6(n,\gamma)Li^7$, $Be^9(n,\gamma)Be^{10}$, $B^{10}(n,\gamma)B^{11}$, $B^{11}(n,\gamma)B^{12}$, $C^{12}(n,\gamma)C^{13}$, $Be^7(n,\alpha)He^4$, $C^{13}(n,\gamma)C^{14}$, $N^{14}(n,\gamma)N^{15}$, $O^{16}(n,\gamma)O^{17}$, $O^{17}(n,\gamma)O^{18}$, $O^{18}(n,\gamma)O^{19}$, $Ne^{20}(n,\gamma)Ne^{21}$, $O^{17}(n,\alpha)C^{14}$.

Neutron capture cross-sections of heavier nuclei could give a help in the determination of the temperature at which the elements of our solar system were formed and of the time of origin of those elements, namely all Fe, Co, Ni, Cu isotopes, $Ge^{70,72,73,74}$, $Cd^{106-116}$, $Ba^{130-138}$, $Os^{186-188}$, $Pb^{204,206-208}$, $Sr^{86-88}$, $Y^{89}$, $Zr^{90}$, $Kr^{86}$, $Ba^{138}$, $La^{139}$, $Ce^{140}$, $Pr^{141}$, $Nd^{142}$.

A chain of neutron capture processes is shown in Fig.1. for heavy nuclei.

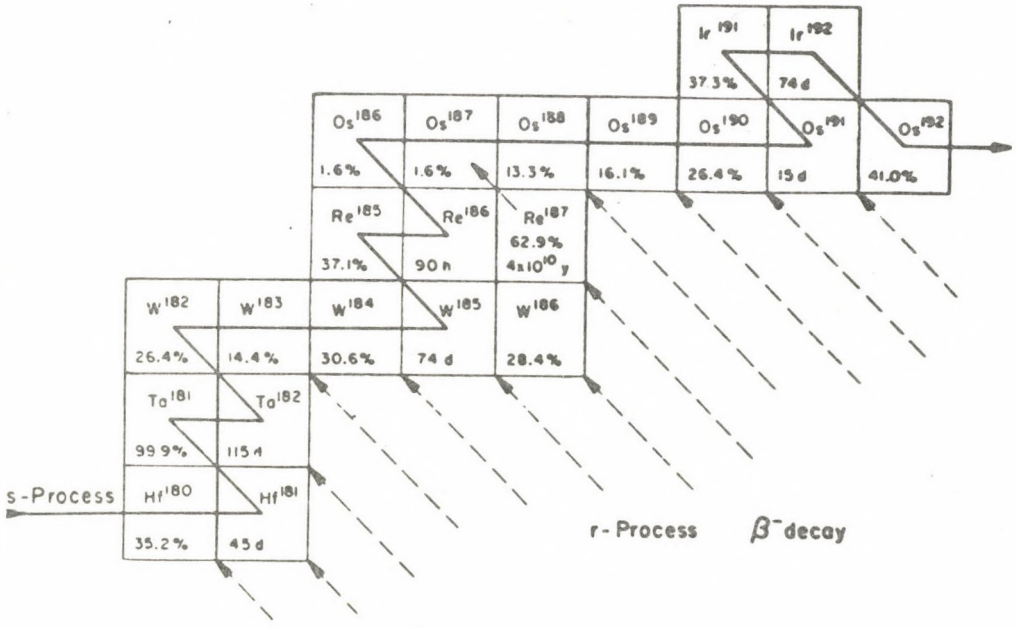



Fig.1. S-process neutron-capture path and r-process β-decays for nuclei with $180 \leq A \leq 192$ (after Parker [1]).

Other neutron reactions, relevant for nuclear astrophysics, including carbon, oxygen or silicon burning, are as follows: $C^{12}(n,\gamma)C^{13}$, $O^{16}(n,\gamma)O^{17}$, $N^{13}(n,p)C^{13}$, $F^{18}(n,p)O^{18}$, $Na^{21,22}(n,p)Ne^{21,22}$, $Na^{23}(n,\gamma)Na^{24}$, $Mg^{23}(n,p)Na^{23}$, $Mg^{24}(n,\gamma)Mg^{25}$, $Mg^{25}(n,\gamma)Mg^{26}$, $Al^{25,26}(n,p)Mg^{25,26}$, $S^{31}(n,p)P^{31}$, $S^{32,33}(n,\gamma)S^{33,34}$, $Ti^{44}(n,\gamma)Ti^{45}$.

The basic device of the neutron generator - the low energy accelerator - can be successfully used also for other physical experiments. This is particulary suitable for the Universities, where scientists, young people, and different experimental equipments are concentrated. At first some of the fields of interest will be briefly discussed, and afterwards the desired parameters of the universal purpose low energy devices will be given.

With an accelerator having high intensity it is possible to

measure interesting astrophysical reactions with protons, taking place with low cross-section at low energies. Also fundamental astrophysical, atom and plasma physical problems can be solved by means of the beam foil spectroscopy, which is a field of the inelastic interaction. Usually, the beam of charged particles is passed through a thin beryllium or carbon foil - 10 to 20 $\mu g/cm^2$ - (in some cases - through a gas flow "target") and is studied to determine the structure of the multiple-ionized atoms, the mean life times and transition probabilities of the excited electronic levels. So, the spectra can be mesured for all elements that can be ionized in the source.

The target material is chosen with low Z to keep small the beam scattering angle, but the effects of other foil materials are to be studied. After passing the foil from the beam the emitted light is spectroscopically analysed to determine which radiative transition belongs to a given ionisation states of an atom. The received spectra may have important astrophysical meaning in understanding the processes in nebulae, stellar atmosphere and coronae, etc. The relative intensity of an emission line, combined with the knowledge of the repopulation of the levels, give enough information for the determination of the life-time of the excited state and for the transition probabilities between different levels.

Another large area of application is the solid state physics. Here, neutron and ion beams can be used for the analysis of elemental and isotopic composition, for the study of the properties of materials by ion implantation, for the study of the structure of solids and of the passage and scattering of the primary and secondary beams.

Problems concerning the neutron activation analysis are widely discussed at this symposium in other reports, so they are omitted here.

The incident ion can be backscattered from the solid surface or it can lose its energy and be trapped in the solid. This is due to the interaction of the fast ion with the lattice electrons (inelastic electron collisions) and to the interaction of the ion with the lattice ions (nuclear loss). The first one can be divided to a low energy region ($v_i < v_{I\ el.\ or.}$), where $v_i$ and $v_{I\ el.\ or.}$ are the velocity of the ion and the electron on the first electron orbit, respectively - Lindhard region - and to a high energy region ($v_i > v_{I\ el.\ or.}$) - Bethe-Bloch region -, the second - to three regions: high energy (Rutherford scattering), medium energy (screened Coulomb scattering) and low energy (interaction connected with Thomas-Fermi potential) region. A practical rule is, that the energy loss in the lattice is higher than the electronic energy loss, if $E_i < A$ keV, where $E_i$ is the energy of the incident ion [2,3].

The interaction with the electrons leads to secondary e-emission,

x-rays and optical emission. The interaction with the lattice leads to the displacement of lattice atoms, to the formation of point defects and to the erosion of the target by sputtering.

A schematic diagram of the interactions of the ion with the solid surface is shown in Fig.2. The secondary beams can be investigated by means of detectors analysers generally used in nuclear physics.

As an example the trapping coefficient of different incident ions on various materials can be mentioned - it is important for the practical use of the ion implantation and receiving of very thin films and layers (Fig.3).

A lot of useful information concerning the elemental composition and the structure of the solid surfaces can be derived from the energy angular and charge distribution of the primary and secondary scattered particles (Fig.4).

In monocrystals the channeling effect can be used to reduce energy loss along certain crystallographic directions while increasing loss in others (Fig.5).

Recently, some methods received increasing the practical application of the sputtering of materials for ion beam machining or etching, production of atomically clean surfaces in vacuum, analysis of surfaces and production of thin films. The sputtering yield (atoms/ions numbers ratio) is angular (for polycrystals) and angular-orientation depending (for monocrystals) - see Fig.6.

Secondary electron emission can be potential (neutralisation of the ion) and kinetic (interaction of the incident ion with the electrons of the solid) - see Fig.7. Potential emission basioally is connected with Auger neutralisation.

The energy distribution depends on the type and energy of the incident particles (Fig.8).

X-ray emission arises by de-excitation of an inner electron shell vacancy as a result of a collision between the incident ion and a target atom. The process competes with the Auger electron emission (Fig.9).

In addition to the beam-foil spectroscopy mentioned above, optical emission is observed also by ion bombardment of surfaces. It is believed to be connected with the sputtered atoms and corresponding Doppler shift was observed (Fig.10).

A very interesting problem, concerning the target production, is the connection between the desorption rate of the hydrogen and the temperature rise (Fig.11).

The depth of penetration can be checked in some cases by Mössbauer effect. The energy loss of the emitted electrons is depth dependent [16].

The release rate for hydrogen, implanted with a constant rate, is interesting from the point of view of target operation and production. The rate of the gas release is considerably smaller for damaged surfaces [13].

The trapping efficiency is temperature dependent (Fig.12.). Other effects, which can be important for the targets, are surface damage depending on the angle of incidence (Figs. 13. and 14.), and blistering, connected with the high gas pressure under the surface (Fig.15.). In the last case the pressure forces are higher then the strenght of the metal. It is characteristic for light ions that their penetration depths are deeper because of the small losses. Critical dose for arising of the blistering is about $5.10^{17}$ ion/cm$^2$. It is necessary also, that the penetration depth is longer than the depth of erosion.

For some interesting experiments it is necessary to dispose also with polarized beams [19].

From the applications mentioned above it should be concluded, what type of universal multi-purpose neutron generator, low energy accelerator, should be chosen to meet the needs of the Universities.

There are big projects, based on electronuclear method on neutron generation [17], using high current supercyclotron or linac with power consumption of 100-200 MW with an expected neutron intensity of $10^{19}$ n/sec. Other methods are based on the use of a laser beam with a power of 60 kJ, illuminating D-T pellets [18]. The expected neutron intensity is $6.4 \times 10^{17}$ n/sec. The proposed use for fissile fuel breeding cycle of such a laser is shown on Fig.16., but it should be mentioned, that the receiving of continuous laser beam with this power is not an easy technical task. Obviously, for use in the Universities at the moment a more modest type of universal purpose accelerator can be proposed - a neutron generator.

This accelerator must work with high efficiency and should be not too complicated and expensive. The neutron intensity per unit beam power is maximum between 150 and 200 keV energy of the ion beam. This energy is big enough for most of the problems mentioned here. On the other hand, the accelerating voltage is relatively low and tank under pressure is not needed. The tube size is moderate the target construction and cooling problems can be solved easier.

For the use of the same accelerator in other experiments with low energy ions, it is necessary to provide an energy regulation up to few kV with steps 5 or 1 kV.

Usually there are not special requirements about the energy spread of the ion beam for this type of accelerators. From simple reason for stable work and reproducibility it seems reasonable that it should be of the order of ±1 or 0.1 %, which is easy accessible, using standard stabilized power supply.

The reach neutron intensities as high as $10^{12}$ - $10^{13}$ n/sec, internal beam intensity should be between 100 mA and 1 A for deuterium or tritium ions. Ions of all gaseous elements can be

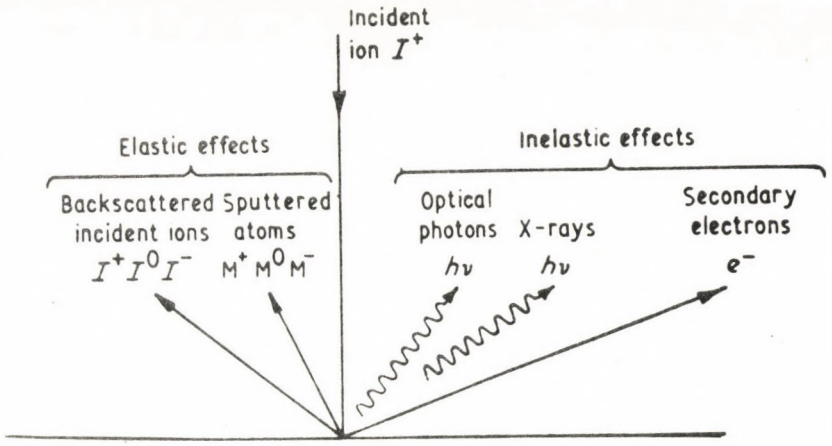



Fig.2. Schematic diagram of elastic and inelastic interactions of surfaces under bombardement (after McCracken [2]).

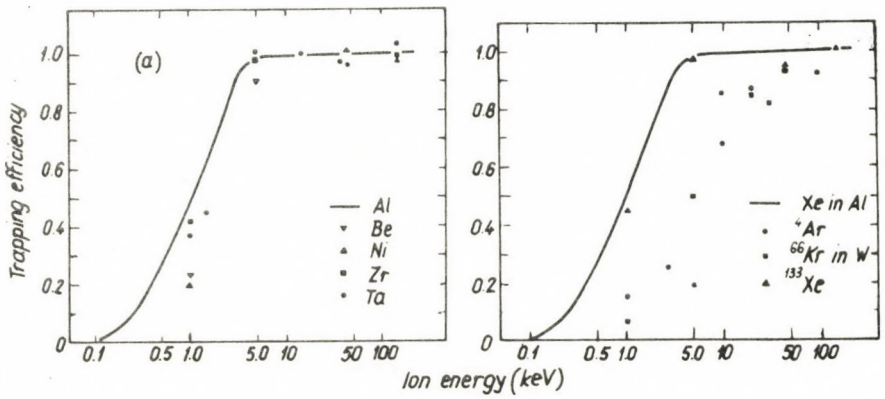



Fig.3. Trapping coefficient of (a) $^{133}$Xe in various metals, and (b) $^{41}$Ar and $^{85}$Kr in tungsten (after Brown and Davies [4]).

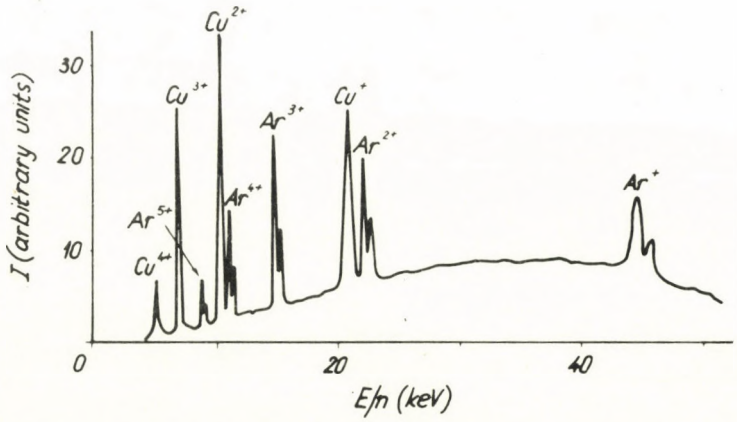



Fig.4. A typical spectrum showing secondary ions of various charged states for Ar ions incident on Cu. E/n is the kinetic energy per electronic charge (after Snoeck et al. [5]).

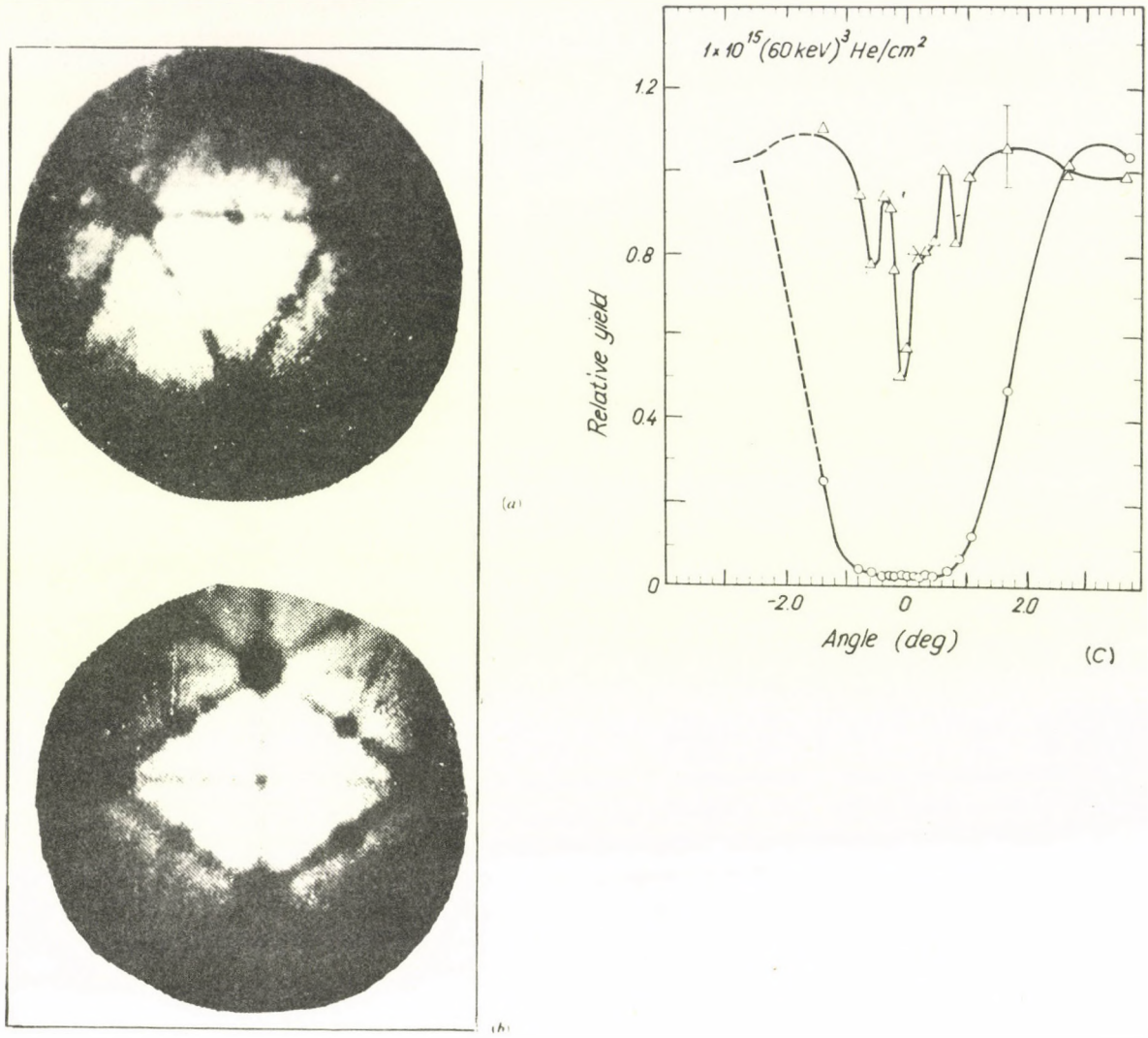



Fig.5. The proton blocking pattern resulting from backscattered ions when a 20 keV p-beam is incident on a single crystal: a - (111) face Au; b - (110) face W (after Nelson [28]) c - (100) angular scans using 500 keV D analysis beam for W implanted with $^3$He under conditions indicated at top of curves. The difference between the scans before and after implantation is clearly seen (after Picraux and Vook [6]).

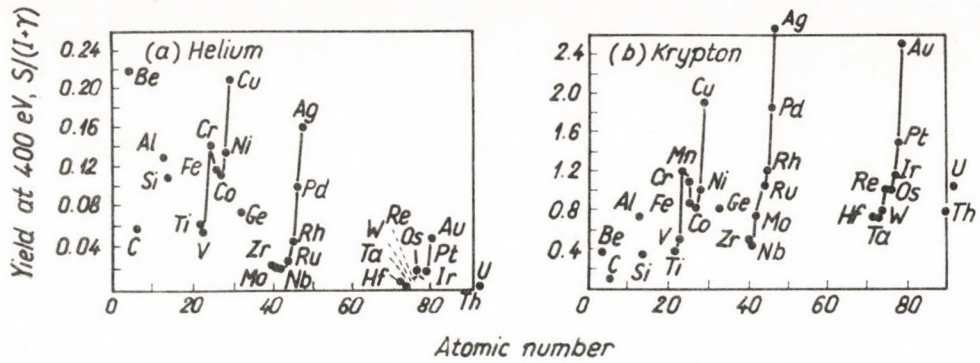



Fig.6. Variations of sputtering yields with atomic number of the bombardment material for 400 eV He and Kr ion bombardment (after Wehener [9]).

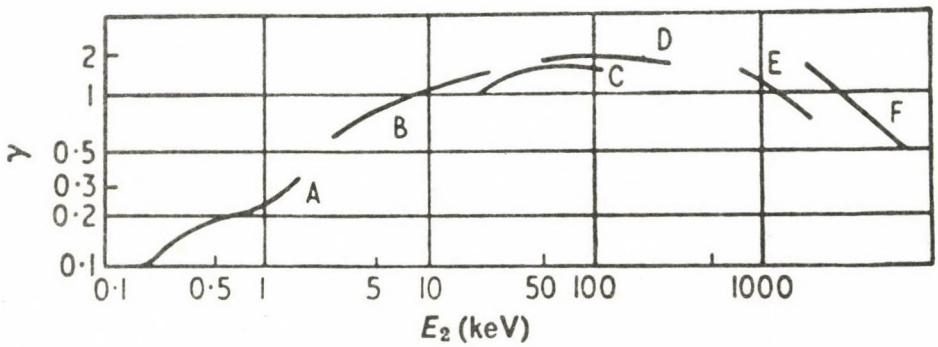



Fig.7. Secondary electron emission coefficient γ for protons on number of metals (after Dettman [8]).

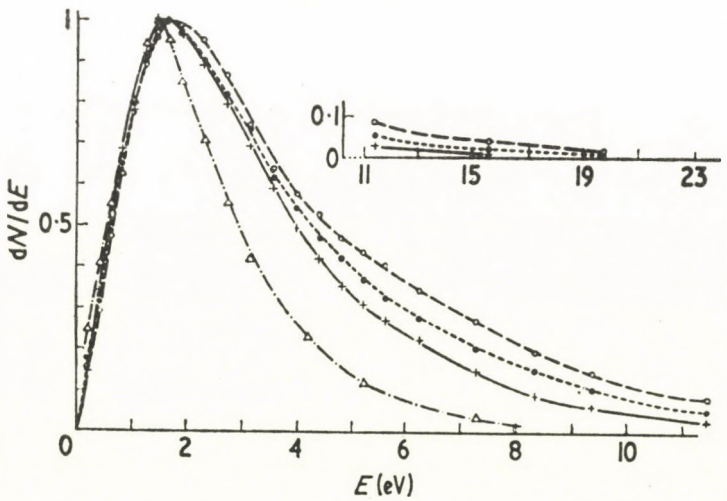



Fig.8. Energy distribution of secondary electrons produced when molybdenum is bombarded by Ar ions: Δ 2keV; + 5keV; • 10keV; ∘ 15keV (after Wehener [9]).

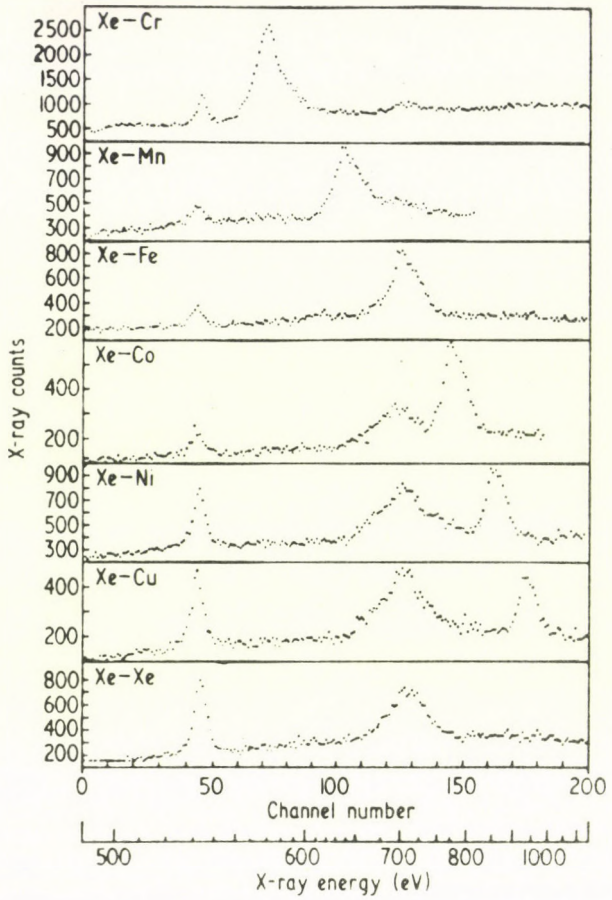



Fig.9. X-ray spectra from collisions of 180 keV $Xe^{2+}$ ions with various targets (Fortner et al.[10]). The figure shows M lines of Xe as well as target L x-rays.

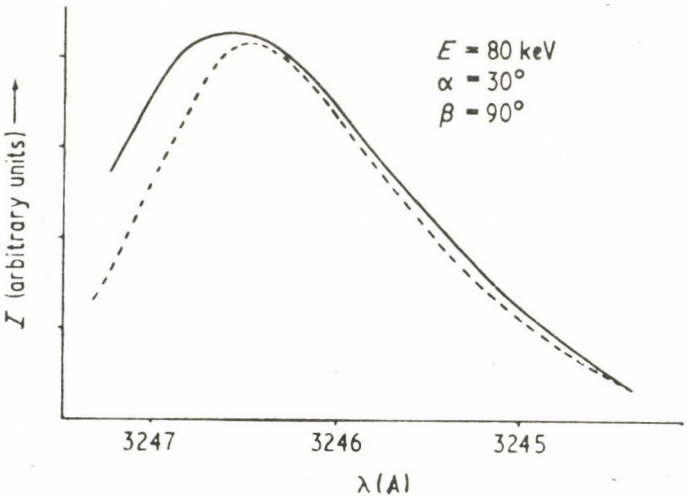



Fig.10. Experimental (full) and calculated (broken) line shapes for the 3247 Å Cu line produced when 80 keV $Ar^{+}$ ions are incident on a Cu target (after van der Weg and Bierman [11]).

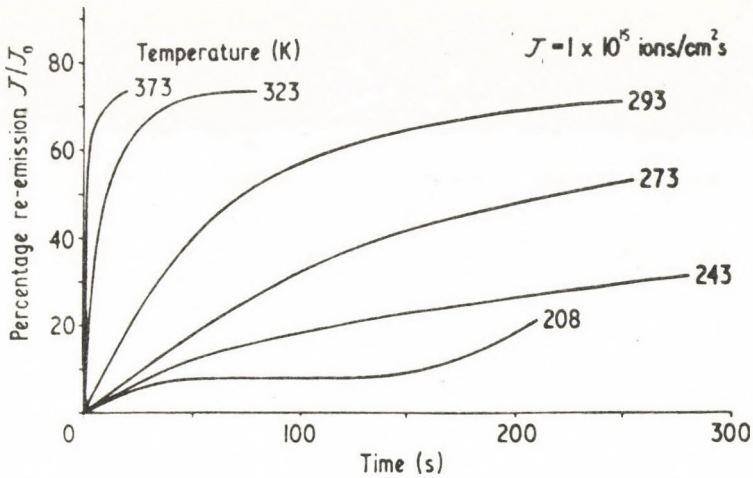



Fig.11. Percentage of beam re-emitted from nickel as a function of bombardment time, at different target temperatures (after Erents and McCracken [12]).

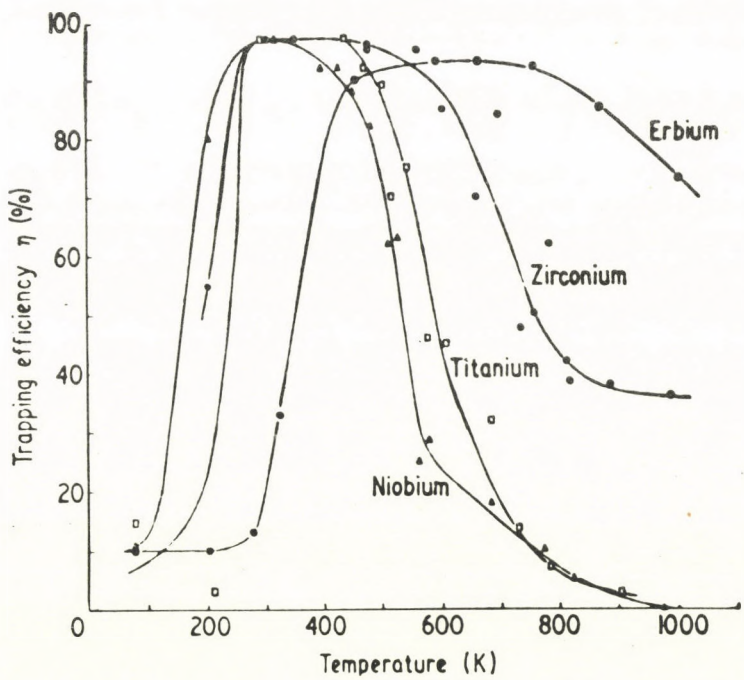



Fig.12. Trapping efficiency of Nb, Ti and Er for 18 keV $D^+$ ions as a function of temperature. Total dose $5 \times 10^{18}$ ions/cm$^2$ (after McCracken et al. [14]).

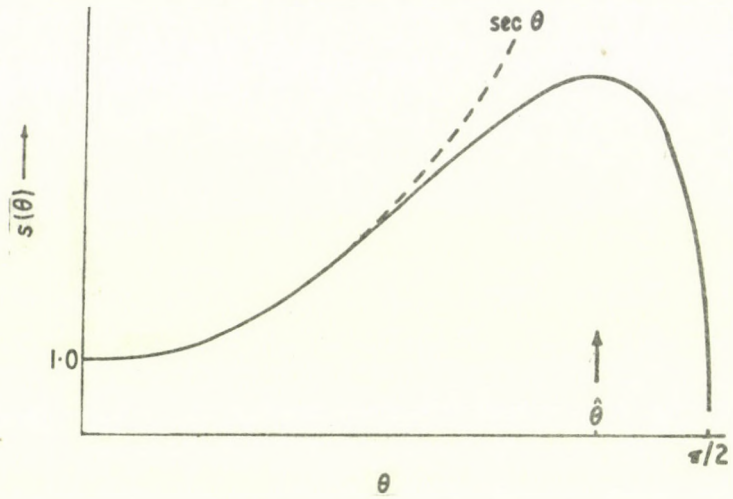



Fig.13. Sputtering ratio as a function of angle of incidence of the ion beam (schematic) (after McCracken [2]).

Fig.14. The surface of a tin crystal following bombardement with 5 keV $Ar^+$ ions to a dose of $1.6 \times 10^{18}$ ions/cm$^2$ (after Stewart and Thompson [15]).

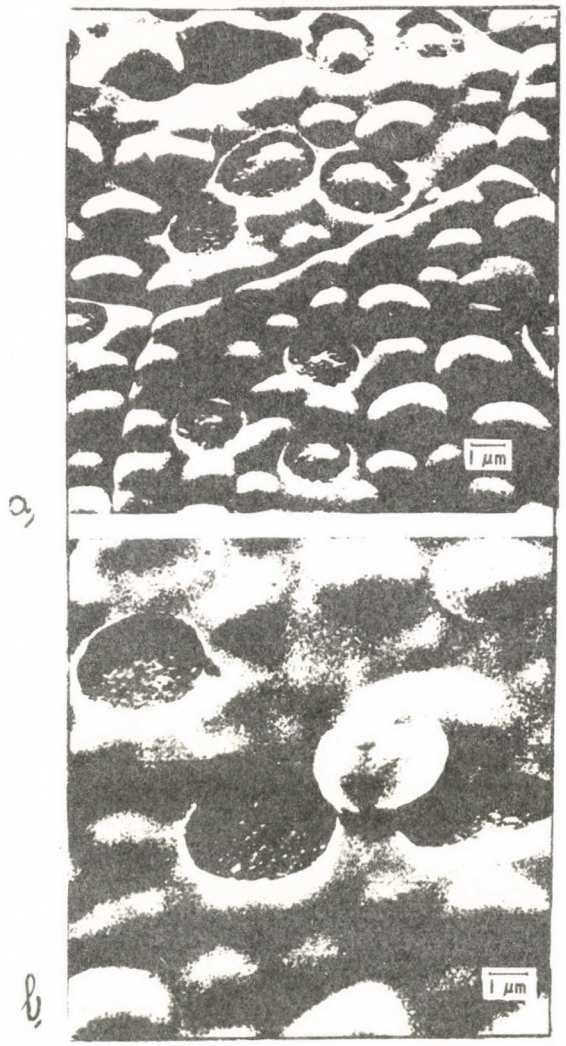
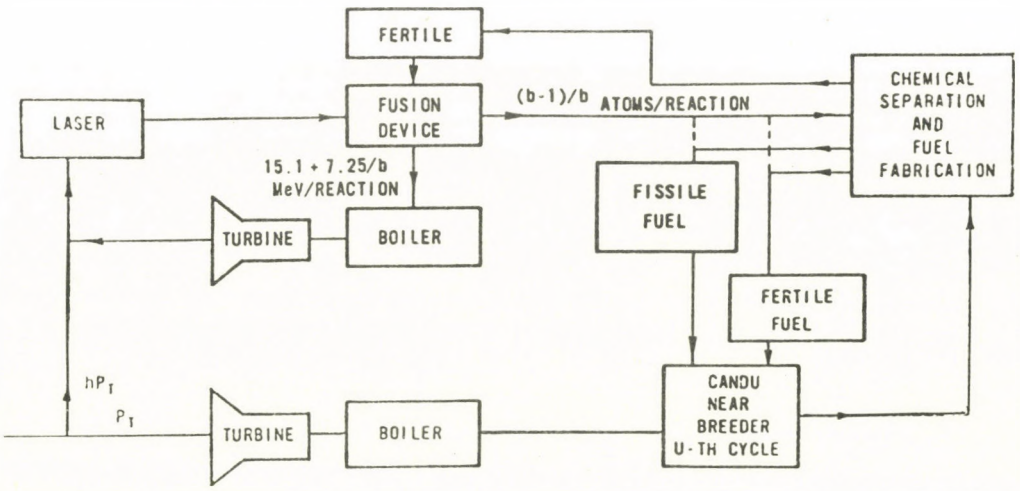



Fig.15. Blistering of a molybdenum surface after bombardment with helium ions of different energies: (a) 50 keV; (b) 80 keV (after Erents and McCracken [13]).




FISSILE FUEL BREEDING CYCLE
LASER-FUSION SOURCE

Fig.16. (after Fraser et al.[18]).

obtained in rf, Penning or duoplasmatron ion source, common for all of them [18,20,21].

For the above mentioned experiments with low energy ions and also for practical purposes it is desirable to dispose with ions of all chemical elements and with beam intensities between a few tens and a few hundreds of milliamperes.

The necessary intensity for D and T ions can be reached in duoplasmatron ion source [18,21]. Ions of all other elements with high intensity can be obtained in electron beam plasma ion source [22]. This type of ion source (Fig.17.) is universal for practically all elements or chemical compositions. So, an interchangible combination of only a few types of sources is able to provide the ions of all the elements without exeption.

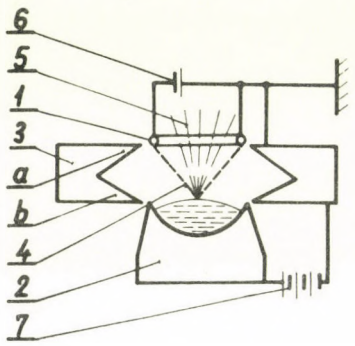



Fig.17. Scheme of electron beam plasma ion source. 1 - ring cathod, 2 - anod, 3 - electrostatic lense, a - focusing part, b - concentrating part, 4 - electron flow, 5 - atomic and ion flow, 6 - cathod supply, 7 - high voltage supply (after Balalikin et al. [22]).

The close access to the target, to the irradiated materials and to the detectors as well as their servicing are easier than for ion source under high voltage , which needs care more seldom. To avoid useless load of the high voltage supply and to decrease the background, it is desirable to have a beam separation between the ion source and the accelerating tube [23].

The tube itself should consist of dismantible elements for cleaning and replacing the parts, which is required because of the metallisation or covering with conductive layer, spar discharges and primary or secondary beam damages. The relatively low voltage does not need a gas pressure tank or oil bath. The dimensions of the open air tube by low voltage are practically the same, the weight being lower and the access better than in the other two cases.

It would be better to have a tube with strong focusing sections [24]. In this case the electrical strength of the tube will be higher, the background will be lower and the matching between the ion source and the tube will be achieved easier. The focussing sections can be electrostatic or magnetic lenses. The latter can be either a permanent magnet or an electromagnetic type. The resistance of the windings of the electromagnetic lenses could be used as intersection voltage divider for the accelerating electrodes.

Behind the tube should be the ion bending or separating system, distributing the beam to different users. There should be also a beam forming system - sweep or beam sharing. The beam pulse system is better to be unified with the ion source block.

The power supply for the ion source block under high voltage should be between 10 and 30 kW [22]. Probably it will be convenient to use transformers with high voltage insulation e.g. in oil bath. Regulation can be achieved easily from the side of the primary winding. A motor-generator group for this power supply is rather heavy to be mounted on the high voltage column and it also poses the problem of mechanical vibrations.

Due to the high gas flow (in order of magnitude between 2 and 20 $Ncm^3/min$) vacuum pumps should be closer to the ion source side of the tube and should be electrically insulated from it [ 25,26]. A pumping speed between 1000 and 2500 l/sec will be enough to keep the pressure in the tube below $1.10^{-5}$ torr. Turbomolecular pumps or ion getter pumps can be used, as well as high vacuum oil vapour pumps [25].

A common practice today is to set free the tritium at the output of the vacuum system, but for the following generation of high intensity neutron generators the environmental regulations probably will impose that the output gases should be captured, liquified and fractioned and the tritium should be used in closed cycle.

The big beam power poses serious problems about the target construction. They are a few different ways to solve them.

One of these ways is to use the circulation of liquid tritium through the target and helium or hydrogen cooled heat-exchanger. The target wall towards the falling beam should be thin enough. In this case the problem of tritium capture is solved at the same time, but in the case of breakdown of the circulation system a big damage is possible.

Other is to use the circulation of dilution of tritium or deuterium in liquid, for example, in some light metal or other substance, but in this case the efficiency will decrease proportionally to the concentration of the hydrogen in the dilution. Besides this, there are a lot of technical problem connected with the system of liquid circulation.

The third, classical way, is to use water cooled rotating target, irradiated with mixed deuterium-tritium beam. In this case inevitably a part of the beam will participate in D-D or T-T interaction instead of the desired D-T or T-D. Furthermore, in spite of the stable mean target temperature, release of the implanted hydrogen ions will take place, due to the local surface heating. Here are also difficult mechanical and cooling problems but they can be technically solved.

And finally a target, consisting on cooled rotating plate can be proposed, on which D or T condensates continuously ejected against it, and the beam hits the target with solid hydrogen on it. Because of the gas expansion, the ejected flow cools additionally the target. Here the efficiency of the target will be higher than in other cases.

Another mean to increase the efficiency of the neutron flow from the water cooled rotating target is to use a second tube for implantation of D on the target with energy lower than that of the T ions, because, by the same energy, equally charged D-ions have deeper distribution of penetration than T - ions. The amount of the T-D interactions will be bigger also because of absolutely higher number of participating ions.

A separating system for full energy beam is desirable to avoid target contaminations, especially when high vacuum oil vapour pumps are used.

Also attention should be paid to the phenomena of the blistering and erosion of the target surface to avoid its damage.

In the case, when the accelerator will be used for other purposes, a chamber for irradiation should be used with water cooling and a system to bring the samples in and out of the vacuum chamber.

The beam pulse system, if needed, should be united with the ion source. In some cases pulses with lenghts of a few nanoseconds are desirable, the repetition freqency being a few megacycles.

Especially for neutron experiments, the target hall should have dimensions at least 10x10x10 $m^3$ - in other case the background would be rather high [30].

The shielding should be underground or combined concrete - metal - water (or plastic). The wall thickness should be not less than 2 m [27,28].

It is desirable also to have movable shielding blocks, permitting the rearrangement of the experimental equipment.

The chanelling can be used for formation of polarised beam, passing ions through a magnetized ferromagnetic monocrystal [19].

It is reported, that an ion beam with an intensity of about 0.5 μA is polarized [19] in nearly 50 %. Probably, by cooling the crystal, which should be thin enough to keep the radiation losses

small, polarized currents of a few microampers can be reached. This is a rather simple way, but technologically is difficult to receive such thin monocrystals.

The block scheme of the discussed accelerator is shown in Fig.18.

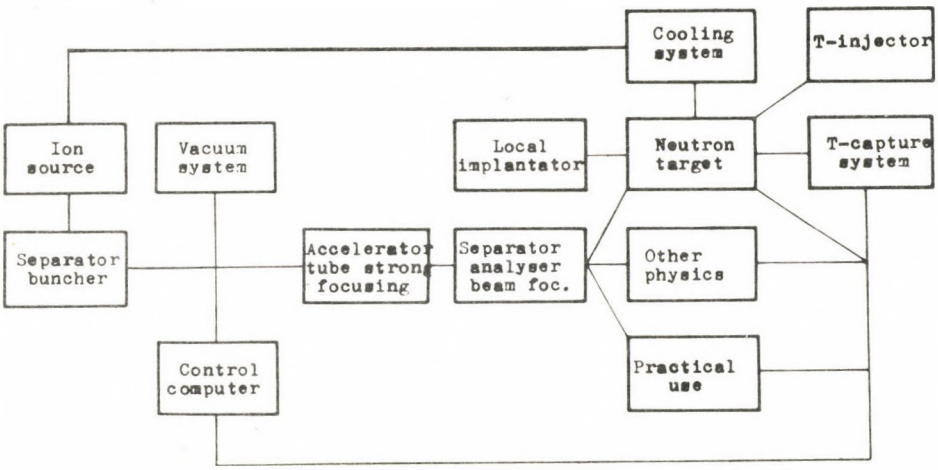



Fig.18. Scheme of universal high current low energy accelerator - neutron generator.

The parameters of the accelerator are as follows:

| | |
|---|---|
| Maximal energy | 15 - 200 keV |
| Energy spread | ±1 - 0.1 % |
| Neutron production | $10^{12}$ - $10^{13}$ n/sec |
| Intensity | |
| for hydrogen ions | 100 mA - 1 A |
| for all other element ions | 10 mA - 100 mA |
| Ion source under high voltage | Complex of duoplasmatron, rf source and electron beam plasma source |
| Tube | Dismantible for cleaning |
| Construction | Open air type |
| Focusing type | Strong |
| Shielding | Underground or combined metal-concrete-plastic |
| Separation | After the source and the tube |
| Power supply of the ion source group | 10 - 30 kW, distilled water cooled |

| | |
|---|---|
| Vacuum system pumping the ion source side of the tube | Oil, ion getter or turbo-molecular pump, 1000 to 2500 l/sec |
| Pulse system, in the ion source group | To nsec lenght, 5 MHz |
| Room | 10x10x10 $m^3$ |
| Target | Rotating water cooled<br>Rotating with incorporated inplantator<br>Circulating liquid tritium or tritium dilution<br>Tritium evaporation and freezing of the thin layer |
| Beam forming system | Sweep and time sharing after the accelerator |
| Tritium exhaust system | Closed cycle collecting |

To conclude, it should be said, that the need of high current universal low energy accelerators -neutron generators- is out of doubt. A standard flexible model developed with the participation of the Universities would be versatile, relatively cheep and powerful tool in their student-training and scientific work.

## Literature


[ 1] P.D.Parker "New Uses for Low-Energy Accelerators", Particle Accelerators, 1970. Vol.1.

[ 2] G.M.McCracken Rep.Prog.Phys. 1975 Vol.38 p.241-327.

[ 3] З.В.Т.Черенин, М.А.Васильев "Вторичная ионно-ионная эмиссия металов и сплавов" Изд. "Наукова думка" Киев 1975.

[ 4] Brown F. and Davies J.A. 1963 Can.F.Phys. 41 844-57.

[ 5] Snoek C. van der Weg W.F., Geballe R. and Rol P.K. 1965.b Proc.7th Int.Conf. on Ionization Phenomena in Gases Vol.1 (Belgrade:Gradevinska Knjiga, 1966) pp.145-9.

[ 6] Picraux T. and Vook F.L. 1973 Proc.Int.Conf. on Applications of Ion Implantation to Metals, Albuquerque (New York: Plenum Press) p.407.

[ 7] Wehner G.K. 1960 F. Appl.Phys. Vol.31 1392.

[ 8] Dettman K. 1972 Proc.Conf. on Interaction of Energetic Charged Particles with Solids, Istanbul BNL 5033 b ed, A.N.Goland (New York: Brookhaven National Laboratory).

[ 9] Whener G. 1966 Z. Phys. 193 439-42.

[10] Fortner R.J., Der RC and Kavanagh T.M. 1971. Phys.Lett. 37A 259.

[11] Van der Weg W.F. and Bierman D.J. 1969 Physica 44 206.

[12] Erents S.K. and McCracken G.M. 1969 F.Phys.D: App.Phys. 4 672-6.

[13] Erents S.K. and McCracken G.M. 1973 a Radiat Effect 18 191-8.

[14] Erents S.K. Farrell G. and Carter G. 1968 Proc. 4th Int. VacuumCongr., Manchester: Inst.Phys.Phys.Soc.Ser. No. 6p. 145.

[15] Stewart A.D.G. and Thompson M.W. 1969 F. Mater Sci. 4 56-60.

[16] Цв.Бончев и др. "Proc. of the 5th Intern. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, Bratislava-458-462, 1975.

[17] В.Г.Васильков и др. "А.Э.", т.29. вып.3 септ. 151-157, 1970.

[18] J.S.Fraser, C.R.J.Hoffmann and P.R.Tunnicliffe "The Role of Electrical Produced Neutrons in Nuclear Power Generation" Chalk River, Ontario, October 1973.

[19] Адьясевич Б.П.сб. "Поляризация нуклеонов", "Госатомиздат" 1972.

[20] Габович М.Д. "Физика и техника плазменных источников ионов "Атомиздат" Москва, 1972.

[21] M. von Ardenne, S.Schiller "Über eine Universal-Ionen-Elektronen-Quelle für Van-de-Graaff-Generatoren", "Kernenergie", 2 Jahrgan, Heft 10/11 1959. Seit 893-899.

[22] Н.И.Балалыкин, Ю.В.Муратов, Н.Б.Рубин "Установка для нанесения сверхпроводящих тонких пленок", ОИЯИ, Дубна, Р8-6855, 1972.

[23] Sames-George Guerne (Leti-Sent Grenoble) Princips, avemtages et applications de l'implantation ionique, 6 aprel, press conferancee dans la Maison des centres-Paris, 1972.

[24] E.A.Abramyan "On Possibilities of transformer type Accelerators", Nuclear Instruments Methods 59 (1968) 22-28 Institute of Nuclear Phys. Sib.Dep. of the Academy of Sciences, Novosibirsk USSR, Rec.8.8.67.

[25] M.H.Hablanian "Diffusion pumps and their Operation", "Solid State Technology" (December 1974).

[26] В.И.Стрижак, Р.С.Назаров "Нейтронные генераторы" Инст. физики АН УССР ПТЭ №2. 1961.

[27] P.F. Sauermann "Abschirmung der schnellen Neutronen von Neutronen-generatoren" Kernforschungsanlage, Jülich Institut für Physikalische Chemie, Jül-794-PC September.

[28] Aktivierungsanalytische Laboratorien mit Neutronengeneratoren Zentralforschunginstitut für Physik Budapest 114, Metrimpex, 1968.

[29] Nelson R.S. 1967 PHIL.MAG. 15 845.

[30] А.М.Гоборов и др., стр. 99, 13-44-96, ОИЯИ, 1969.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 391-429

# FEASIBILITY STUDY OF A 1 AMP, 300 kV $D^+$ $T^+$ ION BEAM FOR AN INTENSE NEUTRON SOURCE FACILITY

T.S. GREEN AND G.A.G. MOSSON

Euratom UKAEA Association for Fusion Research,
Culham Laboratory, Abingdon, Oxfordshire
OX14 3DB, England

Recent advances in the production of high current ion beams (>1 amp) make it possible to consider their utilisation in neutron generators, limited only by the problem of power dissipation in the target. However, there are a number of problems which arise in matching the output of such sources to the requirements of neutron generators. Some of these problems will be discussed with the objective of defining the limits of application.

+ This study was performed under contract to the Kernforschungsanlage, Jülich, Germany.

# I. SCOPE OF THE STUDY

## 1. Introduction

This report presents a discussion of the feasibility of producing a high power beam required for the proposed intense neutron source at the laboratories of the Kernforschungsanlage, Jülich. It is based on a study report prepared at the Culham Laboratory on behalf of the KFA, Jülich.

The specific beam requirements determined by the use of a high speed rotating target, replenished by the drive-in principle are for a beam energy of 300 keV, and a current of ions of upto 1 Amp. The drive-in principle necessitates the use of a mixed D-T beam.

## 2. Choice of beam line concept

In accordance with the terms of reference of the study we have chosen to analyse a beam system based completely on the experience gained at Culham in the development of multi ampere beams for fusion experiments. In the proposed system the beam is formed in a number of beamlets, each of which is accelerated individually to the required energy - the so-called multi aperture extraction. The beamlets are made to converge on the target by shaping the extraction and acceleration electrodes. We therefore call this system the convergent beam approach. (Fig.I.1.a)

This concept differs in many essential features from that being considered at Los Alamos for the INS project [1]. At Los Alamos the group has extensive experience in the accelerator field particularly on the LAMPF project, and their approach reflects this experience. In this system, the beam is extracted from a large expansion cup in the ion source and accelerated down a conventional Pierce column accelerator stack. It is then transported to the target through a series of magnetic lenses over a distance of ~ 12 metres. (Fig.I.1.b). Both systems have their advantages and disadvantages as listed briefly below (Table I). In making this comparison one must remember that the requirement at Jülich is for a mixed $T^+$ $D^+$ beam whereas that at Los Alamos is for a $T^+$ beam only. We feel that whilst the Los Alamos system has many advantages, the problems encountered when using it to handle mixed beams are non-trivial.

## 3. Objectives of the study

In carrying out the study we have examined each aspect of the beam system, from transport of the beam to the target to the extraction and acceleration electrode systems and to the plasma source.

The specifications of the required beam in terms of voltage, current and operating time, are such that there is no experience available which leads one immediately to a final design of the

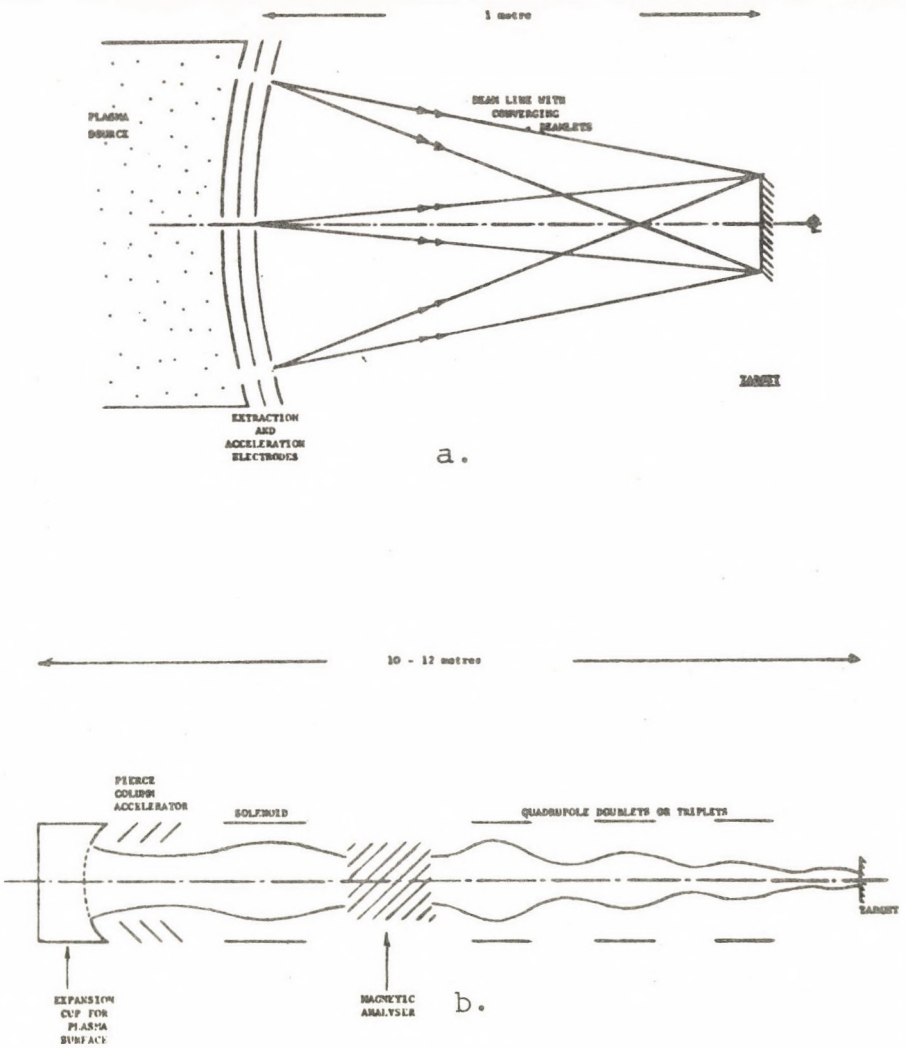



Fig.I.1.a. Schematic diagram of converging beam system.

Fig.I.1.b. Schematic diagram of Los Alamos beam line.

system. In all areas it has been necessary to consider the present state of the art with regards to both experimental and theoretical studies, and then to consider the reasonable extrapolation from present knowledge.

This analysis has led us to the conclusion that the construction of the proposed beam line is feasible; and to the estimation of the values for many of the design parameters of the system. However, these values must be taken as indicative and subject to correction when further information is available.

TABLE I

COMPARISON OF CULHAM AND LOS ALAMOS PROPOSALS FOR BEAM SYSTEMS

| | Culham | Los Alamos |
|---|---|---|
| (1) Beam Line | Convergent beamlets, in a 1 m length beam line | Transport of a beam using solenoidal and quadrupole magnetic lenses over a 10 m length beam line. |
| Advantages | Compactness and simplicity<br>No problems for $T^+$ $D^+$ or even $T_2^+$ $D_2^+$<br>Extension to higher currents may not be too difficult if the expected degree of space charge neutralisation is achieved. | Intended for $T^+$ only but can be used for $T^+$, $D^+$ (however see below).<br>flexibility of the system allows possible switching from one source to another - but the source is in a low activity area and maintenance is easy ($T^+$ sources only) |
| Disadvantages | Source is in high activity environment (accentuated by use of $D^+$ $T^+$ beams). Source failure means shut down so that reliability is at a high premium. The presence of unforeseen micro-instabilities in the beam could limit the capability to obtain a small beam diameter on target. | The presence of molecular ions $T_2^+$ causes problems which may require use of a large analysing magnet - an area in which there is no experience (not applicable to $T^+$, $D^+$ beams).<br>Extension to higher currents may be limited by space charge effects in the quadrople. Designs can help for a single species beam but are not useful for $T^+$ $D^+$ |
| (2) Extraction and Acceleration Electrodes. Design Principle | Multi-aperture, multi gap Designs based on extrapolation from data at higher current densities and total current but lower voltage and short pulses. | Pierce Column<br>Designs based on extrapolation from data at the same voltage and current density but lower currents and short pulses. |
| Advantages | Better beam quality possible - source design simplified. Introduction of accel/decel electrode (trap for electrons from beam plasma) simple. | Breakdown limitations are claimed not to be severe. |
| Disadvantages | Larger surface area of electrodes increases breakdown probability | Introduction of acce-/decel electrode not possible. (A magnetic trap is being considered). Beam quality very sensitive to uniformity of plasma in the source presenting a difficult problem for source design. |
| (3) Ion Source Principle | Large volume arc discharge source using magnetic field free configuration (or magnetically shielded anodes) | Large area expansion cup fed by an array of duoplasmatrons. |
| Advantages | High degree of uniformity and stability adaptable directly to multi-aperture approach. | Adaptable directly to Pierce column accelerator. |
| Disadvantages | Possibly cathode lifetime limitations | Uniformity of plasma in the expansion cup could be a serious problem. |
| Problems | Species ratios<br>gas efficiency<br>cathode lifetime | Species ratios (more severe in this case)<br>gas efficiency |

It is clearly indicated that there is a need for further experimental and theoretical investigations to demonstrate fully the justification of some of the extrapolations made in this analysis, and to produce firmer values for the required design date. To

meet this need a development programme is required, and both the objectives and implementation of this programme have been looked at.

This report presents and account of the evaluations and analyses which have been carried out. Section II. presents discussions of the problems of the beam system - beam line - extraction electrodes - ion source.

## II. OPERATING PARAMETERS FOR BEAM TRANSPORT, EXTRACTION AND THE ION SOURCE

### 1. Specification of the beam at the target

It is the characteristics of the ion beam at the target which provide the first specification of parameters. The two most important are beam energy and beam current. For a water cooled target replenished by the drive-in principle the optimum energy for a mixed $D^+$ $T^+$ beam is between 200 keV and 300 keV. The position of the optimum moves upwards if there is an admixture of molecular ions. The current required is ~ 1 Amp.

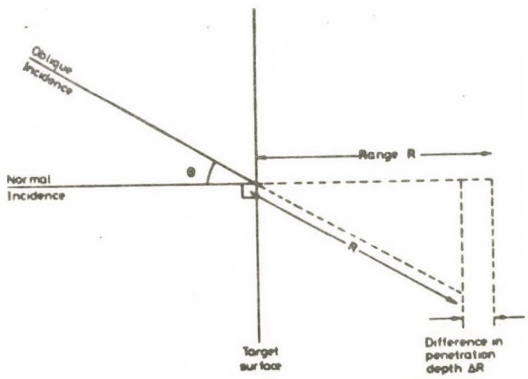



Fig.II.1. Penetration of ions in the target.

Considerations of the geometry of the target relative to samples to be irradiated show that the beam diameter at the target should be 2 cms. We take this to be the diameter which contains $(1 - e^{-1})$ of the ion beam. We note, however, that the ion beam must be geometrically defined by using stops to prevent impact of ions on any uncooled section of the rotating target.

Finally it is necessary to specify the acceptable range of angles of incidence of ions on the target surface. Ions which are incident at an angle to the normal (Fig.II.1) will not penetrate to the full range of those incident normally, but the difference is

small i.e.

$$\frac{\Delta R}{R} = 1 - \cos\theta = 0.015 \text{ for } \theta = 10^{\circ}$$

Furthermore, it is not clear exactly what degree of influence this change will have on the yield of neutrons. It has therefore been agreed that we will take an angular acceptance of $\pm$ 10° as a guideline in the following discussions, though we note that even $\pm$ 20° could be acceptable if necessary.

From the beam width at target and the angular acceptance we calculate the emittance of the beam $\varepsilon$ ,

$$\varepsilon = \frac{\text{beam radius x angular acceptance}}{\pi} = 5.5 \times 10^{-2} \text{ cm rad}$$

and the brightness

$$B = \frac{2I}{\pi^2 \varepsilon^2} = 67 \text{ Amp cm}^{-2} \text{ rad}^{-2} .$$

To summarise, the beam parameters are listed in table II.1. and compared with those of beams currently in use. One can see that the emittance and brightness requirements are not excessive.

TABLE II.1

| | | ACCELERATOR SOURCES | | FUSION SOURCES | | THIS PROJECT |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | GENEVA | SERPUKHOV | CULHAM-CLEO | BERKELEY | |
| CATHODES | TYPE | OXIDE | TANTALUM | TANTALUM | TUNGSTEN | |
| | LIFETIME (hrs.) | > 2000* | 1000* | $\gtrsim$ 2500* | $\gtrsim$ 2500* | 100-1000 operating |
| EXTRACTION GEOMETRY | TYPE | EXPANSION CUPS + SINGLE GAPS | | MULTI APERTURE + SINGLE GAPS | | |
| | AREA (diameter or section mm) | 20 | 94 | 80 | 70 x 70 | 200 typically |
| BEAM QUALITIES | OPERATIONAL CURRENT | 450 mA | 300 mA | 8 A | 10 A | 1 A |
| | EXTRACTION VOLTAGE | 45 kV** | 15 kV** | 30 kV | 20 kV | 300 kV |
| | EMITTANCE† (m x rad) x $10^5$ | 0.5 | 1.0 | NOT GIVEN | | 3.1 |
| | BRIGHTNESS†† (A/m$^2$ x rad$^2$) x $10^{-10}$ | 4.0 | 0.6 | NOT GIVEN | | 0.21 |
| | PULSE LENGTH | 20-140 μsec | 10-50 μsec | 50 msec | 10 msec | 100 hrs. |
| | DUTY CYCLE | $\sim 10^{-5}$ | $\sim 10^{-6}$ | $\sim 10^{-4}$ | $\sim 2 \times 10^{-5}$ | $\sim 1$ |

* These figures are for total machine time and should be corrected for duty cycle.

** These are not energies for injection into Linacs.

\+ This is normalised emittance = area of emittance diagram x $\beta$ x $\gamma$.

++ This is 2 x current divided by the square of the normalised emittance.

## 2. Beam transport

Before considering design requirements for the ion source and extraction system needed to produce the ion beam, it is necessary to consider the possible schemes for transporting an ion beam to the target. The question to be resolved is how the beam diameter evolves with distance as the beam is transported to the target passing through drift spaces and possibly lenses taking into account the finite perveance and emittance of the beam.

A convenient formalism for analysing beam transport was first proposed by Kapchinskij and Vladimirskij [2]. Though there are limitations to its applicability, it does enable one to assess the influence of finite perveance and emittance on the beam transport as discussed below in subsection 2.1. From this assessment one is led to consider two alternative approaches to beam transport:

(a) emittance dominated with short beam line and no lenses, which is akin to approaches adopted in high current beam lines for fusion injectors and

(b) perveance dominated with long beam lines utilising strong focusing elements, which is the approach adopted in particle accelerators.

In this study we have considered the first approach because this is the area in which we have most experience and because we believe it is feasible and most readily adopted to mixed($D^+$ $T^+$) high current beams. The second approach is being analysed by the INS group at Los Alamos for a single species beam.

Details of the emittance dominated line are discussed in subsection 2.2. leading to specification of the angular divergence of the ion beam at the ion source and to specifications of the degree of space charge neutralisation required in the line. The angular divergence of the ion beam and the beam optics of ion extraction from the source are discussed in section 3. The question of space charge neutralisation is discussed in sub section 2.3.

### 2.1. Beam transport equations

The variation of the width of an ion beam with axial distance along a beam transport line can be described to a first approximation by the Kapchinskij - Vladimirskij equations (hereafter called the K-V equation) which can be written in the form (for a beam of circular cross-section).

$$a'' + ka - \frac{\varepsilon^2}{a^3} - \frac{C\,I}{a\,V^{3/2}} = 0 \qquad \text{II.1.}$$

where a is the beam radius, $a''$ is $d^2a/dz^2$, ka is the term representing lens action, $\varepsilon$ is the emittance, I and V are beam current and acceleration voltage respectively, C being a constant. The term $\frac{\varepsilon^2}{a^3}$ represents the effect of emittance on the beam motion, and the term $\frac{C\,I}{a\,V^{3/2}}$ represents the effect of space charge.

One can assess the relative importance of emittance and space charge on beam transport by directly comparing these terms. This comparison is shown in figure II.2 for different values of the beam radius, a. The lines plotted separate regions in which emittance dominates (above the line) and in which space charge dominates (below the line).

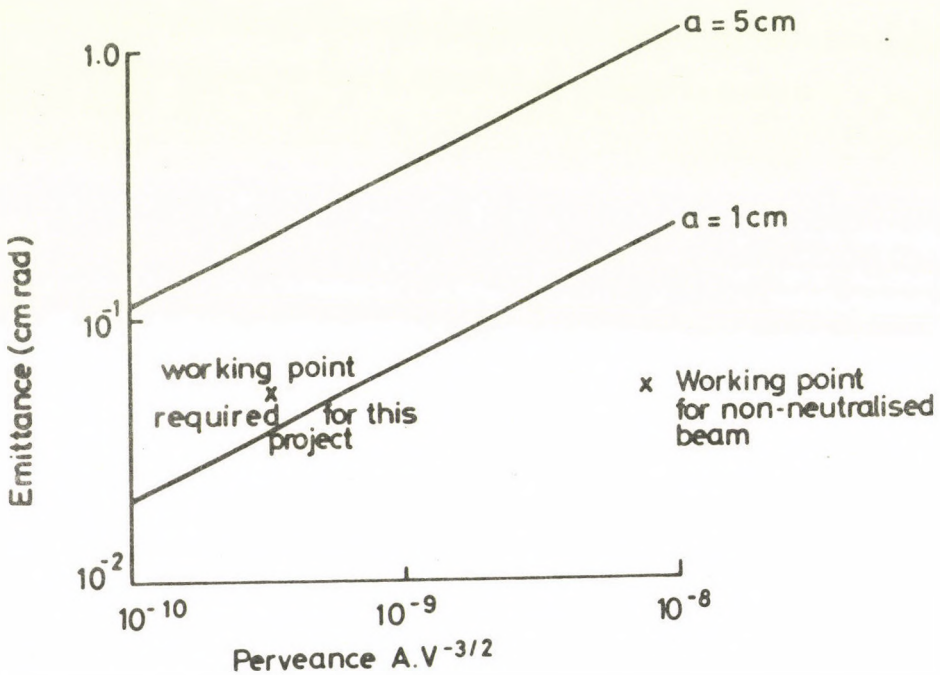



Fig.II.2. Relative importance of emittance and perveance in beam transport.
Lines separate regions of emittance dominated (above) from perveance dominated (below).

The space charge term will dominate for most high current applications, and certainly will in this application, unless it can be decreased by neutralisation of the charge. This is most commonly achieved in beam lines by electrons produced by ionisation of the background gas. However, such a process requires an adequate gas pressure and must be accompanied by gas scattering which degrades beam quality increasing the emittance. Consequently this neutralisation can only be achieved in short beam lines with modest ($\gtrsim 10^{-5}$ torr) pressures.

In the following we will assume that the space charge can be completely neutralised and discuss the properties of an emittance dominated beam line. Then we will consider the limit to the degree of incomplete neutralisation i.e. of residual perveance ($I/V^{3/2}$) which can be accepted.

## 2.2. Beam transport in an emittance dominated line

The basic concept of the emittance dominated line is shown in figure II.3.

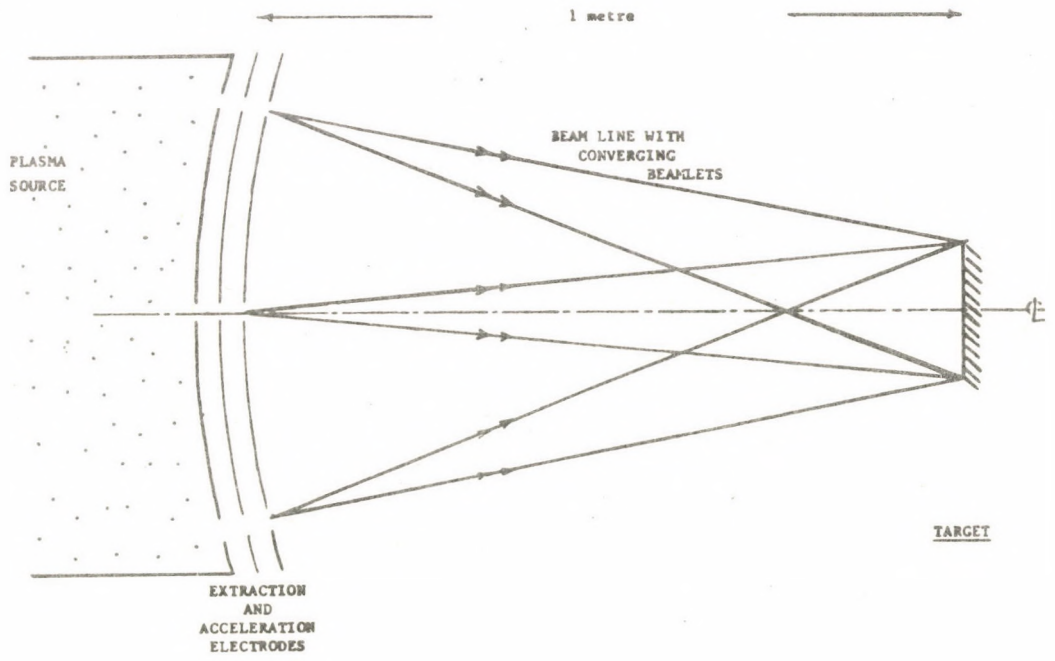



Fig.II.3. Schematic diagram of converging beam system.

A number of beamlets formed by extraction from an ion source or ion sources are directed towards the target, so that they impinge on a common area at the target. If each beamlet has axial symmetry about its axis then it will illuminate a circular or elliptical area on the target. Since the angle of incidence is limited to $\pm$ 10$^{o}$ the departure from circular illumination is very small and can be neglected. [It is also possible to use strip beamlets which can be directed onto the target to illuminate an elliptic area. This discussion will be limited to circular beamlets].

### 2.2.1. Limits to the angular divergence of a single beamlet.

We will first consider the case of zero space charge and finite emittance. In this limit there is no coupling between the

beamlets (as would occur if there were space charge forces) and we need consider simply the requirement that each beamlet should illuminate the target area.

Using the K-V equation to describe the variation of the radius of the beamlet due to emittance only we have

$$a'' = \frac{\varepsilon^2}{a^3} \quad .$$

Hence

$$(a')^2 - (a'_o)^2 = \varepsilon^2 \left[ \frac{1}{a_o^2} - \frac{1}{a^2} \right] \qquad \text{II.2.}$$

where $a_o$ is the radius of the beamlet as it leaves the extraction electrode and $a'_o$ is the derivative of a with respect to z at that position.

It is normal to consider the case $a'_o$ equal to zero (though this is not a necessary limitation) in which case the solution of the equation is:

$$a^2 = a_o^2 \left[ 1 + \frac{\varepsilon^2}{a_o^4} z \right] . \qquad \text{II.3.}$$

For large values of z this tends to the limit

$$a = \frac{\varepsilon}{a_o} z$$

where $\frac{\varepsilon}{a_o}$ has the dimensions of an angle: it is usually called the angular divergence. Normally one specifies the divergence $\omega$ as the angle within which the fraction $(1-e^{-1})$ of the beam is contained. It follows that if the target is at a distance L cms from the source, the value of $\omega$ is

$$\omega = \frac{a}{L} \text{ radians.}$$

For L equal to 100 cm and a equal to 1 cm, $\omega$ is $10^{-2}$ radians or 0.57 degrees.

It is the fact that ion beams can be produced at energies of $\sim$ 10's of kilovolts with divergencies of this magnitude which indicates that this approach is possible (see section 3 below). More correctly we should note that the limits set by equation II.3 to the values of $\omega$ depends on $a_o$. Thus there are limits to the value of $a_o$ as well as to those of $\omega$ (figure II.4.).

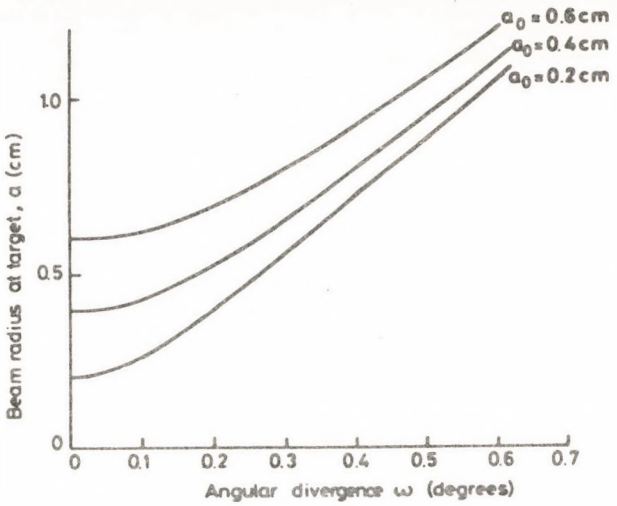



Fig.II.4. Variation of beam radius at target with angular divergence for different values of radius at source (Equation II.3).

### 2.2.2. Limits to residual space charge

Although it has been assumed that the space charge forces are zero, we recognise that this is an optimistic and unwarrantable assumption. We must therefore consider what degree of residual space charge can be accepted within the design of converging beamlets outlined above.

Space charge forces will act on all beamlets and will couple them. A detailed calculation of this interaction for finite emittance is not feasible. Consequently we will use a simpler model and assume that the beamlets merge into a uniform beam of zero emittance, which converges onto the target. We assume that the beam has an initial radius $A_o$ and that its initial convergence is such that it would illuminate a 1 cm radius circle at the target in the absence of space charge (i.e. $A_o'$ the initial convergence is $\frac{A_o - 1}{100}$).

We can now solve the K-V equation for zero emittance and non zero perveance, subject to these initial conditions

$$A'' - \frac{C}{A} \cdot \left[\frac{I}{V^{3/2}}\right]_{eff} = 0 \qquad \text{II.4.}$$

where $\left[\frac{I}{V^{3/2}}\right]_{eff}$ is the effective or residual perveance of the partially neutralised ion beam.

The solution of this equation can be derived from standard treatises on electron beam optics (e.g. Pierce [3] and Brewer [4]) correcting for the difference in mass between the ions and the electrons.

The results of calculations for $A_o$ equal to 10 cm are shown in figures II.5.a. and b. In figure 5.a. are shown the calculated profiles for a few values of the residual perveance. From these profiles we have estimated the variation of the beam width at the target with residual perveance as shown in figure b. These results indicate that the residual perveance must be reduced to a value of less than $3 \times 10^{-10}$ A $V^{-3/2}$ in order that the beam diameter should not be increased by more than 20 %. This value compares with the perveance of a 1 Amp 250 keV $D^+$ beam which is $8 \times 10^{-9}$ A $V^{-3/2}$.

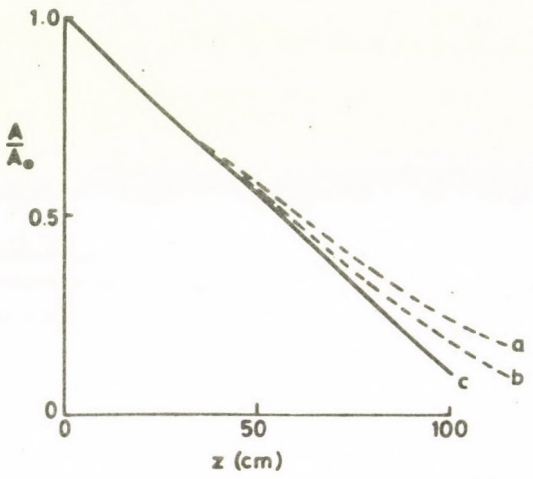



Fig.II.5.a. Variation of beam profile $A/A_o$ with axial distance for different values of residual perveance:

(a) $\left[\frac{I}{V^{3/2}}\right]_{eff} = 1.9 \times 10^{-9}$ A $V^{-3/2}$

(b) $\left[\frac{I}{V^{3/2}}\right]_{eff} = 1.0 \times 10^{-9}$ A $V^{-3/2}$

(c) $\left[\frac{I}{V^{3/2}}\right]_{eff} = 0$ .

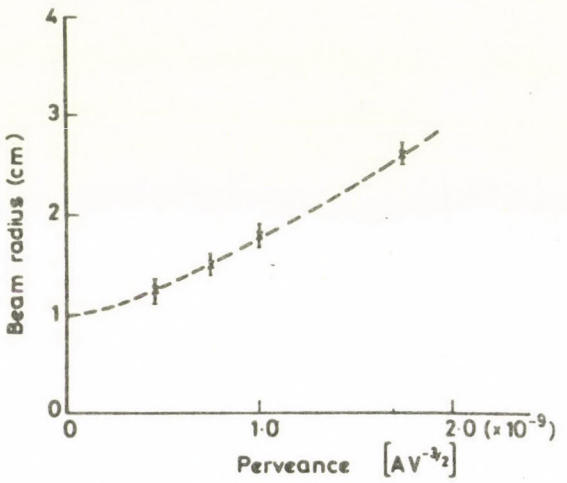



Fig.II.5.b. Variation of beam radius at target with residual perveance.

Thus one must achieve better than 96 % neutralisation of the beam in the beam line. As discussed below in more detail this does not seem to be an excessive requirement.

## 2.3. Space charge neutralisation in the beam line

It is essential to note that the question of the degree of space charge neutralisation obtainable in beam lines is one of the most problematical in the discussion of beam transport. There is a wide range of information concerning the degree of neutralisation which has been obtained in different situations (as discussed in reviews by Green [5] and Gabovich [6]). Values range from 99.9 % to only a few percent.

Equally there is little theoretical treatment to give one confidence in predicting the values which can be obtained. It is normally assumed, that the neutralising electrons, produced by ionisation of the background gas, are contained in a potential well. The depth of the well, $\phi$ , may be estimated from an analysis of the balance between electron production and loss:

$$\phi = T \cdot \log_e \left[ \frac{\tau_e}{\tau_{ee}} \right] \qquad \text{II.5.}$$

where $T$ is the electron temperature, $\tau_e$ is the time constant for electron production [being $(n_o \sigma_{ion} v_b)^{-1}$ the inverse of the product of the neutral density, $n_o$ , the cross-section for ionisation $\sigma_{ion}$ and the velocity of the ions in the beam, $v_b$] and $\tau_{ee}$ is the electron collision time. In a quiescent beam plasma $\tau_{ee}$ is the coulomb interaction time and depends on density and on the electron temperature.

From equation II.5. we predict that $\phi \sim$ few volts for the conditions of the 1 Amp 250 keV beam line. Such a potential corresponds to a 99.8 % neutralisation of the beam - adequate to satisfy the conditions discussed in the previous section.

This equation has been used by Hamilton [7] to analyse the data obtained by Osher and Hamilton [8] for a 1 Amp, 1 keV ion beam. The calculated potential ($\sim$2.8 volts) was consistent with the observed high degree of neutralisation (99.97%). Equally this equation predicts low potentials for the situation studied by Coupland et al.[9] in which 98.5% and 99.5% neutralisations were obtained. Further we note that the experimental observation by Evans and Warner [10] on pulsed beams of 500 keV energy in beam lines at $10^{-4}$ torr indicate a low, though unspecified, space charge.

(In these cases the exact values of $\phi$ depends on the electron temperature, and one must recognise that the values of the latter are somewhat uncertain due to inadequacies in the models). This agreement gives one some degree of confidence in assuming that the estimates derived from equation II.5. are reasonably accurate, and that high degrees of space charge neutralisation can be achieved in practice.

However, there are circumstances in which the agreement is very poor. Following Nezlin [11] , we may say that this disagreement arises either because macroscopic instabilities invalidate the applicability of the equilibrium model or because microscopic instabilities enhance the electron scattering rate. That is, we may ascribe the high potentials to the existence of fluctuations in the ion beam.

To conclude this discussion, we propose that adequate space charge neutralisation can be achieved provided that attention is paid to the noise level of the ion beam extracted from the ion source.

### 2.4. Overall length of the beam line

The design of a converging beamlet, emittance dominated beam line becomes increasingly more difficult as the length of the line increases. The allowable angular divergence decreases inversely as the length and the allowable residual perveance inversely as the square of the length. On the other hand the beam line cannot be too short, otherwise there is inadequate space for insulators, gate valves and other components of the beam line.

A value of 100 cms seems a reasonable compromise at this stage subject to later evaluation when detailed drawings of the beam lay-out are prepared. With this beam path length the beam radius at the extraction electrode can have a value of 17 cms (corresponding to $10^{o}$).

### 2.5. Summary

We may summarise the discussion of section 2. concerning the design of an emittance dominated multi-beamlet system as follows: Requirements

(a) each beamlet must have an angular divergence of $< 0.57^{o}$ though as the radius of the beamlet at the extraction electrode increases the allowable divergence decreases as shown in figure II.4. It follows that a reasonable limit to the value of $a_o$ is $\sim$ 0.4-0.5 cm,

(b) the beam must be space charge neutralised on the background gas to a level of > 96 %,

The discussion does not lead directly to a specification of the useable number of beamlets, though as we will see later this is affected by the limitation to the radius of each beamlet at extraction. Nor does it lead to a specification of the overall diameter of the beamlets at the source, though it gives a suggested upper limit of 17 cm.

## 3. Design evaluation for the extraction electrode system

We now consider the design of the extraction electrode system, in which the ions are extracted from the ion source and accelerated to the final energy. We have specified that the 1 Amp current of $D^+$ and $T^+$ ions can be extracted over a circle of radius of up to 17 cm in a number of beamlets: we have not specified the number of beamlets or the current density within each one. This approach is essentially the multi-aperture approach used in both fusion and electrostatic propulsion applications of ion sources.

### 3.1. Factors which determine the design

There are a number of factors which must be taken into account when determining the design. They are:

(a) the need to operate each beamlet at a certain perveance required for minimum angular divergence,

(b) the need to ensure that interaction of the beamlets in the extraction region is minimised,

(c) the need to minimise aberrations in the extraction system and obtain a low value of the minimum angular divergence.

(d) the limitation to design set by electrical breakdown in the presence of the beam,

(e) the limitation to design set by power loading on the electrodes.

In this section we consider the influence of these factors in detail for circular beams only: though some of the points made are equally valid for slit beams. The discussion follows closely that evolved in consideration of extraction systems for fusion ion sources in which high current densities have to be handled at high voltages.

The sources initially developed operated with essentially a single acceleration gap, as shown in figure II.6. This figure shows three electrodes, an extra one being inserted to provide an electron trap which eliminates electron flow from the beam line to the source. The shaping of the first electrode is used to produce a quasi Pierce geometry which minimises some of the beam aberrations. In such an extraction geometry it is found that the angular divergence varies with perveance and has a minimum value when the perveance is given by the equation (here evaluated for a 50-50 mixture of $D^+$ $T^+$ ions)

$$\frac{I}{V^{3/2}} = 9.5 \times 10^{-8} \frac{a_s^2}{(d_g + d_e)^2} \quad \text{amps/volts}^{3/2} \qquad \text{II.6.}$$

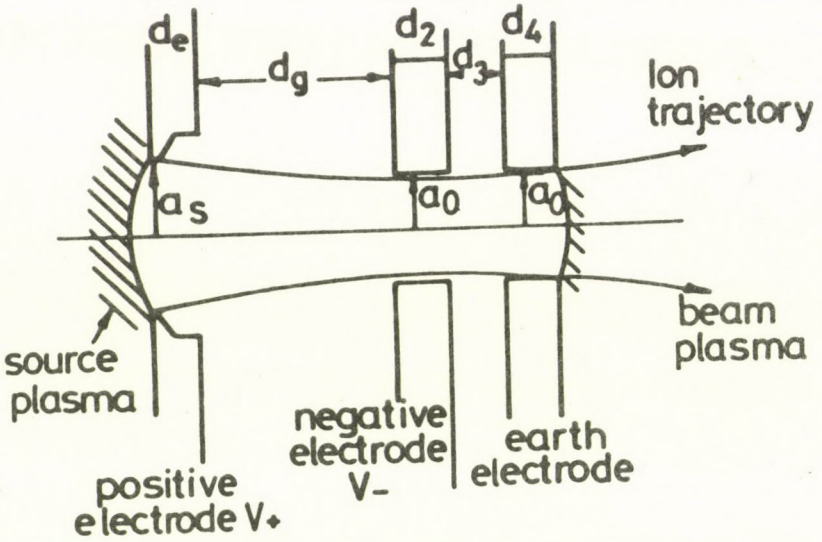



Fig.II.6. The single aperture electrode system with recessed positive electrode as used by Cooper et al. [16].

where $a_s$ is the radius of the aperture in the source electrode, $d_g$ is the extraction gap and $d_e$ the thickness of the source electrode [12,13].

In the following we will take $d_e$ to be negligibly small compared with $d_g$ - a reasonable approximation in the cases to be studied.

It follows that the current density J is given by

$$J = 3.1 \times 10^{-8} \cdot \frac{V^{3/2}}{d_g^{\,2}} \quad A\ cm^{-2} \quad . \qquad \text{II.7.}$$

There is a lower limit to the value of $d_g$ set by voltage breakdown: the gap must be large enough to withold the applied voltage. Experiments at 10-45 kV in ion sources [9,13] indicate that over this voltage range the minimum value of $d_g$ is $2.78 \times 10^{-10} V^2$ cm. If this law applies at the high voltages we are considering, then it implies that $d_g$ must be greater than 11 cms at 200 kV and 25 cms at 300 kV.

The corresponding maximum current densities which can be extracted at these voltages are 25 mA $cm^{-2}$ and 8 mA $cm^{-2}$ respectively. These current densities though low by comparison with those in fusion sources are not too low for this application.

The values of $d_g$ are, however, too large for utilisation because:

(a) at a large gap length with normal and even low pressures ($\gtrsim$ 1 mtorr) in the gap, the rate of secondary particle production is excessively high since it leads to high power loading on the source and electrodes. For example for a product of gap length and pressure equal to 20 millitorr cms, the electrons produced could carry $\sim$ 24 kilowatts back to the source,

(b) at a large gap length compared with overall extraction electrode radius (i.e. large value $d_g/A_o$), the beamlets will couple together via their space charge forces: this can invalidate the multi-aperture approach.

It is these two effects which limit the value of $d_g$ and cause one to use a multi gap extraction system similar to that used in the fusion sources to overcome the voltage breakdown limit to current density [14] . We therefore consider them briefly in the next subsections before discussing the design of a multi gap system.

### 3.1.1. Beam neutral gas collisions in the extraction region

The dominant collisional processes which may occur in the extraction region are:

(a) attenuation of the primary ion beam by charge exchange,

(b) production of secondary slow ions by charge exchange and ionising collisions,

(c) production of electrons by ionisation

and

(d) production of fast neutrals by charge exchange.

The currents of the secondary particles produced have been calculated for a 50-50 mixture of $D^+$ $T^+$ for a gap operating at such a pressure that the product of pressure and gap length is 5 millitorr cm. The calculation also includes the effect of a 10 % admixture of molecular ions $D_2^+$ and $T_2^+$ . Values of the total power in each component of the secondary particle current are also derived. Results obtained are shown in table II.2.

In parenthesis we note that the calculation is carried out by dividing the gap into seven intervals: the reaction rates are calculated for each interval using cross-sections for primary ions of the appropriate energy. Constant pressure distribution and uniform electric field are assumed.

Table II.2.

Beam attenuation and secondary particle currents in the extraction gap (p x d = 5 millitorr cm).

| | | | |
|---|---|---|---|
| $I^+_o$ (Initial current $D^+$, $T^+$) | 1.00 A | $V I_o^+$ Initial Power $D^+ T^+$ | 300 kilowatts |
| $J^+_o$ (Initial current $D_2^+$, $T_2^+$) | 0.10 A | $V J_o^+$ Initial power $D_2^+ T_2^+$ | 30 kW |
| $I^+_s$ Secondary current $D^+$, $T^+$ | 0.009 A | $\langle V I_s^+ \rangle$ Secondary $D^+ T^+$ power | 0.75 kW |
| $J^+_s$ Secondary current $D_2^+$, $T_2^+$ | 0.077 A | $\langle V J_s^+ \rangle$ Secondary $D_2^+ T_2^+$ power | 6.0 kW |
| $I_e$ Secondary current of electrons | 0.039 A | $\langle V I_e \rangle$ Secondary electron power | 2.6 kW |
| F Current equivalent of fast neutral particles | 0.057 A | $\langle V F \rangle$ fast neutral flux power. | 1.5 kW |

These figures show the production rate of the secondary particles and the power associated with them. To evaluate the full problem one needs to know how much of this power is distributed over the electrode structure and where. One complicating factor is that the secondary ions and neutrals can produce secondary electrons on the earth electrodes which can be accelerated through the full voltage back to the source or source electrode.

The clarification of this question is now receiving considerable attention in fusion applications both at Berkeley and at Culham using computational ray tracing of the secondary charged particles

in the extraction gap. Experiments to determine the extent of the power loading and to study in detail the contributions to it have started or are in hand.

A number of points are already becoming apparent from the work of Cooper and his colleagues at Berkeley. Figure II.7. shows some as yet unpublished results from this group, which highlights, for four electrode systems, some of the factors to be taken into account.

(a) Most of the secondary ions are accelerated into a narrow cone about the beam axis and appear in the extracted ion beam as particles of degraded energy and higher angular divergence. Equally most of the electrons are accelerated back into the source through the aperture in the source electrode,

(b) secondary ions and electrons only contribute to loading on the electrodes if they are created in a restricted zone near the electrodes. This is because they then have low energies as they pass through the radial fields in the electrode apertures and are consequently highly deflected.

Cooper reports that the latter effect can be almost completely removed for secondary electrons by shaping the electrodes. It can be reduced but not removed for the ions. These ions strike the accel/decel electrode and can produce secondary electrons which are accelerated back to the source: the ion loading can be considered small compared with the effect of the secondary electrons they create. To minimise the influence of these electrons the accel/decel electrode is shaped so that ion impact produces electrons in such a region that they are accelerated back to the earth electrode (with a few kilovolts of energy) rather than to the source, (Figure II.7.).

Since this work is still continuing it is difficult to assess the final outcome. However, we already have good reason to assume that power loading on the electrodes can be reduced to less than 10 % of the total power in the secondary ions. This figure means that for the conditions treated in table II.2. the loading is less than 1 kilowatt. Conventional water cooling of the electrodes should be adequate to limit the temperature rise to 10°C. This situation is very different from that obtained in the high current density sources in fusion experiments.

More serious problems may arise from the secondary electrons produced in the gas and from those secondary ions and neutrals which emerge from the extraction region in a divergent beam of degraded energy.

The secondary electrons will be electrostatically focused back into the source through the aperture in the source electrode and deposit their energy on the backplate. This problem is well known in ion sources. However, it is difficult to give an accurate estimate of its liming value. A few kilowatts could conceivably be deposited in a suitable molybdenum backplate, but this figure

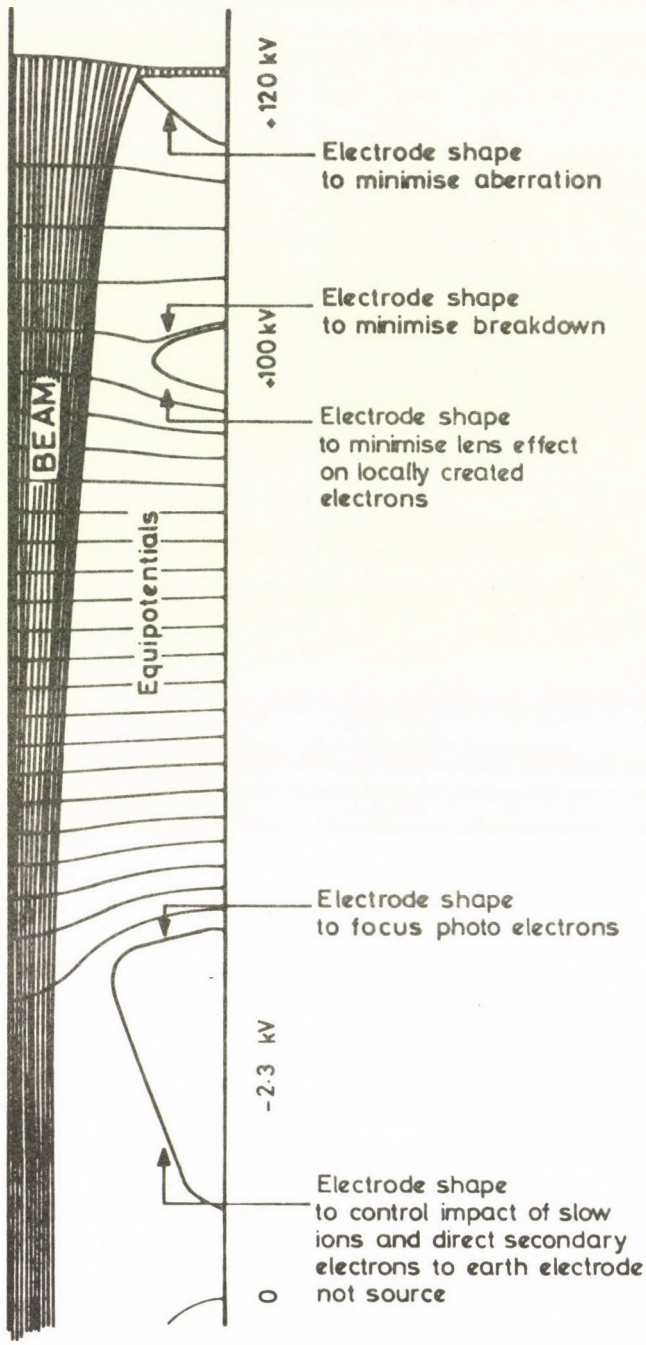



Fig.II.7. Optimisation of electrode geometry for 150 keV $D^+$ beam (Berkeley) using computer programme.

should be restricted. We will take a figure of 2-3 kilowatts as a desirable upper limit. The divergent, degraded particles carry about 7 kilowatts of power into the beam line. Again it is difficult without preparing detailed engineering drawings to say what should be the limit to this power. 7 kilowatts seems an acceptable upper limit.

These considerations indicate that the product p x d should be limited to 5 millitorr cm. Since the pressure in the extraction gap is related to the pressure in the source this condition leads to an interaction of design parameters in the source and those in the extraction region as discussed below (3.2.).

### 3.1.2. Effect of low overall aspect ratio A/d on beamlet interaction

There is virtually no adequate theoretical or experimental study of this problem of which we know. In principle one could develop a computer programme to analyse the problem from existing calculations of space charge dominated trajectories in extraction systems. This is a non-trivial task and has not yet been undertaken.

In multi-aperture systems in fusion, overall aspect ratios in the range 5 : 1 to 10 : 1 are commonly used and it is believed that the interaction of beamlets on each other in the extraction region is negligible. Such a ratio could imply gap spacings between electrodes of $\sim$ 10 to 30 mm depending on the electrode radius. This is not incompatible with the dimensions to be considered below.

However, we must note that the evaluation of systems in use is rather qualitative, and perhaps misleading in that these systems do not aim for the high quality of beam focusing required in the project. Consequently we must note that there is here a possibility of a source of error in determining the final design which may modify the performance of the system.

The result of an interaction between beamlets will be, to a first approximation, to produce a radial electric field within the extraction region whose value increases linearly with radius. This will cause a deflection of the outermost beamlets by an angle $\Delta$ which will also vary linearly with radius. Consequently this will produce a modification of the convergence of the beamlets and mean that the overall beam waist is displaced axially from the expected position.

Any discrepancy of this nature should be observable during initial testing and comissioning.

## 3.2. Choise of electrode separation and current density

The above considerations indicate the design limitation to the value of the total extraction gap width and of the separation of any pair of electrodes in the system. Since the breakdown gap width scales as $V^2$, one can decrease both total gap width, $d_g$, or the separation of electrode pairs, $d_1$, by subdividing the gap many times:

and

$$\left.\begin{aligned} d_1 &\propto \left[\frac{V}{n}\right]^2 \\ d_g &\simeq n d_1 \propto \frac{V^2}{n} \end{aligned}\right\} \qquad \text{II.8.}$$

for n gaps.

If the gaps are uniformly spaced and the voltage uniformly distributed as implied in this relation, then the beam optics are not affected by the interposed electrodes, at least to first order.

It follows that the current density in the beam scales as $n^2$ i.e. for a 300 kV beam:

$$J \simeq 8\ n^2\ \text{mA cm}^{-2} .$$

Using more gaps we obtain a shorter extraction system working at higher current density. But the mechanical structure becomes more complex. It is therefore necessary to decide what is the lowest number of gaps which can be used, and still work within the limitation outlined above for the gap width. However, the limitation set by secondary particle production depends on the pressure in the gap, which in turn depends on the pressure in the source and finally on the current density which is to be extracted. To complete the discussion we need to evaluate this latter relationship.

### 3.2.1. Gas pressure and current density - gas utilisation

Ion sources operate with a limiting value of gas utilisation ($\eta$) i.e. of the ratio of extracted ion current to gas throughput. In large area plasma sources, as used in fusion, and as needed for this project, there is a limit of $\sim 0.5$ (see brief discussion section 4.). In this project a reasonably high value of $\eta$ is required in order to minimise the inventory of tritium for a 1 Amp ion beam. Without discussing the value of $\eta$ in detail, we may write for 1 Amp of ions:

$$\eta = \frac{1}{Q_o}$$

where $Q_o$ is the total gas throughput in amperes equivalent. Expressing this in terms of J, the current density, and $q_o$ the gas throughput per unit area, (amps eq $\text{cm}^{-2}$), we have:

$$\eta = \frac{J}{q_o} .$$

But $q_o$ relates to the gas pressure, $p_s$, in the source and the conductance of the extraction region. We have measured this relation in a system having similar conductance to that envisaged (within 50 %), and estimate that we can write

$$p_s \sim 8q_o \quad \text{millitorr}.$$

Finally one must relate the pressure in the source to the pressure in the extraction gap. If the conductance between the source and the extraction gap is equal to that between each subsequent gap, then the average pressure is one half of $p_s$. However, with the type of low transparency grids being considered it may be possible to operate with a higher ratio of $p_s$ to $p_g$: we will designate this ratio as $\beta$.

$$\text{Hence } p_g = \frac{8q_o}{\beta}$$

$$= \frac{8J}{\beta\eta} .$$

If we take still the most severe limit to the product $p_g\, d_g$ of 5 millitorrcm, we obtain a limiting value for the product $Jd_g$:

$$Jd_g = \frac{5\beta\eta}{8} \text{ amps cm}^{-1} . \qquad \text{II.9.}$$

### 3.2.2. Calculation of optimum parameters

We can now combine equations II.7. and II.9. to obtain values for J and $d_g$ separately (at 300 kV)

$$\left.\begin{aligned} J &= 0.077\ \beta^2\ \eta^2\ A\ \text{cm}^{-2} \\ d_g &= \frac{8.2}{\beta\eta} \text{ cm} \end{aligned}\right\} \qquad \text{II.10.}$$

and

$$d_1 = \frac{d_g}{n} = \frac{8.2}{\beta\eta n} \text{ cm} .$$

If we limit $d_1$ to a value of 2.7 cm in order that beamlet interaction should not be severe, and choose a value of n equal to 3 for simplicity of design and construction, then we require $\beta\eta > 1$ , and $J < 77$ mA cm$^{-2}$. As already stated $\beta = 2$ is simple to attain, but it is unlikely that values greater than 4 can be. Consequently we require $\eta > 0.25$.

Detailed calculations for a three gap system with a non-uniform profile indicate that the severe limitation on $\eta$ may be relaxed and lower current densities may be utilised. It does seem unlikely, however, that a change of more than a factor of 2 could be accepted: i.e. 77 mA cm$^2$ > J > 38 mA cm$^{-2}$ and $0.50 > \eta > 0.10$.

It also follows that the required source pressure is $0.6\beta$, which will typically be $\sim$ 2 millitorr.

This discussion leads to specification of some of the parameters of the extraction system. It should be noted that it is based on the assumption of uniform voltage distribution whereas we know from work on two gap systems by Thompson [15] that there are advantages in non-uniform distributions as discussed below. Allowance for the effect of non-uniformity, which can only be made after further experiments, will alter the numbers slightly but will not change the overall design considerations.

In particular one is led to choose a value of J of $\leq$ 75 mA $cm^{-2}$. With an extraction aperture of 0.4 cm radius this means that the current per beamlet is limited to 38 mA and consequently 26 beamlet are needed to produce 1 Amp. As we will see later in discussion of the ion source design, we prefer to operate at lower current densities and consequently more beamlets.

### 3.3. Beam optics of a single aperture

It is necessary to consider the beam optics of a single aperture or beamlet extraction system in detail because of the need to achieve and maintain minimum divergence. One must consider: minimising divergence arising from finite emittance, minimising aberrations, and finally specifying the tolerances in parameters (current, voltage, physical dimensions) required to maintain minimum divergence.

The treatment of these problems has been handled in a number of ways:

(a) analytical model for zero emittance (Coupland et al.[9]),

(b) computation for zero emittance (US and UK laboratories),

(c) computation for finite emittance (Cooper et al.[16]).

The analytical approach is useful in deriving scaling laws but predicts zero divergence and cannot be used to estimate aberrations The zero emittance computation allows one to estimate aberrations and to design electrodes to minimise them. The finite emittance computation can in principle be used for all the problems, but its predictions of the variation of divergence with perveance are not in agreement with experiment.

In carrying out this study we have developed a method to improve the usefulness of the analytical approach by taking finite emittance partially into account. Essentially the point is as follows; the transport of a finite emittance beam leaving the extraction region may be described by the K-V equation for zero space charge (equation II.2.). The normal procedure in the analytical model, is to calculate $a'_o$ at the exit of the extraction region and to say that this gives the value of $a'$ throughout the beam transport section for a zero emittance beam. This

equation shows that a more accurate procedure is to calculate both $a_o'$ and $a_o$ in the extraction system, using the assumption of zero emittance in that region. These values are then inserted into the K-V equation to derive the transport equation for a finite emittance beam.

At large distances from the electrodes when the beam radius is large compared with $a_o$, the angular divergence of the beam ($a'$) tends to a value given by (equation II.2)

$$a' = \left[ (a_o')^2 + \frac{\varepsilon^2}{a_o^2} \right]^{1/2} . \qquad \text{II.11.}$$

We will use this equation to estimate the influence of operating conditions on the limiting angular divergence $a'$. This approach is sufficiently accurate for the present discussion. However, in finalising the design it would be more correct to calculate the radius at the target by integration of the full K-V equation.

### 3.3.1. Minimum divergence

The factors which determine the minimum divergence are:

(a) finite emittance at the source,

(b) enhancement of the finite emittance by gas scattering or by instabilities,

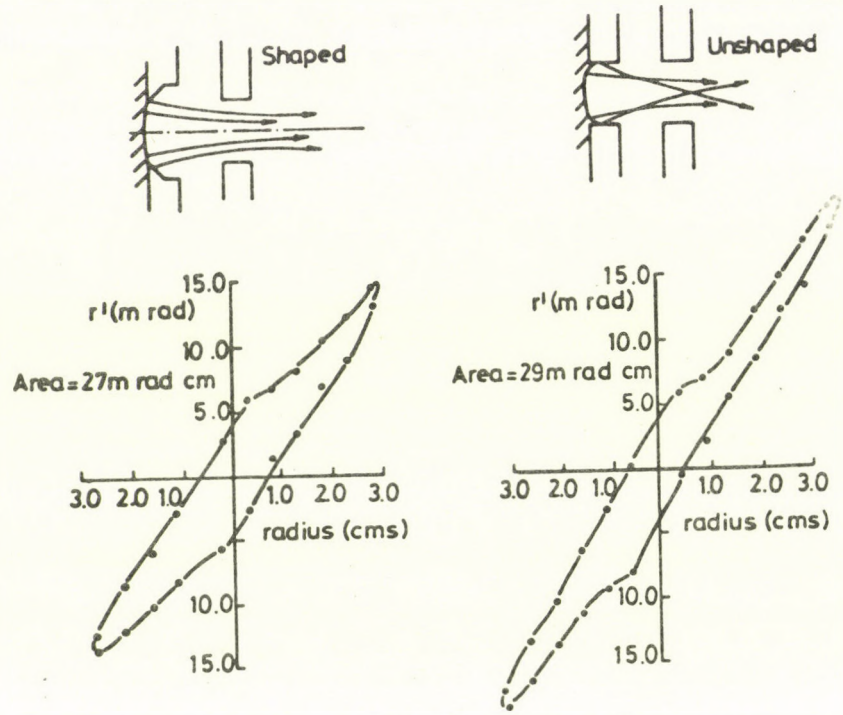
(c) aberrations in the extraction system.

In early experiments some information concerning the contributions of (a) and (c) were obtained by looking at the energy dependence of the angular divergence. This possibility arises because the emittance scales inversely as the square root of the beam energy. The data was somewhat too imprecise to allow definitive conclusions to be drawn. The only certain way to evaluate the relative importance of the different contributions is to measure the emittance diagram of the ion beam. Thompson [16] has recently utilised this technique to show that a major source of aberration arises from shaping of the source electrode - that is, for the case of a single extraction gap system (Figures II.8.a. and b.).

An important development in beam optics has been the recognition that the contribution arising from finite emittance, the term $\frac{\varepsilon}{a_o}$, can be reduced by suitable designs of the extraction systems. This follows since one may write $\varepsilon$ in the approximate form

$$\varepsilon = \left[ \frac{k\, T_i}{V} \right]^{1/2} . \, a_s$$

where $k\, T_i$ is the ion transverse energy in eV, and $a_s$ is the radius of the source aperture.




(a) Emittance diagram of optimum shaped aperture (b) Emittance diagram of unshaped aperture

Fig.II.8. The influence of aperture shaping on beam aberrations (Thompson [17]).

Thus

$$\frac{\varepsilon}{a_o} = \left[\frac{k\ T_i}{V}\right]^{1/2} \frac{a_s}{a_o}$$

The factor $\frac{a_o}{a_s}$, sometimes called the compression factor, is a constant for normal single gap extraction system (or for multi gap systems with uniformly spaced electrodes and voltages). It can be decreased using a non uniform voltage distribution.

Experimental and theoretical studies of the optics of non uniform voltage systems are still in hand though specifically for voltages upto 150 kV and current densities of $\sim$ 250-500 mA $cm^{-2}$. It is too early to draw any detailed conclusions concerning scaling to other voltages and current densities. However, the following performances have already been obtained for two stage systems

| | Beam | Energy | $J_+$ | $\omega(\frac{1}{e})$ |
|---|---|---|---|---|
| Culham | He | 80 kV | 400 mA $cm^{-2}$ | $0.41^o$ |
| Oak Ridge | $H^+$(+ species) | 60 kV | 100 mA $cm^{-2}$ | $0.51^o$ . |

These values are within the design specifications discussed in section 2.2.1., even at these voltages. There is therefore every reason to believe that the design specifications can be comfortably met at higher energies.

### 3.3.2. Specifications of mechanical and electrical tolerances

We assumed above that the extraction system can be held at the correct parameters for minimum divergence. But it is also necessary to consider the effect of variation in the parameters, particularly the extraction voltage and the beam current. This question may be treated by calculating the variation of divergence with perveance using equation II.11. We have done this only for a simple uniform voltage distribution gap and not for non-uniform voltage gaps since our knowledge of how to optimise the latter is limited. Essential results are shown in figure II.9. for the operating conditions specified above. [$J_+ = 75$ mA cm$^{-2}$, $d_g = 8.2$ cm, $n = 3$, $a_s = 0.5$ cm, $\omega_m = 0.5^\circ$]. It can be seen that the divergence increases from $0.5^\circ$ to $0.6^\circ$ for a 15% change in perveance. This implies that

(a) the current density should be constant with time and from one beamlet to another to better than 10%,

(b) the extraction voltage should be constant to better than 7.5%,

(c) the gap separation should be constant to 5%.

[These limits are based on the supposition that the separate effects will add as the sum of the squares.]

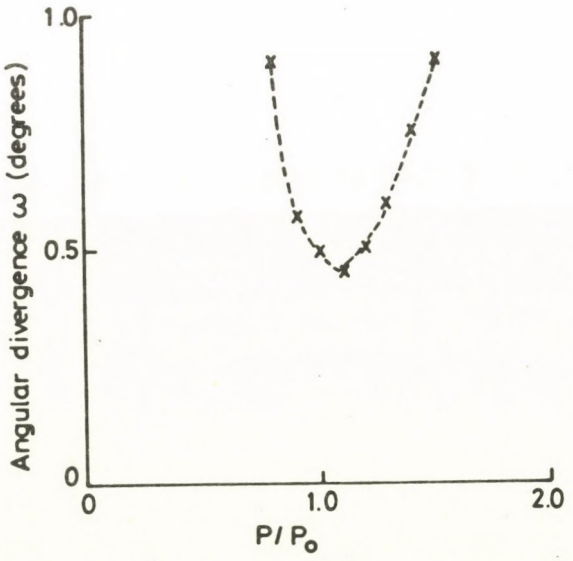



Fig.II.9. Calculated variation of angular divergence $\omega$ with perveance (assuming $a'_o = 0.5$ degrees at perveance $p_o$; other parameters as in the text).

### 3.4. Summary

In this section we have considered the factors which determine the design and performance of a single aperture multigap extraction and acceleration system. These considerations indicate that it should be possible to achieve the desired performance, but show that more experimental and theoretical work should be carried out to establish this feasibility and determine design data. Of particular importance is the need to investigate optimisation of non-uniform voltage distributors in the extraction and acceleration gaps.

## 4. Design of the ion source

The discussions of the previous sections lead us to a specification of the ion source:

output current density J equal to 50-75 mA $cm^{-2}$,

uniformity better than $\sim$ 10 % over a 10 cm radius,

source pressure $\sim$ 1.2 - 2.4 millitorr,

gas utilisation 25-50% (also depends on the tritium inventory).

Other specifications arising from the overall system design considerations are:

cathode lifetime greater than $3.6 \times 10^5$ secs (100 hrs) (perhaps even 1000 hrs),

output to be dominantly atomic ions $D^+$, $T^+$ and not $D_2^+$, $T_2^+$,

with approximately equal ratios of $D^+$ and $T^+$.

Finally, there are specifications arising from consideration of system control and switching:

- there should be a simple method of controlling the output current;
- the switch-on time of the source should be short, i.e. $\sim$ few milliseconds, if possible,
- maximum electrical efficiency.

The ion source development programme at Culham is directed to evaluating the factors which determine source performance (though with specific reference to the higher currents required for the prototype injectors for JET). As a result it is possible for us to evaluate reasonably well the feasibility of achieving the specifications for this project.

Indeed, sources have already been operated at pressures of about 5 millitorr to produce a current density > 60 mA $cm^{-2}$ over an area of 10 cm x 20 cm. From the experimental work coupled to a simple theoretical analysis of the discharge we can make

predictions concerning the operating conditions required. The major uncertainty is in the possibility of achieving a high gas utilisation.

### 4.1. Choice of the type of ion source

The major requirement of the source which impacts on the choice of the type of source, is that of a high degree of uniformity and stability. It is now generally accepted that this cannot be achieved using ion sources derived from the duopigatron which use solenoidal magnetic fields to contain the ionising electrons and to modify the distribution of ion flux so enhancing the current density at the extraction region.

One must therefore consider sources with zero magnetic field as in the Berkeley source, variants of it with low magnetic field which enhance electron containment and efficiency without excessive non-uniformities as studied at Culham, and sources in which very non-uniform magnetic fields are used to inhibit electron motion to the anode without modifying the ion flux distribution excessively. This latter group of so-called shielded anode sources, includes the Periplasmatron, the multi-pole source (Oak Ridge) and simple shielded anode sources studied at Culham.

Our experience is mainly with variants of the Berkeley source and with shielded anode sources. The experimental data on the performance of these sources is sufficiently encouraging (as stated above) for us to propose that they can be utilised in this project. In the next section, we will consider the information obtained from study of such sources and its implication for operating conditions in the proposed design.

### 4.2. Operating characteristics of sources with zero magnetic field

One of the important characteristics we need to know for ion sources is the arc current required to produce a given output current and its dependence on arc voltage, gas pressure and source design. In the type of source we have studied as shown in figure II.10. it has been possible to measure the total rate of ion production $I_+$ for a given arc current $I_e$. Over a wide range of parameters $I_+$ is proportional to $I_e$, the ratio being a function of arc voltage and gas pressure.

We have shown that the ratio may be related to the gas pressure according to the equation [19]:

$$\frac{I_e}{I_+} = \frac{\langle\sigma v\rangle_{IN}}{\langle\sigma v\rangle_{ION}} + \frac{1}{n_o \langle\sigma v\rangle_{ION} \tau_e} \qquad \text{II.12.}$$

where $\langle\sigma v\rangle_{IN}$ is the reaction rate coefficient for inelastic

scattering of the energetic ionising electrons to energies below the ionisation threshold, $\langle \sigma v \rangle_{ION}$ is the rate coefficient for ionisation of the neutral gas, $n_o$ is the neutral density and $\tau_e$ is the containment time of the ionising electrons.

The experimental data show good agreement with this predicted relationship as can be seen from figure II.11. The important point to recognise in this experiment is that $I_e/I_+$ approaches a lower limit at high pressures, which depends only on voltage. At lower pressures $I_e/I_+$ varies rapidly with pressure and is less sensitive to the voltage. The variation with pressure depends on the electron containment time: this has been demonstrated by measuring the variation of $I_e/I_+$ as a function of anode area [19].

Experiments in field free sources show that there is a limit to the value of containment time which can be achieved. Studies are in progress to determine the reason for this limit and to see if the use of magnetically shielded anodes can change it radically (preliminary experimental data have indicated that this may be possible).

At present the best values of $I_e/I_+$ which have been achieved in the 10 cm x 20 cm section 10 cm deep source are shown in figure II.11. When operated at 150 Amps arc current this source can yield 65-82 mA $cm^{-2}$ at 4.5 millitorr as shown in figure II.12. Operation at lower pressures has been limited by the onset of noise. It is believed that this is due to the violation of the boundary conditions at the cathode but this has not been verified in this particular experiment. (This point will be discussed below with regard to arc starvation and limiting pressure, in section 4.4.).

From this data we can predict that in a source of the dimensions used one would produce 50-70 mA $cm^{-2}$ current density at an arc current of 150 A depending on the arc voltage. The data also show that the current density scales approximately as arc power in the range of parameters used. However, since cathode power increases with arc current minimisation of total power implies that it is better to use low arc current and high arc voltage provided that this does not lead to insulation problems within the source. Our experience implies that voltages of 90 or 100 volts are a reasonable compromise.

As stated above it is possible, even probable, that experiments on magnetically shielded anodes could lead to the design of sources operating with higher electrical efficiency which would be useful for this project in view of the importance of minimising the power requirements at high voltages.

Some information concerning these experiments should be available in the near future, but it may be necessary for this project to request specific experiments to obtain data at the lower pressures involved.

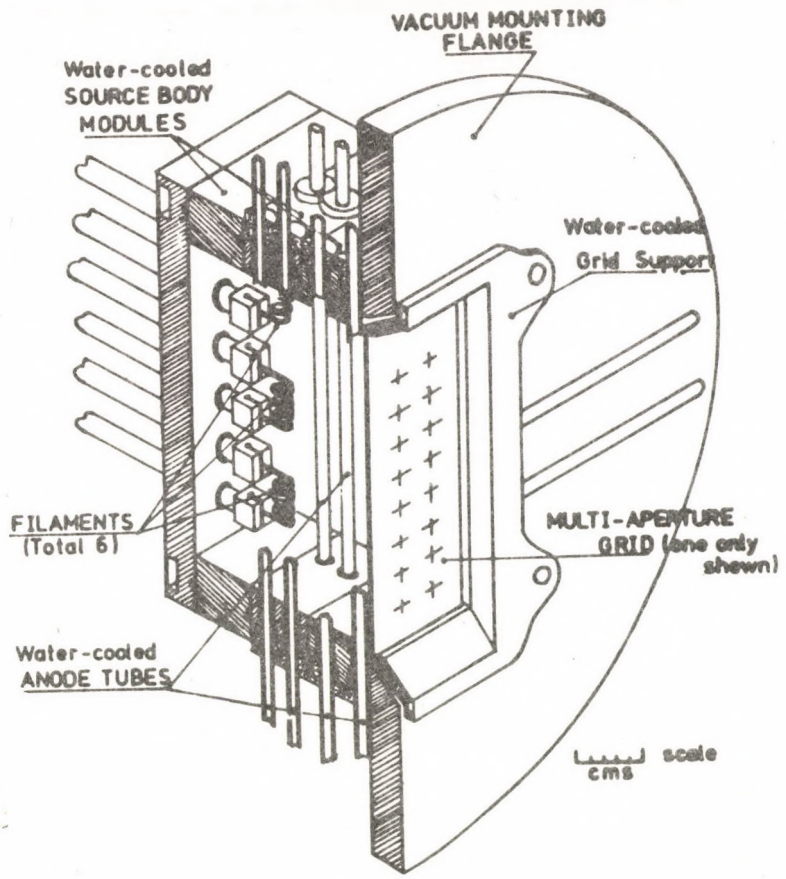



Fig.II.10. Sectional view 20 Amp proton source. (Magnetic circuit not shewn.)

### 4.3. Cathode lifetime

The cathode lifetime is limited by evaporation, the rate of which is temperature dependent. It follows, as is well known in electron valve design, that the lifetime is related to the electron emission current density. In an ion source the electron emission current density is related to the ion current density at the cathode by Langmuir's sheath criterion

$$J_e = \alpha J_+ \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \qquad \text{III.}$$

where $m_i$ is the ion mass, $m_e$ the electron mass and $\alpha$ a constant $\sim$ 1-2. Experiments at Culham indicate that in an $H_2$ gas source

$$J_e \simeq 120\ J_+$$

under conditions in which the ions may be dominantly $H_2^+$. We take this figure to apply to $D^+$ ions.

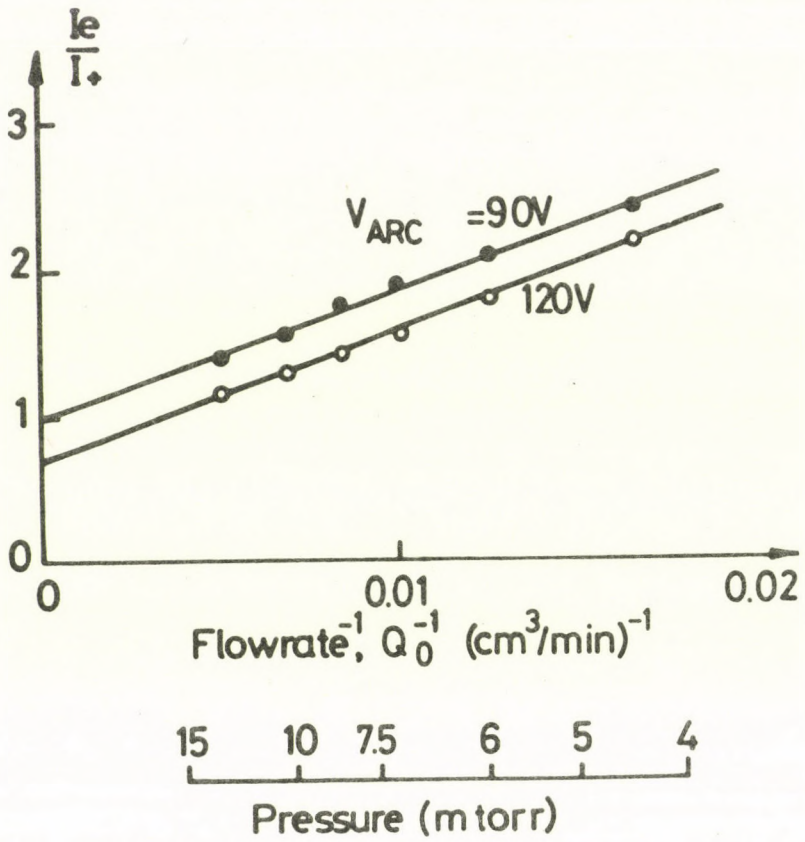



Fig.II.11. Variation of parameter $I_e/I_+$ , (number of electron needed to produce an ion) with flow rate through a source.
Typical data for 10 x 10 x 20 cm source at Culham (hydrogen).

Consequently we can relate cathode lifetime to the ion current density at the cathode, and thereby on the assumption of uniform density in the source to the ion current density at the source electrode. Using lifetime and emission data from Dushman [20] we obtain the results shown in figure II.13. These show that the cathode lifetime, at 75 mA $cm^{-2}$, is too close to $3 \times 10^5$ seconds for good design. Furthermore, it may be argued that cathode lifetime should be somewhat greater than this to allow for operations of 100 hrs duration once a week over a period of some weeks without the need for replacement.

There are a number of possible solutions to the problem:

(a) the cathode may be operated in a region where the ion current denstiy is lower than at the extraction region-this means automatically a non-uniform distribution which may be difficult to reconcile with the need for uniformity at the extraction region. We therefore tend not to favour this approach though we note that it seems inherent in the Periplasmatron design,

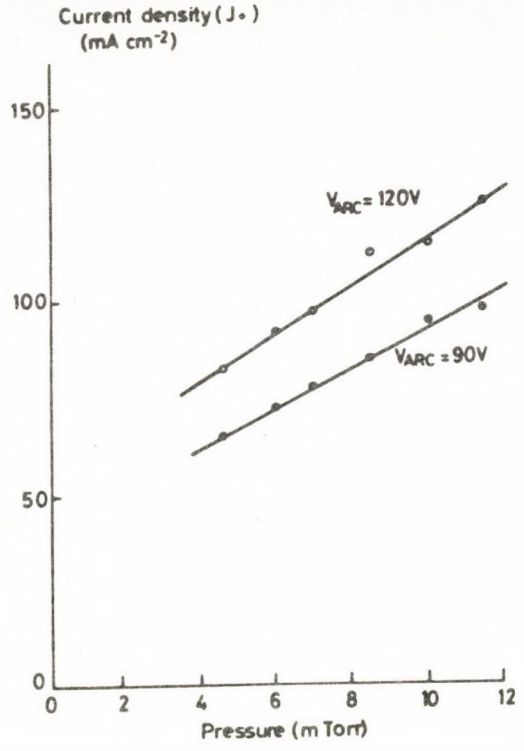



Fig.II.12. Variation of current density at extraction electrode in 10 cm x 10 cm x 20 cm source at Culham. (Hydrogen gas: arc current 150 Amp .)

(b) the use of oxide coated cathodes - we have not really investigated the potentialities of these.

(c) limiting the current density to a lower value say 30 - 40 mA $cm^{-2}$ - this is a possibility which can only be assessed when the full theoretical and experimental study of the extraction system has been completed, and the requirement for high gas efficiency evaluated in terms of the tritium inventory.

(d) operation of the cathode in the emission limited mode. As pointed out by Gabovich [[6] one may operate a cathode in the condition that the emission is increased relative to the normal Richardson value by field enhancement (Schottky effect) so that the Langmuir criterion is no longer applicable. As a consequence $J_e < 120\ J_+$: this effect manifests itself experimentally as an increase in $I_+/I_e$ with increasing $I_e$ as shown in figure II.14. (the arc voltage adjusts to maintain particle balance as required by equation II.5.). Enhancement factors of up to 4 have been achieved this way, so that now the required lifetimes can be attained. However, it is necessary to consider the cathode design parameters required to achieve this objective at low pressures as will be discussed below.

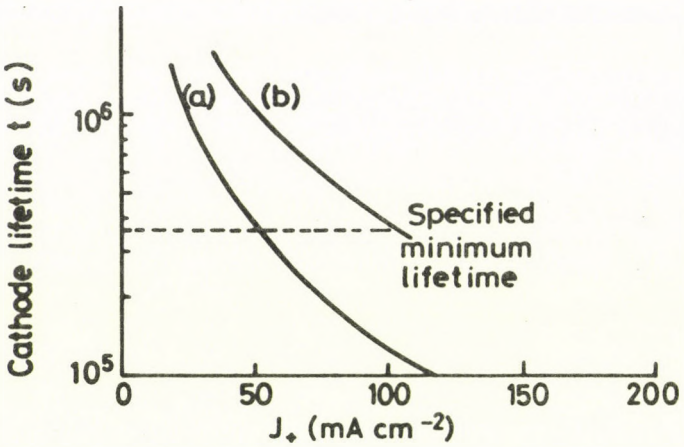



Fig.II.13. Variation of cathode lifetime for directly heated tungsten, with ion current density.
(a) $J_e = 120\ J_+$ (space charge limited)
(b) $J_e = 60\ J_+$ (emission limited)

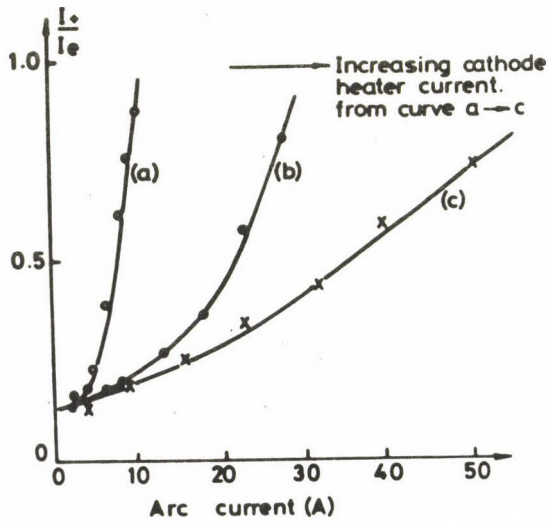



Fig.II.14. Increase of ion production efficiency ($I_+/I_e$) with increasing $I_e$ in the emission limited mode.

There are two important implications of this approach, both arising from the sensitivity of the emission current to the thermal balance at the cathode. On the one hand, this sensitivity means that feedback control of the cathode heater current is required to regulate the arc current. On the other, such a control

can be utilised to give long term control of the arc current and thus the source output.

### 4.4. Limitations at low gas pressure

We have seen above that operation at low gas pressure is relatively inefficient from the point of view of arc current, i.e. $I_e/I_+$ is high.
Since we can write

$$\frac{J_e}{J_+} = \frac{I_e}{I_+} \cdot \frac{A_w}{A_c}$$

where $A_w$ is the anode area and $A_c$ the cathode area, it follows that

$$A_c = \left(\frac{J_+}{J_e}\right) \cdot \frac{I_e}{I_+} \cdot A_w \ .$$

We need $J_e/J_+ \sim 30$ for long cathode lifetime and $I_e/I_+$ equals 3.4 for low pressure. Hence

$$A_c \sim 0.1 - 0.13 \times A_w \ .$$

This expression shows the need for a high cathode area in order to maintain a discharge at low pressure - the total cathode area is an important parameter in design. (We have observed that the present source being studied at Culham could not operate at low pressures because of inadequate cathode area as mentioned above).

Such a large area of cathode increases the complexity of design. Furthermore, as a consequence of this high cathode area, there is a high cathode power level $\sim 18\ A_w$ watts.

These considerations show that if the finalised design does require low pressures ($\sim$2 millitorr or less) then some effort to improve the electron utilisation would be justifiable.

Another aspect of source operation that must be considered at low gas pressures is that of arc starvation or gas burn out. This problem has been discussed extensively in the literature for a number of sources, [5,20] but it is diffucult at this time for us to evaluate precisely its limitation on source operation. We know that it will limit the overall gas utilisation as pointed out by Lejeune [20] but more experimental work is needed to see if it will finally limit performance and uniformity at low gas pressures. Our experimental data at 4.6 millitorr and 65-82 mA $cm^{-2}$ implies that it is not a limit under these conditions.

## 4.5. Ion species

The experimental data available to us concerning the yield of atomic and molecular ions in large area sources are shown in following Table:

| Source | Gas | Current Density | Ratio $H^+ : H_2^+ : H_3^+$ or $D^+ : D_2^+ : D_3^+$ |
|---|---|---|---|
| Berkeley | $H_2$ | 300 mA $cm^{-2}$ | 60 : 20 : 20 |
| Field-free source | $D_2$ | 500 mA $cm^{-2}$ | 75 : 15 : 10 |
| Fontenay Periplasmatron | $H_2$ | 250 mA $cm^{-2}$ | ∿ 60 : 30 : 10 |
| Levitron | $H_2$ | ∿ 300 mA $cm^{-2}$ | 45 : 20 : 35 |
| Cleo | $H_2$ | ∿ 300 mA $cm^{-2}$ | 65 : 20 : 15 |

The need to develop sources giving high ratio of $H^+$ (> 80%) is very important in the JET injectors, so that we have developed a programme to analyse the production rates of the species in ion source plasmas. The essential results of this analysis are that the ratios depend mainly on the product $n_e \cdot \tau_+$, $n_e$ being the density of the ionising electrons and $\tau_+$ the containment time of the ions in the source (Figure II.15.). The gas density and the energy spectra of the electrons also influence the yield but to a lesser extent.

To relate $n_e \cdot \tau_+$ to the current density $J$ we write

$$n_e \langle \sigma v \rangle_{ION} n_o eV = J.A$$

where $n_o$ is the neutral gas density, $\langle \sigma v \rangle_{ION}$ the rate coefficient for ionisation of the neutrals by the electrons, e the electron charge, V the volume, and A the area over which J is uniform. Since $\tau_+ \simeq \frac{\ell}{v_+}$ ($\ell$ being a typical dimension and $v_+$ the ion velocity) we have

$$n_e \tau_+ = \frac{J}{n_o \langle \sigma v \rangle_{ION}} \cdot \frac{A\ell}{Ve} \cdot \frac{1}{v_+}$$

The term $\frac{A\ell}{V}$ is approximately a constant independent of source design. Consequently $n_e \tau_+$ will be constant for sources operating with constant $J/n_o$, provided that the energy spectra of the ionising electrons are also constant. The requirements for this project are to achieve a high species ratio at a value

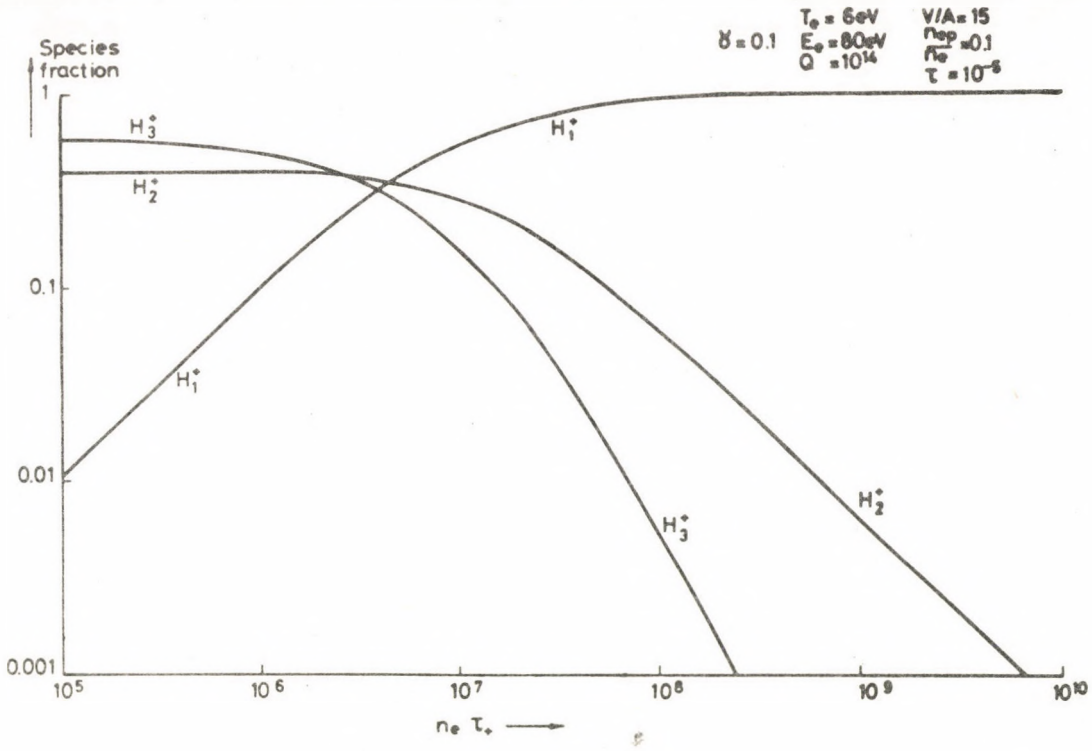



Fig.II.15. Computed variations of species ratios in hydrogen with $n_e\tau_+$ for typical operating conditions of Culham sources.

of J of 75 mA $cm^{-2}$ at pressures of $\sim$ 2 millitorr; the scaling law indicates that the ratio should be the same as for a source with J $\sim$ 500 mA $cm^{-2}$ at 14 millitorr, i.e. as in the Berkeley source operating in deuterium.

This gives us some confidence to assume that reasonably high species ratios can be achieved: but one must recognise that the analysis, both theoretical and experimental, is at a very early stage and the estimates given above can only be considered as indications. Further experimental work on this problem at current densities and pressures in the source relevant to this project are essential.

### 4.6. Conclusions concerning ion source design

From the previous discussion we see that there is already sufficient data to design a source to give the required current at low pressures with good cathode lifetime. Two provisos must be made; that the ultimate values of gas pressure and gas efficiency which can be obtained are uncertain; and that the performance in terms of species ratios cannot be predicted accurately.

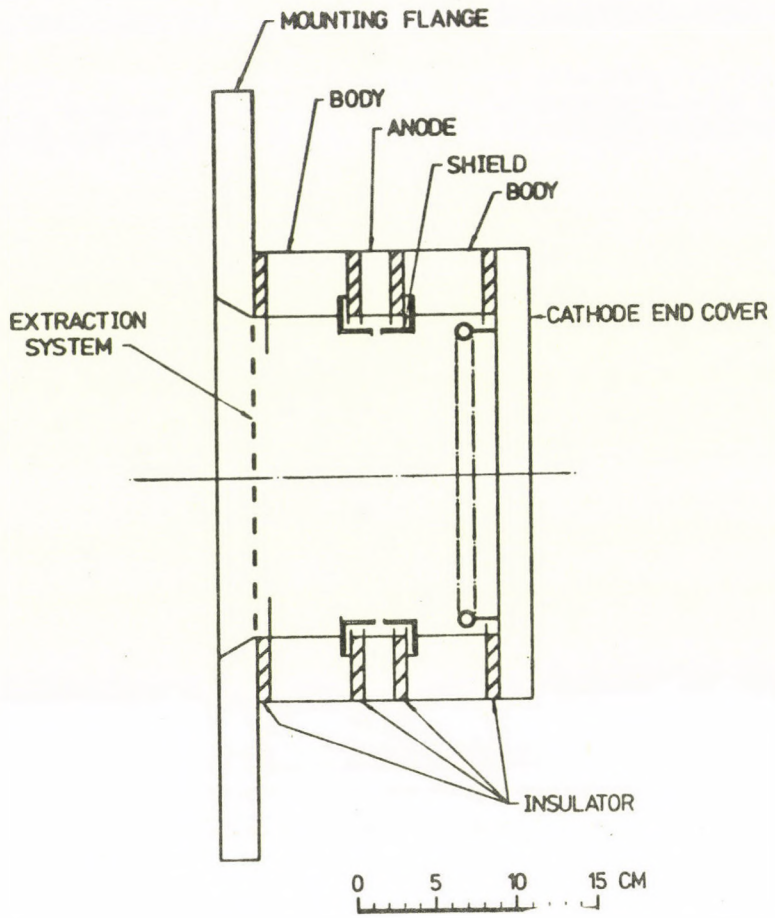



Fig.II.16. Schematic layout 1 Amp source.

A possible source configuration is shown in figure II.16. The main source body is a 10 cm radius 15 cm long cylinder. The anode is a concentric ring of 10 cm radius and of ∿1 cm length. Typical arc current and voltages are 300 amps at 100 volts. The voltage must be stabilised to ∿±1% and the current is controlled via the emission of the cathode in the ion source. There are 30 cathodes of 1 mm radius and ∿16 cm length each. (These parameters are based on the assumption that one will be able to achieve the efficiency of ionisation at 2 millitorr as indicated by figure II.12. extrapolated.)

The total power level in the source is therefore:

| | |
|---|---|
| Arc power | 30 kilowatts |
| Body bias power | 10 kilowatts |
| Cathode power | 18 kilowatts |

leading to a wall loading of ∿ 50 watts $cm^{-2}$ which should not be excessive.

## Acknowledgements

The authors would like to express their gratitude to colleagues at the Culham Laboratory, particularly Drs. E.Thompson and A.R.Martin, for their discussions of the problems outlined in this report. It is a pleasure, also, to thank Dr.J.Darvas of K.F.A.Jülich, and his colleagues for their discussions and for permission to publish this report.

## References

[ 1] Emigh, C.R., Brolly, J.E. Jr., and Cline, M.C., LA-5191-P. (Los Alamos).

[ 2] Kapchinskij, I. and Vladimirskij, V.V., II. High Energy Accel. Conf. Cern, p.274, (1954).

[ 3] Pierce, J.R., Theory and Design of Electron Beams (London: Van Nostrand) (1949).

[ 4] Brewer, G.R., Focusing of Charged Particles, Vol. II. Ed. Septier, A. (New York, Academic Press) (1967).

[ 5] Green, T.S., Report on Progress in Physics 37 (1974) 1257.

[ 6] Gabovich, M.D., Physics and Technology of Plasma Ion Sources, Translations F.T.D.-H.T.-23-1690-72. U.S.A.F.

[ 7] Hamilton, G.W., Private Communication (see Appendix 3).

[ 8] Osher, J.E. and Hamilton, G.W., Symp. Ion Sources, Brookhaven BNL 50310, (1971) p.157.

[ 9] Coupland, J.R., Green, T.S., Hammond, D.P. and Riviere, A.C., Rev. Sci. Instr. 44 (1973) 1258.

[10] Evans, L.R. and Warner, D.J., CERN/MPS/LIN, 71-3.

[11] Nezlin, M.V., Plasma Physics 10 (1968) 337.

[12] Green, T.S., Int. Conference on Heavy Ions, Gatlinburg 1975. (To be published I.E.E.E. Trans. 1976).

[13] Hamilton, G.W., Brookhaven BNL 50310, p.171 (Symposium on Ion Sources), (1971).

[14] Green, T.S. and Thompson, E., 8th Symposium on Fusion Technology Noordwijkerhout Holland, (1973).

[15] Thompson, E., Proc. 2nd Symp. on Ion Sources, Berkeley, II-3, (1974).

[16] Cooper, W.S., Halbach, K. and Magyary, S.B., Proc. 2nd Symp. on Ion Sources, Berkeley II-1, (1974).

[17] Thompson, E., Proc. 2nd Symp. on Ion Sources, Berkeley, II-7, (1974).

[18] Fumelli, F. and Valckx, F.P.G., Proc. 2nd Symp. on Ion Sources, Berkeley, VI-6, (1974).

[19] Dushman, S., Vacuum Techniques (Wiley, New York), (1958).

[20] Lejeune, C., Thesis, Orsay Ser. A., 810, (1971).

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 431-437

# AN ELECTROSTATIC (x,y) DEFLECTION SYSTEM FOR HIGH CURRENT BEAMS

ŠTEFAN BEDERKA

Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences,
Dubravska cesta 89930 Bratislava, Czechoslovakia

The current density distribution of the ion beam is inhomogeneous. It may cause local overheating and destruction of the bombarded target. In order to avoid such overheating of the target, the ion beam is deflected by such a way, that the spot of the deflected beam describes a spiral of the convenient shape on the target. The electrostatic system for forementioned deflection of high current beam was developed and its function and properties will be discussed.

A combined vertical and horizontal electrostatic deflection system for the spiral sweeping of the neutron generator beam has been developed. The principle of its function and main characteristics are discussed.

The maximum achievable flux density of fast neutrons produced by a high yield neutron generator depends on the solution of several technical problems. Target cooling problem and to a certain extend the problem of inhomogeneous load of the target surface by the beam of particles are the most important ones. The transverse current density distribution in ion beams is strongly inhomogeneous (it can be generally assumed to be Gaussian) and, as a consequence, temperature distribution of the target surface is also inhomogeneous [1]. The maximum intensity of the beam impinging upon the target is limited by the maximum allowable temperature of the target active layer in the place of the maximum load, that is at the centre of the beam spot. The total beam intensity impinging upon the target, as well as the total yield of neutrons could be increased if the target were loaded uniformly. The uniform load of the target is guaranteed when the beam is deflected in such a way that the spot of the beam describes a spiral on the target, the form of which is given by the following equations [2]:

$$\phi = \omega t$$
$$r = \sqrt{K\ t} \qquad (1)$$

where $\phi$ - and r are polar coordinates

$\omega$ - angular velocity

t - time, and K - constant.

It is supposed that the diameter of the beam is much greater than the distance of the neighbouring threads of the spiral and the angular velocity, as well as the repetition rate of the total spiral cycles are sufficiently high.

In the high current beams repulsive forces between ions can cause a considerable spreading of the beam. Therefore, a short distance between the lens system and the target is usually required in such neutron generators. Thus, it is convenient to realise the deflection of the beam in a short section of the beam path. It can be achieved by so called combined electrostatic (x,y) deflection system. This system was developed for the above mentioned deflection of the deuteron beam in the neutron generator. The principle of its function and some properties are described below.

The basic element of the combined electrostatic (x,y) deflection system is a pair of thin parallel wires of equal length. The distance between them is 2 R and their radius $s \ll 2R$. If U and -U potentials are connected to the wires a planparellel electrostatic field is created far from the end of wires. It

means that the potential at an arbitrary point M(x,y) of the Cartesian system (Fig.1) depends only on the coordinates x,y and can be expressed by the formula:

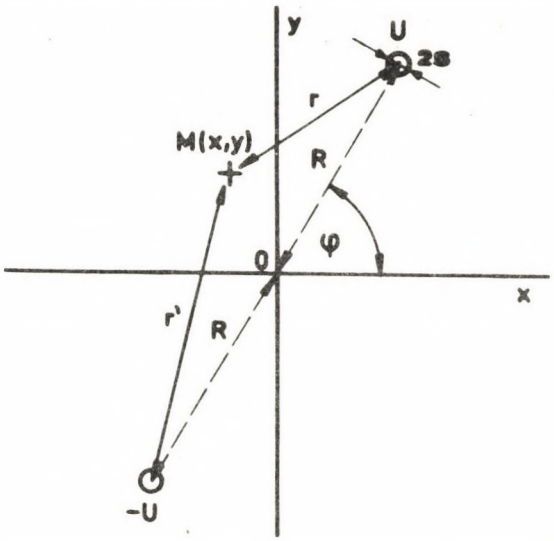



Fig.1. Basic element of the electrostatic deflection system.

$$U_M = \frac{U}{\ln\frac{2R}{s}} \ln\frac{r'}{r} \quad . \qquad (1)$$

The meaning of quantities r and r′ is evident from Fig.1. When the position of the wires in (x,y) plane is expressed by means of coordinates R and $\phi$ the potential $U_M(1)$ can be re-written as follows:

$$U_M = \frac{U}{\ln\frac{2R}{s}} \ln\sqrt{\frac{R^2+x^2+y^2-2R[x\cos(\phi+\pi)+y\sin(\phi+\pi)]}{R^2+x^2+y^2-2R[x\cos\phi+y\sin\phi]}} \qquad (2)$$

Let us suppose that n pairs of the considered wires are uniformly distributed around the axis 0 as shown in Fig.2. and the potentials of the wires correspond to the following expression:

$$U_k = U\cos\phi_k \ , \qquad (3)$$

$$\text{where} \quad \phi_k = (k-1)\frac{\pi}{n} \ .$$

A homogeneous electrostatic field is formed around the axis of such simple electrostatic deflection system. The potential at an arbitrary point M(x,y) of this system is equal to the sum of potentials $U_M(2)$ of all pairs of wires forming such a system.

The field strength vector of this field is parallel to the x axis as seen in Fig.2.

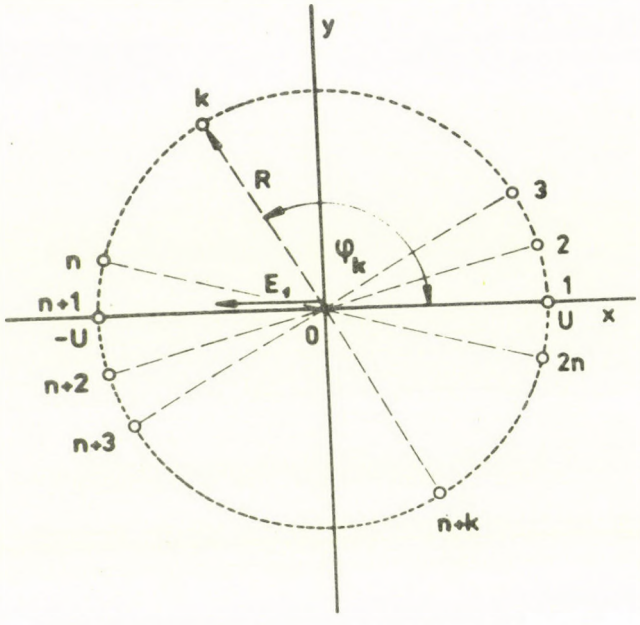



Fig.2. Schematic drawing of the simple electrostatic deflection system.

Two above mentioned simple electrostatic deflection systems turned through an angle of $90^{\circ}$ form a combined electrostatic (x,y) deflection system - (Fig.3). The full circles indicate

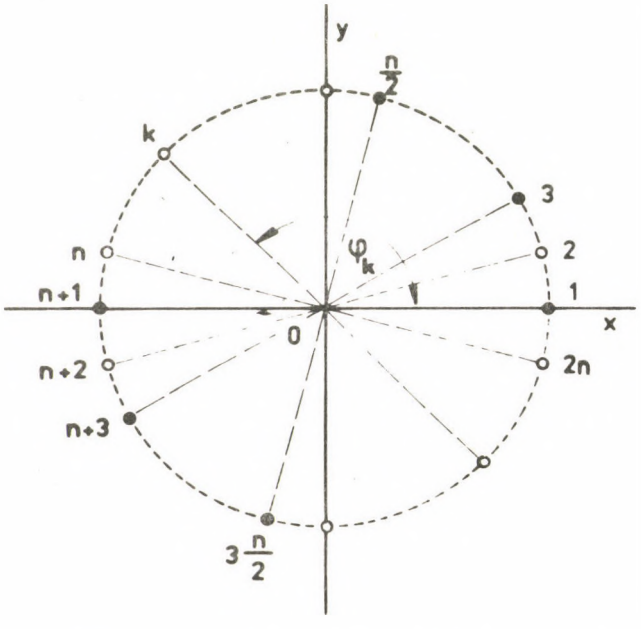



Fig.3. Schematic drawing of the combined deflection system.

here the odd wires forming the simple electrostatic deflection system I, empty circles indicate the even wires of the simple system II. The potentials of the odd wires (system I.) correspond to $U_{kI} = U_I \cos \phi_k$ and the potentials of the even wires (system II.) correspond to $U_{kII} = U_{II} \sin\phi_k$. The resulting field strength vector $\vec{E}$ in such a combined electrostatic deflection system is:

$$\vec{E} = \vec{E}_I + \vec{E}_{II}$$

where $\vec{E}_I$ is the field strength vector created by the simple system I and $\vec{E}_{II}$ by the simple II (Fig.4). The absolute value

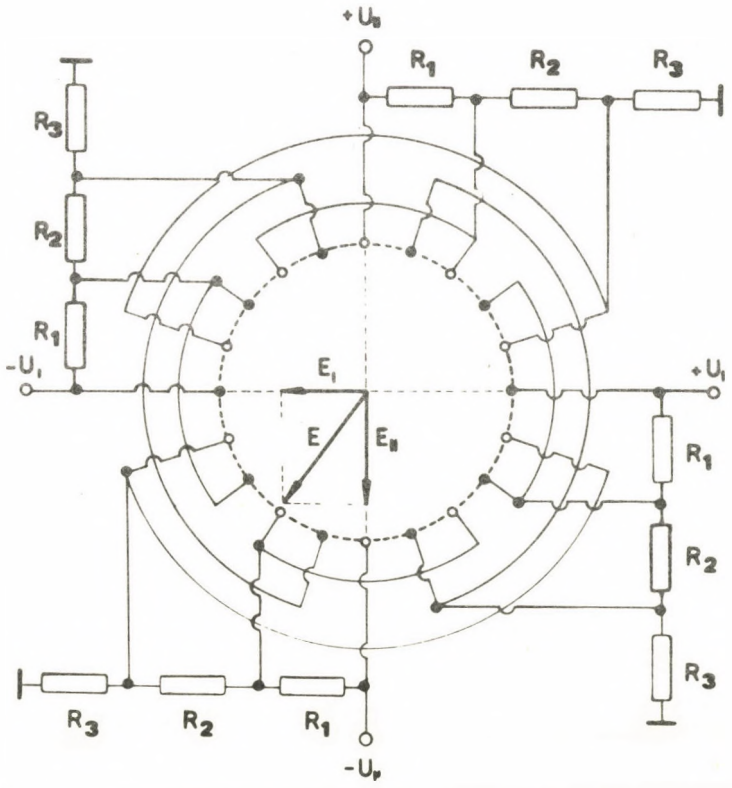



Fig.4. Schematic representation of the combined electrostatic deflection system consisting of 10 pairs of wires.

and the direction of the resulting vector $\vec{E}$ of the combined electrostatic deflection system depend on values and polarities of potentials $U_I$ and $U_{II}$.

From a practical point of view, it is important to know the area around the axis 0 of the combined system, in which the

electrostatic field can be considered as homogeneous. For comparison of various electrostatic deflection systems the radius of homogeneity $R_H$ has been introduced. $R_H$ represents the maximum radius of a circle inside which the following condition for the electrostatic field strength is fulfilled

$$|E_{xy} - E_o| \leq \delta E_o \qquad (4)$$

where $E_o$ is the field strength at the axis 0 and $\delta$ characterizes the allowable inhomogeneity in terms of the $E_o$ fractions. The radius of homogeneity $R_H$ and the ratio $R_r/R$ depend on the number of pairs of wires forming the deflection system and on $\delta$ in such way as it is shown in Fig.5. The ratio of $R_H/R$

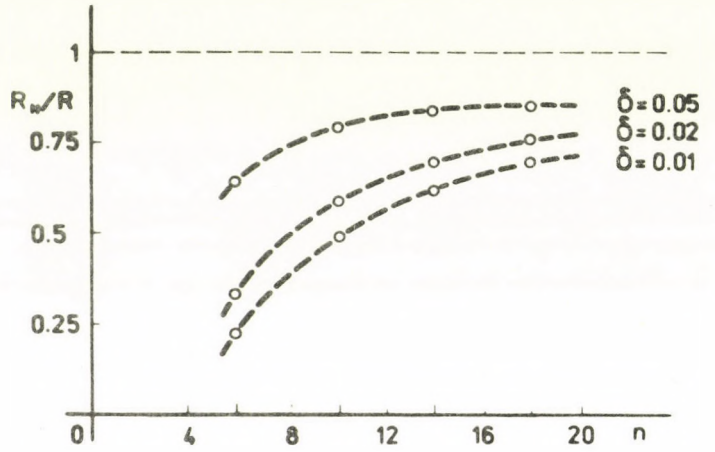



Fig.5. Ratio $R_H/R$ versus the number of pairs of wires creating the combined deflection system.

has been calculated for the inhomogeneity factor $\delta$ = 0.01, 0.02 and 0.05.

The combined electrostatic (x,y) deflection system has been developed in our laboratory for the aforementioned spiral sweeping of the deuteron beam of a neutron generator. It consists of 10 pairs of wires of radius s = 1 mm and of length 0.15 m. The radius of system R = 15 mm. The potentials $U_{kI}$ and $U_{kII}$ are obtained by means of a resistor divider as shown in Fig.5., where the diagram of the combined electrostatic (x,y) deflection system is given.

## References


[1] Petrov V.J., Oparin E.M., P.T.E. 5 (1962) 38.

[2] Bederka Š., The Construction of the Neutron Generator and the Solution of the Temperature Relation on the Target of the Neutron Generator.
Thesis. Bratislava 1968.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 439-450

# INTENSE 14 MeV NEUTRON SOURCE USING A ROTATING DRIVE-IN TARGET

P. CLOTH, J. DARVAS, D. FILGES, H.B. HAUBOLD, J. HEMMERICH, H.R. IHLE, N. KIRCH, P. KUPSCHUS, C. MEIXNER

Kernforschungsanlage Jülich, Postfach 1913
D 517 Jülich, Germany, Federal Republic

The actual state of design of a 14 MeV neutron source with mixed D-T ion beam and rotating drive-in target yielding about $5 \times 10^{13}$ neutrons per second is reported. The source is being designed for irradiation of small samples of potential fusion reactor first wall materials up to fluences of $10^{18}$-$10^{19}$ 1/cm$^2$, in a cell allowing for a well defined experimental environment.
The target is designed based on experience with a rotating X-ray anode capable of 100 kW/cm$^2$ thermal dissipation in continuous operation. A rotation speed in excess of 5000 rpm is envisaged for the target and several target materials, like Ti, Y, Er, and other rare earths are being tested with a deuterium beam under drive-in conditions. The target materials will be continously replaced under operation.
The key component of the device is the ion source which should deliver about 300 kW of extracted D-T beam power (e.g. 300 kV, 1 A) on a target spot of about 3 cm$^2$. Two types of ion sources are being considered at the present: a multiaperture source (duo-pigatron) with post-acceleration and beam steering of individual pencil beams, and a duo-plasmatron source with magnetic beam focussing. In either case a substantial development is required to meet the target specifications in dc operation.
Other design features are the tritium handling and safety equipment, the radiation shield, remote servicing of components and of the sample-cell, and the supply of electric power and of cooling water.
The cost for development and construction of the neutron source is estimated to be of the order of 5 million DM and the source should become operational by 1979.

## Introduction

The progress towards generating and confining a thermonuclear plasma has encouraged a number of countries to initiate the development of controlled fusion power on a large scale. To achive such an ambitious goal, a number of technological problems of the reactor have to be mastered in addition to the basic plasma physics problems.

One of the key problems of fusion reactor technology is the behaviour of materials exposed to the radiation field originating from the D-T-plasma. The main component of this radiation field are the 14-MeV neutrons and the main interest of the reactor designer concentrates on the behaviour of metals and metallic alloys under 14 MeV neutron bombardment, at dose rates of $10^{21}$ - $10^{22}$ $1/cm^2$/ year (Table 1.).

Table 1.

14 MeV neutron sources

| | |
|---|---|
| **The background:** | Radiation damage by 14 MeV neutrons in the first wall of the fusion reactor |
| **Reactor 1. wall conditions:** | |
| Materials | SS, Ni - ALLOYS<br>Nb, Mo, V<br>Al |
| Dose rate | $10^{21}$ - $10^{22}$ $1/cm^2$/year |
| Temperature | 400 - 800 $^{o}C$ |
| **Radiation effects:** | |
| Swelling | |
| Ductility loss | |
| Radiation creep | |
| H - production | 75 - 500 ppm/year |
| He- production | 30 - 300 ppm/year |
| Transmutation | |
| Neutron sputtering | |

Some of the irradiation effects on metals are expected to be similar to those found in fast breeder fission reactors (swelling, irradiation creep, ductility loss) but, at the neutron energy of 14 MeV, also some additional phenomena are involved, like increased H and He production, surface damage by neutron sputtering, and sensible changes in isotopic and chemical composition due to (n,p), (n,α) and (n,2n) reactions. The combined effects then could be quite different from what is found in fission reactors, hence radiation damage by 14 MeV neutrons is an important field in the development of controlled fusion power.

In the absence of adequate 14-MeV neutron sources, the simulation method of energetic ion bombardment combined with hydrogen and helium implantation techniques is being applied in this research field, but it is generally agreed that the development of intense 14-MeV neutron sources is indispensable for progress.

With this background the design of an intense 14-MeV neutron source using a rotating drive-in target, was initiated a year ago at the Kernforschungsanlage Jülich. The basic ideas for this design will be reported, with special emphasis on the target and ion beam requirements [1].

## The Scope

As very first step in the field of 14-MeV neutron damage research, we want to investigate damage phenomena at fluences up to $10^{18}$ - $10^{19}$ 1/cm$^2$. Table 2. lists the main experiments in this range and in addition, applications of the source in blanket neutronics and in medical research. The required intensity of the neutron source is deduced first from an estimate of reasonable irradiation times, say 100 - 1000 hours, and second from the practicable distance between a finite size neutron emitting spot and the irradiated samples. This distance is of the order of 1 cm for most experiments, except for the damage rate measurements, which require cyrogenic equipment.

From these considerations the design aims at an intensity of 5 x $10^{13}$ - $10^{14}$-MeV neutrons per second.

## Main Features

The source intensity of present rotating target machines, like RTNS at Livermore, USA [2] , or LANCELOT at Valduc, France [3], is limited to a few times $10^{12}$ neutrons/sec (Table 3.).

Table 2.

**Applications of proposed neutron source**

| Experiment | Required Dose ($l/cm^2$) | Required Source Intensity (l/s) |
|---|---|---|
| 1. Mechanical properties | $10^{18} - 10^{19}$ | $\gtrsim 5 \times 10^{13}$ |
| 2. Neutron sputtering | $10^{18}$ | $\gtrsim 10^{13}$ |
| 3. Damage rates | $2 \times 10^{16}$ | $\gtrsim 10^{13}$ |
| 4. Blanket neutronics | | $\sim 10^{13}$ |
| 5. Nuclear medicine | | $\gtrsim 10^{12}$ |

Table 3.

**Rotating target devices - main data**

| | State of art: RTNS (LLL ) | Proposed Device |
|---|---|---|
| Intensity | $2 \times 10^{12}$ l/s | $5 \times 10^{13} - 10^{14}$ l/s |
| H:Target ratio | 1.3 (Ti) | $\gtrsim 2$ (e.g. Y or Er) |
| Ion source | 6 kW (400 kV,15 mA) | 300 kW (e.g. 300 kV, 1 A) |
| Heat dissipation | 15 $kW/cm^2$ | 100 $kW/cm^2$ |
| Target lifetime | 700 mAh | no limitation ( drive-in target) |

This limitation arises from different features:

1. the low hydrogen density in Ti which is the target material in most devices ( the atomic ratio of T : Ti is about 1.3);

2. the capability of the ion source (e.g. 15 mA, 400 kV in RTNS or, 180 mA, 160 kV, but with high beam divergence in a device resently developed by The Cyclotron Corporation);

3. the heat dissipation from the target (e.g. 15 kW/cm$^2$ in RTNS-Livermore);

4. the lifetime of targets with stationary tritium load (700 mAh in RTNS-Livermore).

For the proposed source we want to overcome these limitations by

1. using target materials with H - atomic ratio $\geq 2$ (e.g. Y, Er, a.o.),

2. developing a more powerful ion source producing a 300 kW beam (e.g. 300 kV, 1 A),

3. improving the heat dissipation techniques (100 kW/cm$^2$),

4. eliminating the life-time problem by continuous implantation of D-T-particles from the beam (drive-in or self-load target).

The essential components of the proposed device then are the ion source producing a 300 kW mixed D-T-beam, and the high-speed rotating target with an efficient cooling system. These components will be discussed in some detail. Other more "conventional" components of the source will be summarized in a short notice at the end.

## The Target

To solve the heat dissipation problem, fortunately we can rely on experience with a rotating X-ray anode, which has been developed at our laboratory and is in operation since about 3 years (Fig. 1) [4].

The copper anode is rotating at 3000 rpm and about 100 kW of e-beam load is dissipated form a spot of 4 x 0.25 cm$^2$. The cooling water supply (about 2.5 m$^3$/h)is through the fixed axis, and the coolant is redistributed along radial flow passages to the hot spot of the rotating cylinder. The device is in a steel case under high vacuum.

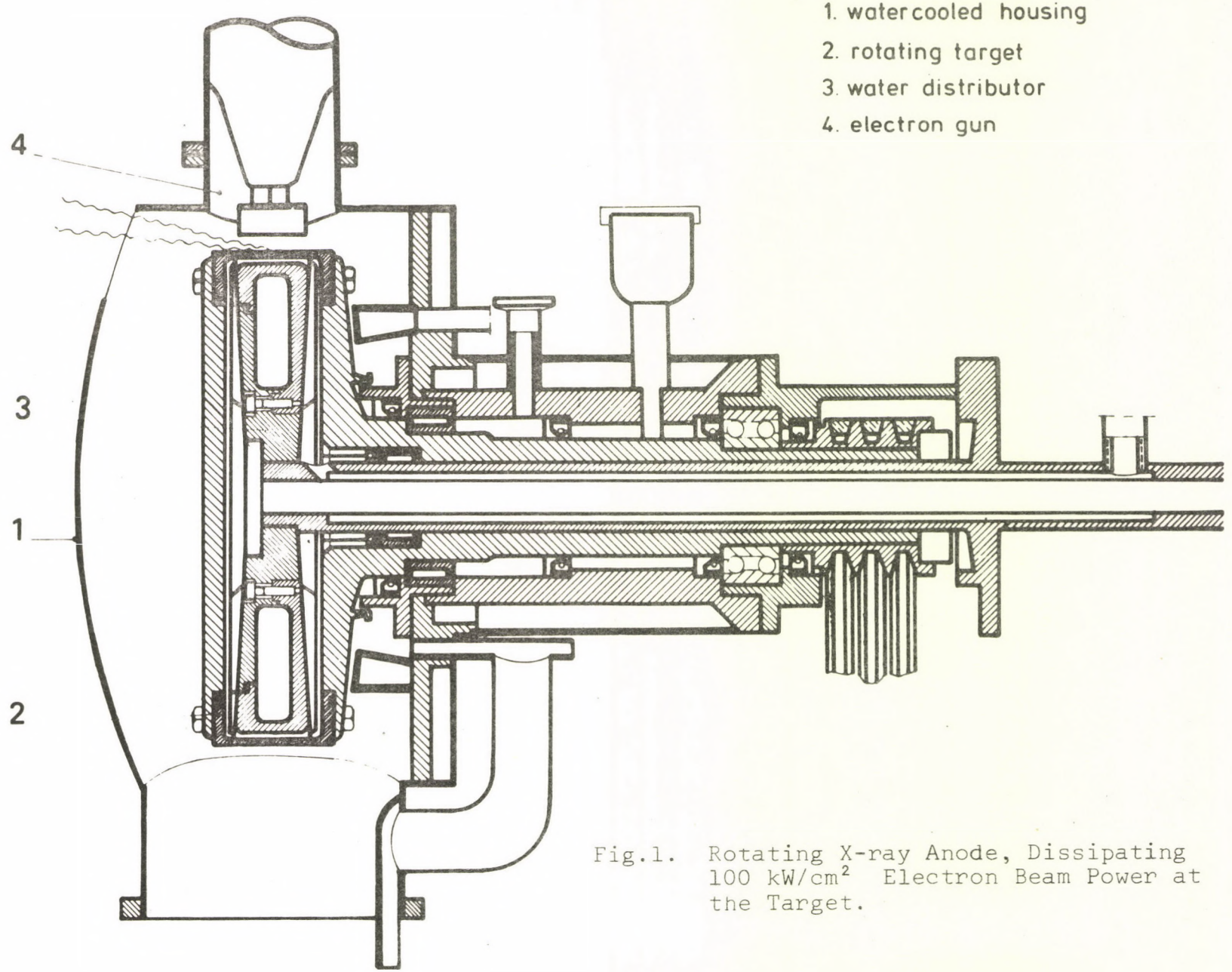



Fig.1. Rotating X-ray Anode, Dissipating 100 kW/cm$^2$ Electron Beam Power at the Target.

For its use in the intense neutron source, only slight modifications of the rotaging X-ray anode are necessary, as shown in Fig. 2.

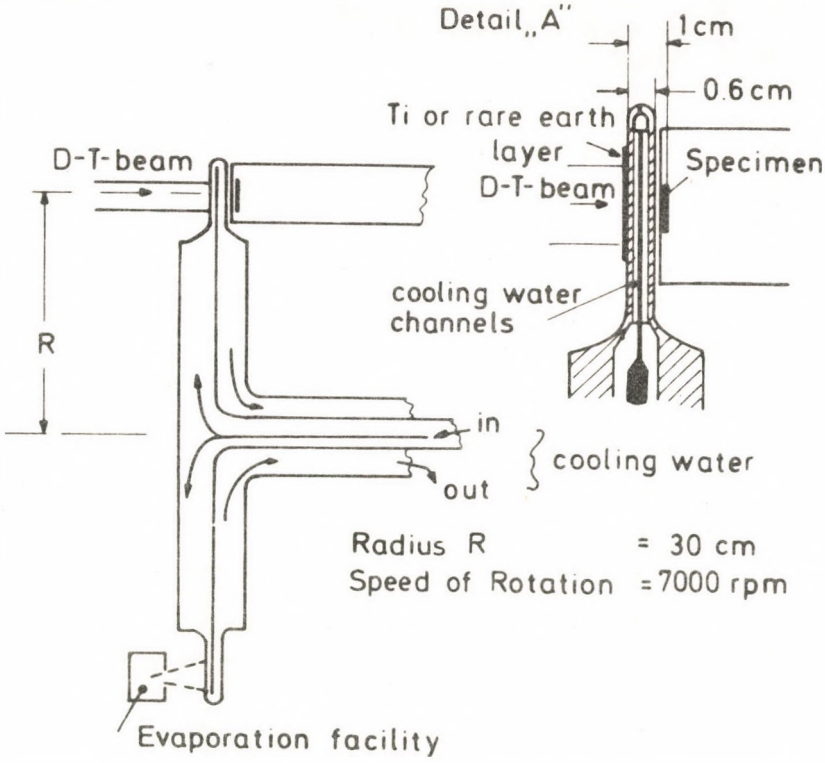



Fig. 2. Principal Modifications of the Rotating X-ray Anode for its Use in the Neutron Generator

In order to bring the samples close to the source, the edge of the rotating disc will just be thick enough to allow incorporation of reasonably sized cooling water channels, i.e. about 0.6 cm. With a diameter of 60 cm for the disc and at 7000 rpm, 100 kW/cm$^2$ load can be dissipated with a local temperature rise at the target spot of about 120°C.

The disc will be made of copper and the target material could be Ti, but preferably Y or some rare earth like Er, with a thickness of the active layer of about 1 - 2 mg/cm$^2$.

Because of erosion by sputtering under the intense ion beam the active layer has to be regenerated in situ. This can be done by evaporation techniques either intermittently or continuously.

The choice of the target material is quite important. On the one hand, a high H-implantation density is desirable because the neutron yield is proportional to this density. This favours Y and rare earths like Er against Ti. But there are

also some other criteria for this choice, like thermal stability of the hydride, heat capacity adhesivity on copper a.o. We have started an experimental program to test these properties.

First we have studied the neutron yield under drive-in conditions. In these experiments we used a D-beam on a fixed target, varying the beam voltage from 140 - 190 kV and increasing the beam current up to 180 mA (Fig. 3.). The active layer was Ti, but for references also the yield from Cu was measured, and two further curves are for Cr.

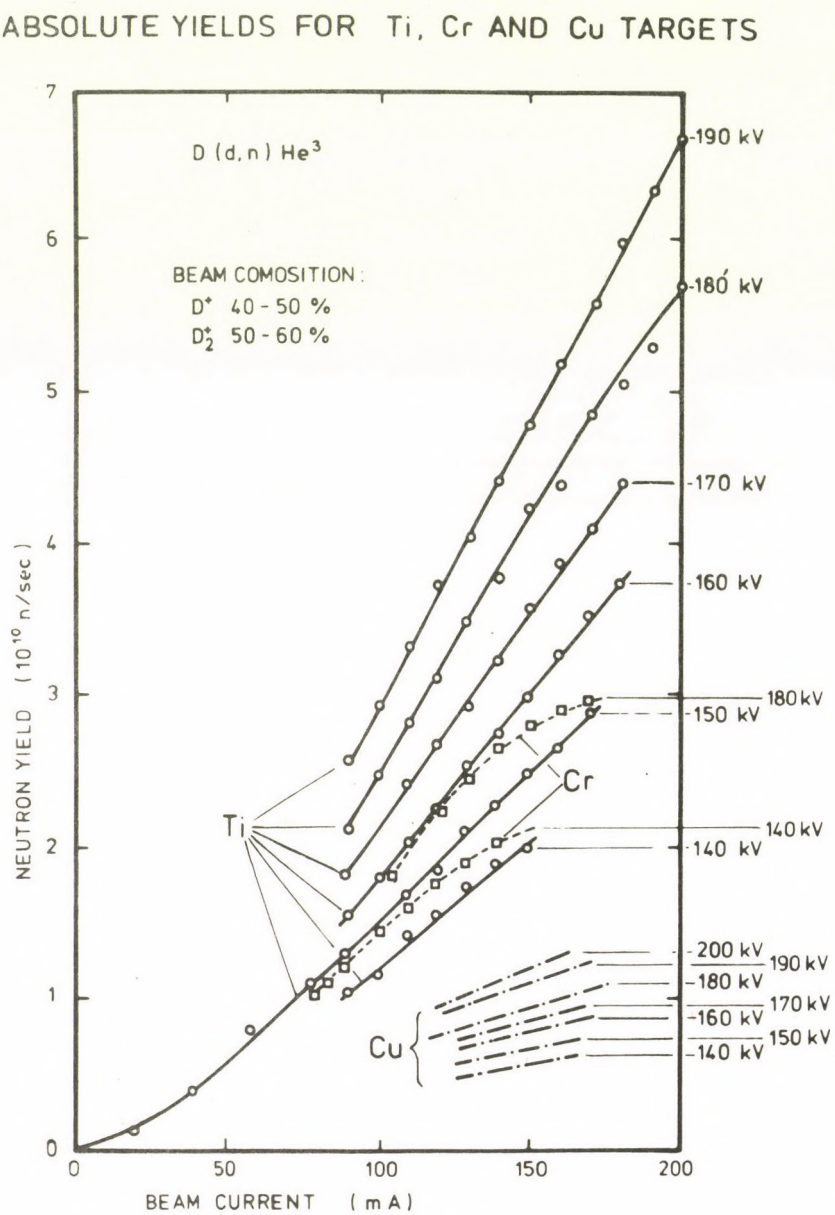



Fig. 3.

Results of Neutron Yield Measurements with a Deuterium Beam On Ti, Cr and Cu Targets at Drive-in Conditions

The measurements on Ti and Cu show a dependence of the neutron yield from the energy of the particles in the beam in accordance with theoretical estimates. The results on Cr are not well understood, but one possible explanation for the too small increase of the yield between 140 and 180 kV is that the D-density distribution in Cr peaks at the surface and falls off steeply with depth hence no comparison with calculations assuming **constant** density over the range of penetration is possible.

If we extrapolate the Ti-results to a 300 kW D-T beam, the expected yield of 14 MeV neutrons is about
$5 - 6 \times 10^{13}$ 1/s.

In a second set of measurements we tested other target materials, like Y, Er, Sc, Ho and Pr, again with a D-beam.

A very first evaluation of these recent measurements shows that the effective hydrogen density in these materials is about 1.2 to 1.8 times higher than in Ti. As the thermal stability of these metal hydrides is also superior to titanium hydride, we are quite confident that by replacing Ti by e.g. Er or Y, $1 \times 10^{14}$ neutrons/sec could be obtained with a 300 kW beam.

## The Ion Beam Requirements

From the heat dissipation and the neutron yield figures we have deduced so far, that we need a mixed D-T beam of 300 kW beam power, focused to 3 $cm^2$.

If we plot the theoretical neutron yield at fixed beam power against the energy of the ions in the beam, assuming 50 % $D^+$, 50 % $T^+$, no molecular ions in the beam, and constant H-density in the target, we find that the maximum is between 200-250 keV (Fig. 4.). For molecular ions, the maximum will roughly be at about twice this value. As any conceivable ion source will deliver a mixture of monatomic and molecular ions, we expect an optimum yield somewhere between 250 - 350 keV.

The preliminary specifications chosen for the beam are then 300 keV and 1 A total beam current (Table 4.).

Even in case of a modular technique for the beam, e.g. using 3 ion sources of 100 kW each, it is quite clear from the state of the art that a substantial development is required to meet the above specifications.

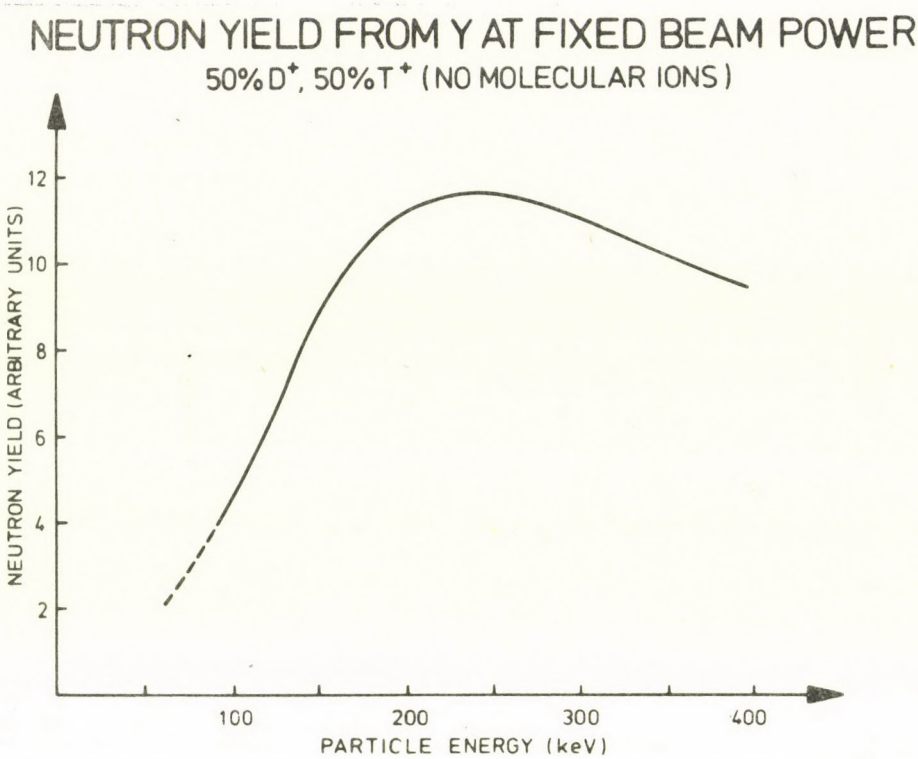



Fig.4.

Calculated Neutron Yield from an Yttrium Target at Fixed Beam Power

Table 4.

Ion source performance

| | |
|---|---|
| **Target data:** | |
| Total beam power | 300 kW |
| Beam voltage | 300 kW |
| Total beam current | 1 A |
| Hot spot on target | 3 $cm^2$ |
| Beam composition | 50 % D, 50 % T |
| **Number of beams:** | 3 (100 kW each) |
| **Type of source:** | |
| | a) Duo-Pigatron multiaperture source, post-accel, and beam steering of individual pencil beams |
| | b) Duo-Plasmatron, solenoid beam focussing |

## Some Other Design Features

**T-handling:** The tritium inventory of the machine will amount to about o.5 g (or 5000 Ci). This will be handled in a closed loop, within the vacuum system, the major part of the inventory accumulating in the cryogenic pumps. A sophisticated monitoring system will be required for the environment of the machine.

**Remote Handling System:** All routine servicing of the machine and the positioning of the specimen for the radiation damage work have to be done by remote handling because of the high activity level. Standard technology is available for these operations.

**Shielding:** About 2 m of concrete will be required for shielding. Calculations and simple experiments are being done to minimize the concrete thickness, because the cost for the shielding is a major portion of the total cost.

**Overall Arrangement:** Fig. 5. shows a schematic view of the facility, according to very preliminary ideas. The machine is contained in a spherical swimming pool and the main leads shown are for the ion source, the motor, the evaporation facility, the vacuum system and the specimens. Provision is made for a heavy collimator required for medical research in tumor therapy. Access for irradiation experiments would be from the top.

The capital cost for the development and construction of the facility is about DM 5 Million. The machine should become operational by 1979 as the earliest date, but the time scale depends quite critically on the time required for the development of the ion source.

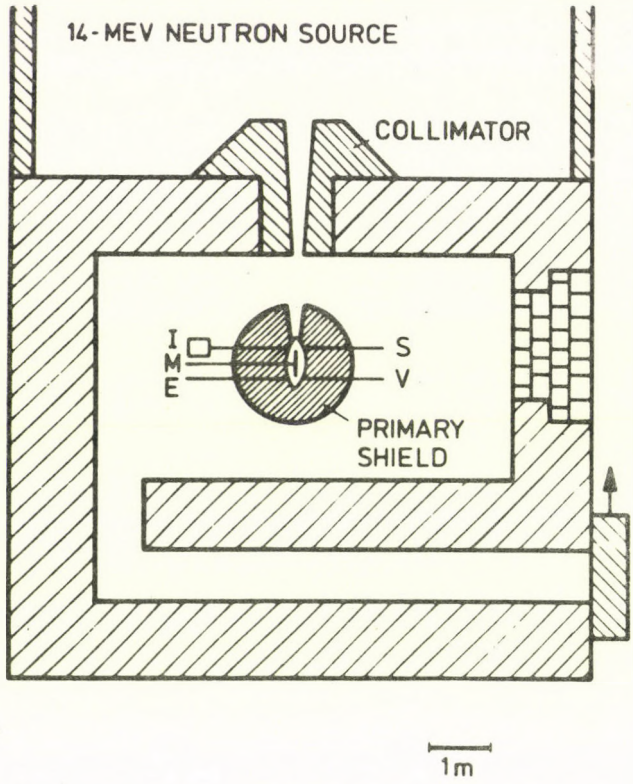



Fig. 5.

Schematic View of Proposed Neutron Generator

## References

[1] P. Cloth et al., A Medium Yield ($6 \times 10^{13}$ to $1 \times 10^{14}$ $sec^{-1}$) 14 MeV Neutron Source, International Conference on Radiation Test Facilites for the CTR Surface and Materials Program, July 15-18, 1975, Argonne National Laboratory, Illinois USA.

[2] R.Booth and H.Barschall, Nucl. Instr. Meth. 99 (1972), 1.

[3] M. Roche, NaK-Cooled Rotating Target; J. B.Hourst,M.Roche, Accelerator for the Production of Very High Neutron Yields of 14 MeV, International Conference on Radiation Test Facilities for the CTR Surface and Materials Program, July 15-18, 1975, Argonne National Laboratory, Illinois USA.

[4] H.G.Haubold, GSI-73-7 (1973),p. 20.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 451-456

# REMARKS ON THE 14 MeV NEUTRON CAPTURE CROSS SECTION DETERMINATION

Z.T.BÓDY AND G.PETŐ

Institute of Experimental Physics, Kossuth Lajos University, H-4001 Debrecen, Pf.105. Hungary

It has been demonstrated on the basis of the calculated distance dependence for 14 MeV neutron capture apparent activation cross sections that the linear extrapolation of the distance dependence cannot result any reasonable correction for the cross section determination.

The corrections used in the 14 MeV neutron capture cross section determinations are rather uncertain [1]. The most frequently used method [2-4] is to measure the dependence of the apparent activation cross section on target backing and sample thickness and even on the sample-target distance, then to extrapolate it in a linear way to the zero thickness and distance, respectively. We have tried to check the validity of such a correction for the distance dependence which is the most uncertain part of the cross section determination.

**Numerical estimate of scattered neutron effects from the target backing.**

Let us consider all of the processes which contribute to the activity in the following way: from the point $P_o(r,\beta)$ of an infinitelly thin circular shaped target in Fig.1. a neutron emerges homogenously and isotropicaly and undergoes a scattering event at the point $P(\rho,\phi,z)$ of the cylindrical shaped backing. About the scattering itself it is assumed only that in the outgoing channel if there are neutrons they are isotropic and their energy spectra do not depend on the emission angle; such are, first of all, the (n,2n) processes. The neutron coming from the point P will be absorbed in $P_1(\rho',\phi',z')$ of the cylindrical form sample and in such a way contributes to the activity; due to the capture reaction this contribution is

$$\frac{\lambda}{t^2 t'^2} \cdot df_{r,\beta} \cdot dV_{\rho,\phi,z} \cdot dV'_{\rho',\phi',z'} \quad ,$$

where $\lambda$ is a constant and all the other quantity can be read from the Fig.1. If we integrate for the eight variables $r,\beta,\rho,\phi,z,\rho',\phi',z'$ we will have $A_s$, the scattered neutron produced activity, what we call "slow". After performing analitically the integration for $r,\beta,\phi$ we have $A_s$ as a five-dimensional integral:

$$A_s = K_s \frac{1}{R_o^2} \int_o^R \int_o^D \int_o^{D_1} \int_o^{R_1} \frac{\pi \left[ \operatorname{arsh} \frac{R_o^2 + (z^2-\rho^2)}{2z\rho} - \operatorname{arsh} \frac{z^2-\rho^2}{2z\rho} \right] d\phi' \, \rho' \, d\rho' \, dz' \, dz \, \rho \, d\rho}{\sqrt{\left[ (s+z'-z)^2 + (\delta+\rho'\cos\phi')^2 + \rho'^2 \sin^2\phi' - \rho^2 \right]^2 + 4\rho^2 (s+z'-z)^2}}$$

In a similar simple way we can calculate the activity due to the direct neutrons coming from $P_o$ and absorbing at $P_1$ of the sample. This activity is what we call "fast". After integrating for the coordinates of $P_o$ we have

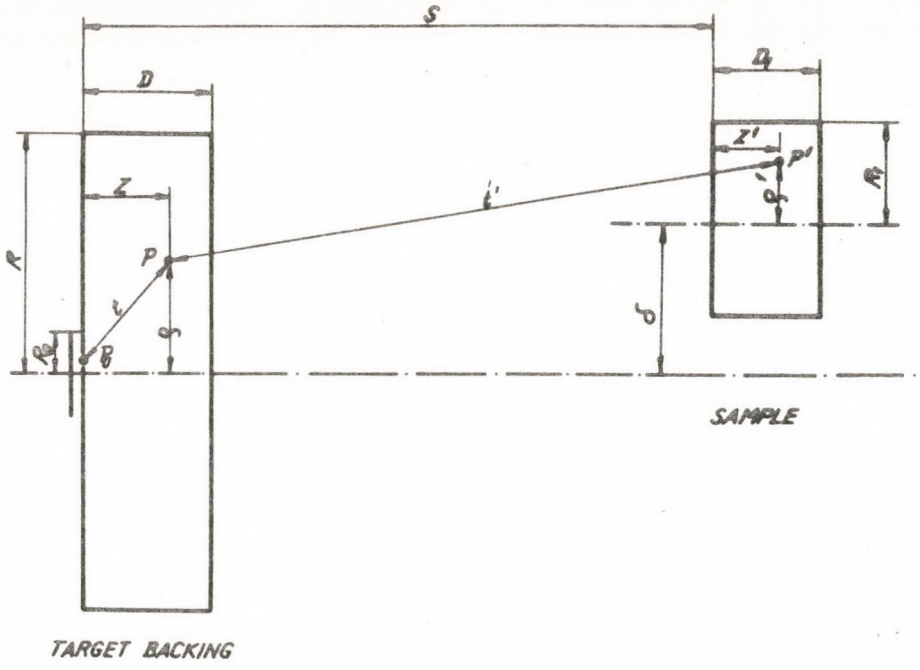



Fig.1. Symbols used in the text and in the figures:

$P_o$ the site of emergence of a neutron.

P the site of interaction leading to low energy neutrons.

$P_1$ the site of a low energy neutron capture.

$R_o$ the radius of the beam spot.

R the radius of the target backing.

$R_1$ the radius of the sample.

D the thickness of the target backing.

$D_1$ the thickness of the sample.

S the sample-target distance.

$\delta$ the distance between the axes of the beam and the sample.

$r, \beta$ polar coordinates of point $P_o$.

$\rho, \phi, z$ cylindrical coordinates of point P.

$\rho', \phi', z'$ cylindrical coordinates of point $P_1$.

$$A_f = K_f \frac{1}{R_o^2} \int_0^{D_1} \int_0^{R_1} \int_0^{\pi} \left[ \operatorname{arsh} \frac{R_o^2+[(s+z')^2-(\rho'\cos\phi'+\delta)^2-\rho'^2\sin^2\phi']}{2(s+z')\sqrt{(\delta+\rho'\cos\phi')^2+\rho'^2\sin^2\phi'}} - \right.$$

$$\left. -\operatorname{arsh} \frac{(s+z')^2-(\rho'\cos\phi'+\delta)^2-\rho'^2\sin^2\phi'}{2(s+z')\sqrt{(\delta+\rho'\cos\phi')^2+\rho'^2\sin^2\phi'}} \right] d\phi'\, \rho'\, d\rho'\, dz' \quad .$$

Here $K_s$ and $K_f$ are constants; they contain the relevant cross sections averaged over the energy distributions as well as the absolute value of the source strenght; the "variation" of the source strenght with $R_o$ is taken into account via the normalization preserving the number of primary neutrons while varying $R_o$ . It is not necessary to know the values of $K_s$ and $K_f$ if we want to calculate the dependence of $A_s$, $A_f$ and $A_s/A_f$ on the geometry only. First of all, it is interesting the variation of $A_s/A_f$ in function of the sample's position. The evaluation of the multiple integrals was performed by Monte-Carlo method.

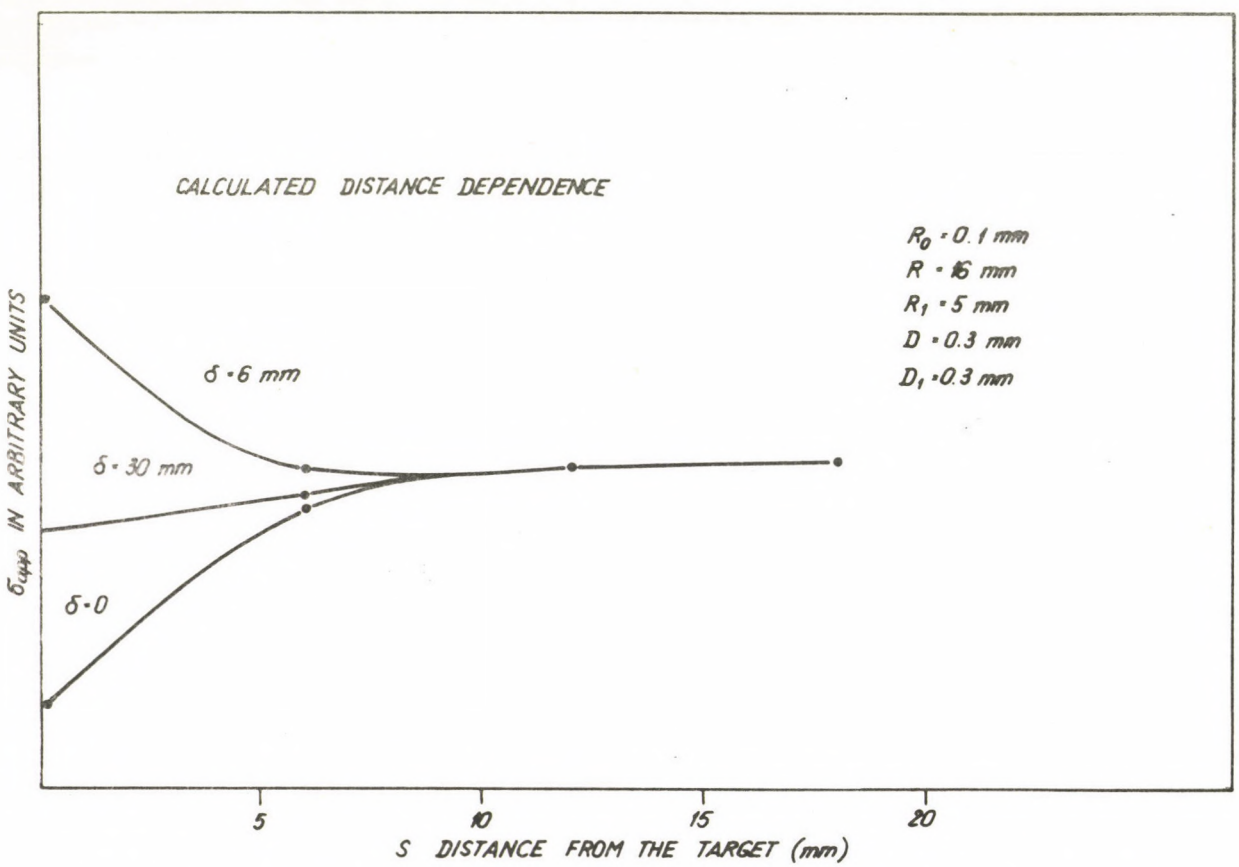



Fig.2. The calculated distance dependence for different values of $\delta$ . ($\sigma_{app} \sim$ const.$+A_s/A_f$)

## Results

According to the Fig.2. the distance dependence has a different shape depending on the value of $\delta$ , the sample distance from the beam axis. The linear extrapolation of such curves to the zero distance cannot result any reasonable correction for the scattered neutron effects because the scattered neutron background still exists at a zero distance, too.

The Fig.3. can be used to find the optimum position for irradiations. It also demonstrates the importance of the beam stability if one irradiates the sample on the target surface (S=0.3 mm) because the apparent activation cross-section is rapidly changing with the sample-beam spot distance ($\delta$).

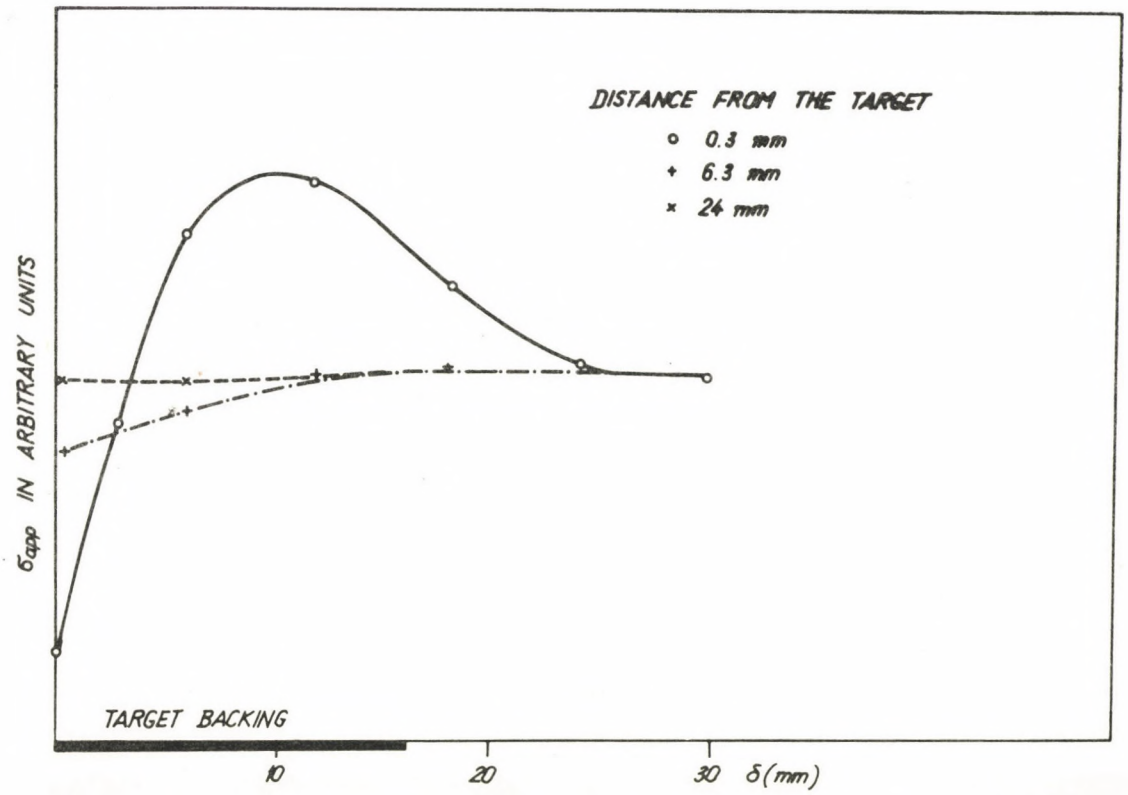



Fig.3. Calculated distance dependence for different values of S. ($\sigma_{app} \sim$ const.$+A_s/A_f$)

## References


[1] G.Pető, J.Csikai, V.Long, S.Mukherjee, J.Bánhalmi and Z.Miligy, Acta Phys. Slovaca 25 (1975) 185.

[2] M.Valkonen, J.Kantele, Nucl.Instr.Meth., 103 (1972) 549.

[3] K.Ponnert, G.Magnusson, I.Bergqvist, Physica Scripta 10 (1974) 35.

[4] F.Rigaud, M.G.Desthuilliers, G.Y.Petit, G.Longo, F.Saporetti, Nucl.Sci. and Engineering 55 (1974) 17.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 457-462

# CROSS SECTIONS FOR IN PILE FAST NEUTRON METROLOGY

K.H.CZOCK
International Atomic Energy Agency Kärntner Ring 11, P.O.Box 590, A-1011 Wien, Austria

For many irradiation experiments the knowledge of the fast neutron spectrum and the flux density is needed. The well known experimental method of foil activation is applied to obtain the field characteristics after an "unfolding" procedure. But reliable results can be obtained only when the reaction cross-sections and the decay schemes of the product nuclides are well-known, and the activities of the irradiated material can be measured accurately. Three (n,n′)- reactions are discussed.

The knowledge of the fast neutron fluence $\phi$ ($\frac{n}{cm^2}$) is an essential parameter in the experimental studies of reactor irradiations. However, the measurements of $\phi$ are still performed in such a way that the reported effects (damage, burn-up, etc.) cannot be compared easily [1-3]. Therefore there has been no uniformity in the presentation of the experimental results. Moreover, the conventions used to report fast neutron fluences are more ambiguous than those used for thermal neutrons. Ambiguities and lack of precision in terminology in fast neutron fluence conventions stem from the differences in fast neutron spectra, and from the need to extrapolate foil-activation results over wide energy ranges. This makes it difficult to compare irradiation results from different reactor groups and obligate the experimenters to provide much more specific information on the actual irradiation conditions necessary to understand the reported results. Types of monitors, cross sections, decay schemes, reaction rates, and also neutron spectra used are essential. Usually the neutron energy distribution is unknown in a particular irradiation position and therefore a so called "fission" spectrum is assumed.

The following methods should be used to obtain information about the actual spectrum:

1. The spectrum can be calculated.
2. The spectrum can be measured by neutron spectrometry.
3. The spectrum can be measured by foil activation technique.

Only in the last method can the spectrum be measured simultaneously with the irradiated sample. The philosophy is as follows:

A number of threshold detectors using the (n,n′), (n,2n), (n,p) and (n,α) reactions are activated in the neutron field according to the following equation:

$$S_i \sim \int_o^\infty \sigma_i (E_n)\, \phi (E_n) \cdot dE$$

$S_i$ = saturation activity for the product nuclide of the i-th detector per target atom

$\sigma_i(E_n)$ = cross section for the i-th reaction

$\phi(E_n)$ = the unknown spectral distribution of the neutron flux density

$E_n$ = neutron energy

$i$ = 1, 2, ....., N (number of detectors)

For the determination of the neutron spectrum, these N integral equations have to be solved. For these a set of excitation

functions and an unfolding computer code are needed. Several codes are available and most apply a number of energy groups which is much larger than the number of activation reactions (the number of suitable detectors is very limited and is seldom above 5). Therefore, extra physical spectrum information is needed as input, and this will, to some extent, influence the final output spectrum.

Since (n,γ) reactions have their responses mainly in the thermal or intermediate energy regions (below 1 keV), and (n,p), (n,α), (n,f), and (n,2n) reactions are reactions with a threshold above 1 MeV, there is a certain gap in the detector response in the energy region between 0.001 and 1 MeV. To a certain extent (n,n′) reactions might partly fill this gap. Their low effective thresholds make them very attractive for neutron spectrum measurements.

But only the following reactions are of practical importance:

1. The $^{93}Nb(n,n')^{93m}Nb$ reaction with a threshold of about 29 keV.
2. The $^{115}In(n,n')^{115m}In$ reaction with a threshold of about 335 keV.
3. The $^{103}Rh(n,n')^{103m}Rh$ reaction with a threshold of about 40 keV.

The $^{93}Nb(n,n')^{93m}Nb$ reaction with such a low threshold might be of extreme importance for the fast neutron fluence determination of radiation damage, and for several other reasons connected with the fusion reactor programmes. But there are some reasons that this reaction is unsuitable for practical use at present:

1. a) The excitation function is poorly known [4].
   b) The decay scheme is not very well established (the published half-life values vary between 4 and 16 years). Hegedüs recommends 11.4±0.9 y [5].
   c) A proper $^{93m}Nb$ activity determination is not possible due to self absorption of the 16 keV K-X until sources of high purity and with high specific activity can be prepared.
   d) Niobium foils of high purity are not available at present.

This reaction should be investigated in more detail, and as soon as possible.

2. The $^{115}In(n,n')^{115m}In$ reaction is commonly used for fast flux density determination with a low threshold (335 keV). For this reaction two excitation functions [6,7] have been published recently. The discrepancy between them is about 5 %. The decay scheme is well known, the half-life is 4.5±0.02 h and the abundance for the 335 keV gamma rays is 45.9±0.1 % per decay [8].

3. Until recently the $^{103}Rh(n,n')^{103m}Rh$ reaction was also unsuitable for practical use [9,10]. But the joint efforts of several scientists and institutions changed the situation. The excitation curve for the $^{103}Rh(n,n')^{103m}Rh$ reaction has been remeasured recently by D.C.Santry and J.P.Butler by the foil activation techniques [11]. The measurement of inelastic scattering of fast neutrons from $^{103}Rh$ levels performed by D.Reitman et al. [12] are in good agreement with these data. Thus, the discrepancies reported [4] are not valid. The IAEA laboratory calibrated the $^{103m}Rh$ activity in 0.1 mm thick foils with an accuracy of 1 % [13].

The 40 keV isomeric state of $^{103}Rh$ has a half-life of 56.116 min and disintegrates by internal conversion, $\alpha$ = 1530 [13], so that only the $K_\alpha$ and $K_\beta$ x-rays of about 20 keV can be measured. To get some usable counts from irradiated foils, the foils should have a thickness of about 0.1 mm, but this is very thick for such low energy x-rays and the self absorption within the foil is about 50 %. One may dissolve the foil, but then only sources with very low specific activity can be prepared from the solution.

But by using a $^{103}Pd$ generator from which the $^{103m}Rh$ activity can be milked off, sources of high specific activity can be produced. 99.9% of $^{103}Pd$ disintegrates by electron capture to $^{103m}Rh$, with a half-life of 16.961±0.016 d [14]. The self absorption of the 20 keV K-x rays was measured by a simultaneous irradiation of a rhodium foil and a foil of the same size of a Rh-Al alloy (with only 4% Rh by weight) to ensure that each obtained the same specific activity.

The growing interest in realistic interlaboratory exchanges of fuels and materials irradiation effects data that can be properly correlated and applied necessitates a fast improvement and standardization of the metrology capabilities for neutron spectral flux and fluence characterisation and for radiation damage dose specification. Appropriate emphasis must be placed, and is increasingly placed, on the establishment of consistent and reliable dosimetry cross section files for activation foils used to monitor and/or calibrate material testing experiments. A basic requirement for these nuclear data files is their use in reproducing measured integral reaction rates as observed in representative neutron spectra.

Such standard neutron fields are ideal "benchmarks" for the integral consistency testing of the dosimetry reactions featuring the best known differential-energy cross sections. Therefore, the "Euratom" Working Group on Reactor Dosimetry (EWGRD) and the IAEA Working Group on Reactor Radiation Measurements (WGRRM) have had several discussions and have started programmes on the above mentioned topic. Within this framework a joint experiment was performed at Mol, Belgium,

by the CEN and IAEA. In this experiment the differential energy cross sections were tested by integral measurements in two "benchmark" fields [15]:

a) the thermal neutron-induced fission neutron spectrum of uranium 235,

b) the MOLΣΣ-Intermediate-Energy Secondary Standard Neutron Field (simulates the core neutron spectrum of a fast breeder reactor).

The "integral" experimental results obtained from these two fields decisively support the differential energy cross section measurements of Butler and Santry for the $^{103}Rh(n,n')^{103m}Rh$ reactions:

1. 729±20mb for integral measurement,
   720±40mb for the calculated value from differential data in the $^{235}U$ fission spectrum.

2. 294±7mb for the integral measurement,
   295±16mb for the calculated value from differential data in the ΣΣ-field.

A new joint experiment between the Institute of Experimental Physics of the Kossuth University at Debrecen and the IAEA Laboratory is planned:

1. To measure the cross section for $^{103}Rh(n,n')^{103m}Rh$ relative to $^{115}In(n,n')^{115m}In$ at neutron energies of 2.7 MeV and 14 MeV.

2. To measure these cross sections in the $^{252}Cf$-spontaneous fission spectrum, also an adopted "benchmark" field.

As a practical application, the rhodium detector is now routinely used at the IAEA Laboratory for the determination and monitoring of the absorbed neutron dose in biological materials [16]. For example, different species of tsetse-flies are irradiated simultaneously with rhodium foils and the biological damage as well as the fly sterility are determinated as a function of the fluence [17].

## References


[1] Valette, L.J., Radiation Damage in Reactor Materials (Proc. IAEA Symp. Vienna, 1969) Vol.2. p.97.

[2] Dahl, R.E., Yoshikawa, H.H., Technical Reports Series No.107, IAEA, (1970) 141.

[3] Köhler, W., Atomic Energy Review 9 (1971) 441.

[4] Vlasov, M.F., Dunford, C.L., Schmidt, J.J., Lemmel, H.D., INDC (NDS) -47/L.

[ 5] Hegedüs, F., Thesis Univ. of Strasbourg, unpublished.

[ 6] Fabry, A., De Coster, M., Minsart, G., Schepers, J.C., Vandeplas, P., II Int.Conf. on Nucl. Data for Reactors, Proceedings 2, 535.

[ 7] Santry, D.C., Butler, J.P., Excitation curve for the production of $^{115m}$In by neutron inelastic scattering, unpublished.

[ 8] Hansen, H.H., De Roost, E., Vandereijk, W., Vaninbroukx, R., Z.Phys. 269 (1974) 155.

[ 9] Zijp, W., Proceedings of the International Conference on Nucl. Data in Science and Technology 2 (1973) 271.

[10] Czock, K.H., Proceedings of a Consultants' Meeting on Nucl. Data for Reactor Neutron Dosimetry, INDC (NDS)-56/U.

[11] Santry, D.C., Butler, J.P., Can. J. of Phys. 52 (1974) 1421.

[12] Reitman, D., Barnard, E., Jones, D.T.L., Malan, J.G., unpublished.

[13] Czock, K.H., Haselberger, N., Reichel, F., JARI 26 (1975) 417.

[14] Czock, K.H., Haselberger, N., Reichel, F., Popa, S., Jari, to be published.

[15] Fabry, A., Czock, K.H., INDC(IAE)-005/G.

[16] Czock, K.H., Haselberger, N., IAEA/RL/16.

[17] Offori, E.D., Czock, K.H., JARI 26 (1975) 257.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 463-478

# TARGET PROBLEMS OF HIGH CURRENT NEUTRON GENERATORS

J. PIVARČ

Institute of Physics of the Slovak Academy of Sciences, Dúbravská cesta 899 30 Bratislava, Czechoslovakia

The influence of the choise of the impregnation layers and backing of the targets upon the production of an intense source of 14 MeV neutrons is described. The use of rotating targets for the production of the intense source of 14 MeV neutrons is also discussed. A review of targets used for high current neutron generators is presented.

## Introduction

It is a great pleasure to me to comply with the request of the Organizing Committee and give a lecture at this Symposium.

For building high current neutron generators it is very important to decide which target is the most suitable and what additional requirements are necessary. The target producers or the scientific institutes which are dealing with the production and the development of new target types do not produce usually targets advantageous for this aim. Technological principles connected with the target production are known but not all of them have been published yet.

In this report I shall discuss the influence of the choice of the impregnation layers and backing of the targets and the additional requirements which are necessary to be fulfilled so that higher fluxes than $10^{10}$-$10^{11}$ n/s from the $T(d,n)He^4$ reaction may be obtained. Much attention is devoted to the tritium loss from targets and its limitation or prevention. The description and properties of tritium targets used for an intense source of deuterons is also given.

### Influence of the choice of the impregnation layers and backing of the targets for the construction of intense neutron sources

For the production of neutrons by means of neutron generators deuterium and tritium targets are usually used. The hydrogen atoms can form either the gaseous state of aggregation, or they can be parts of molecules of the liquid, or they can be bound by solid state atoms. Accordingly, the targets could be divided into gaseous, liquid and solid ones. The gaseous and liquid targets are separated from the vacuum system of the neutron generator by thin Ni or Au foils. The deuterons lose about 150-200 keV of their initial energy by passing through these foils [1]. Therefore the gaseous and liquid targets are not suitable for the application in low-voltage neutron generators. The only suitable targets for the low-voltage neutron generators are those where the hydrogen atoms are bound in the solid state. The matter is chosen with regard to the maximum concentration of hydrogen atoms and to the minimum stopping cross-section for deuterons [2]. A decisive factor for the choice of suitable matter besides the physical and chemical properties may also be the mass ratio of hydrogen atoms to the molecular weight of the investigated material. The higher the mass ratio is the higher is the range of the deuterons impinging upon the targets and the collision probability of the bombarding deuterons with the absorbed hydrogen atoms. For the target $TiD_2$ the mass ratio is 0.078, for $ZrD_2$, $YD_2$, $ScD_2$ and $ErD_2$ are 0.042, 0.043, 0.082 and 0.024, respectively [3]. For neutron generators of high neutron fluxes targets must be used capable to resist the relatively high heat load. It was shown [4] that the TiH systems slightly desorb hydrogen in a vacuum at the temperature of 192 °C and the

systems ZrH are stable up to the temperature of 313 °C. The heat loads of the systems ErH, YH and ScH were investigated in papers [5-6]. It was shown that the YH systems is thermally the most stable. If it is heated up to the temperature of approximately 426 °C in a vacuum of about 0.133 mPa there is practically no desorbtion of hydrogen from the target. The pressure of the saturated hydrogen vapour at this temperature is only 0.133 mPa. The temperature corresponding to this vapour pressure for the ErH system is 409 °C and for the ScH system it is 325 °C. The thermal properties of the YH, ErH etc. systems can be better judged from the dependence of the dissociation pressure on the temperature, which is presented in Fig.1. The selection of the

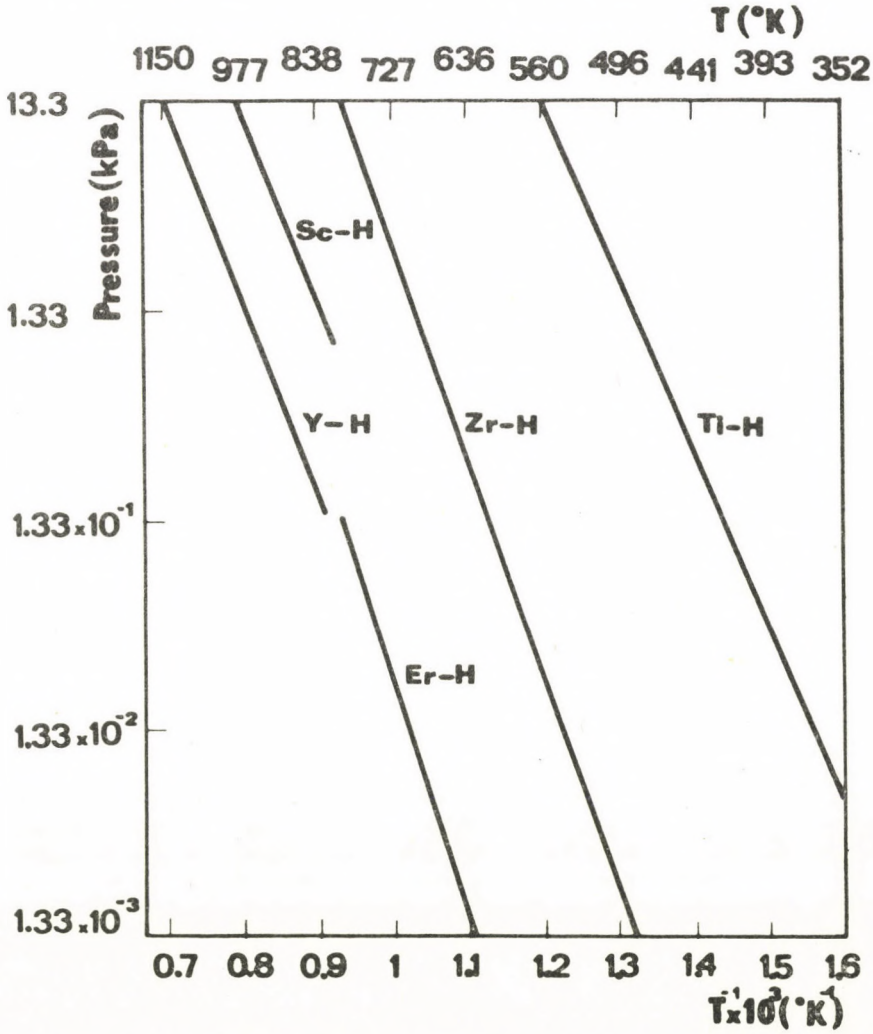



Fig.1. Dependence of dissociation pressure as a function of absolute inverse temperature on the different hydrides (Ti-H, Zr-H, Sc-H, Y-H and Er-H) [6].

materials for the absorbtion of hydrogen atoms, with respect to the mass ratio and the thermal stability of the absorbed layer in the target saturated by the hydrogen isotopes leads to the following order: Sc, Y, Ti, Zr, Er, etc. The characteristic constants for the presented kinds of materials are shown in

Table 1. The selection of impregnated layers of the target with respect to the thermal stability leads to the following order: Y, Er, Sc, Zr, Ti, etc. From the point of view of producing high neutron fluxes in neutron generators, the order of materials obtained by the thermal stability of the impregnation layer saturated by the hydrogen isotopes is decisive.

| Absorption materials | Sc | Y | Ti | Zr | Er |
|---|---|---|---|---|---|
| Characteristic constants | 26.6 | 18.3 | 15 | 13.2 | 9.8 |

Table 1. Materials of impregnation layers usually used for the productions of the targets. The characteristic constant determines the applicability of the material for the absorpiton of hydrogen. The constant is defined as a product of the mass ratio and temperature of a given compound corresponding to the dissociation pressure 0.133 mPa.

For the production of targets the thickness of layers absorbing the hydrogen isotopes is also decisive. The thickness of the layers, for a given energy of impinging deuterons on the targets, is chosen in such a way as to correspond approximately to the maximum range of deuterons in the target. It is possible to determine the value of this range either from the equation of the energy loss of the deuterons impinging on the target with the energy E [7], or experimentally from the requirement of the maximum neutron yield at the given energy E of deuterons bombarding the target. The dependence of the neutron yield on the thickness of the TiT targets for the accelerating voltages of 150, 200, 250, and 300 kV of deuterons impinging on the targets is presented in Fig.2. [8]. The atomic ratio for the measured TiT targets was 1.8 and the ion current of $D^+$ had a value of about 240 μA. From that it follows that the optimum thickness of the impregnated layer of Ti for the energy E=300 keV of $D^+$ ions is about 750 $\mu g/cm^2$.

For the quality of the target also the material and the form of the backing are important. For the selection of the backing it is required that the thermal resistance and the stress of the material caused by a unit temperature gradient in the backing should be the lowest possible. The thermal resistance is given by the ratio $h/\lambda$, where $h \sim 1/\sqrt{\sigma_p}$ and the stress of the target

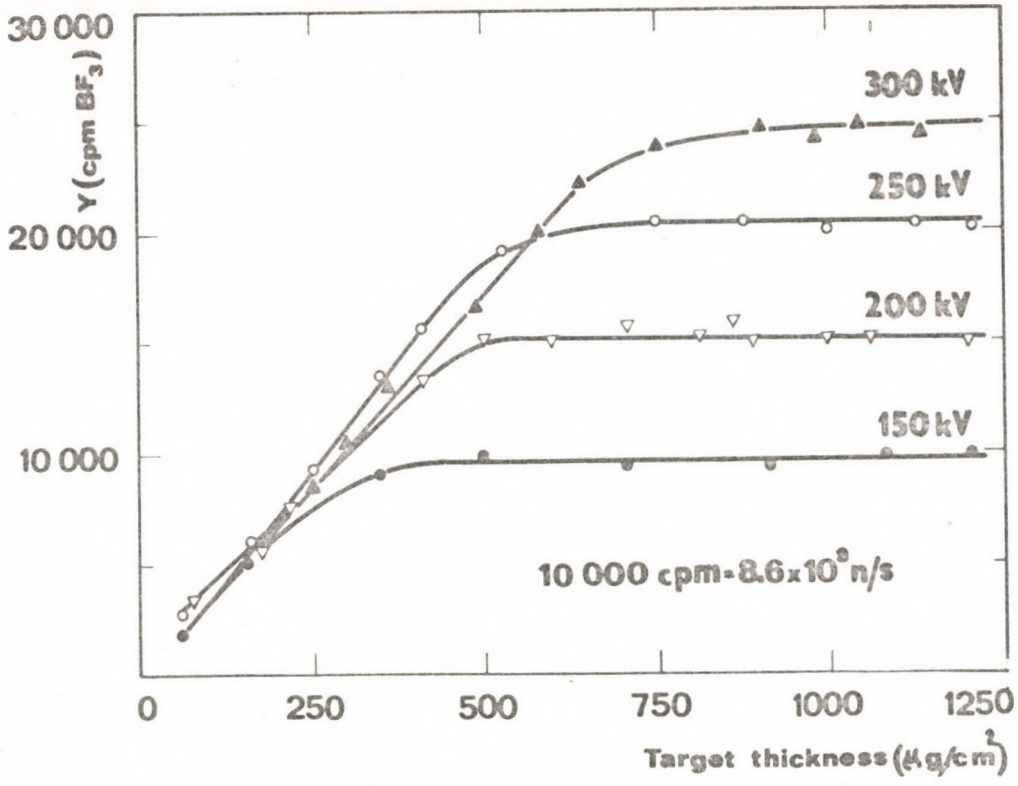



Fig. 2. Variation of the maximum experimental neutron yield Y versus target thickness [8].

backing material caused by the unit temperature gradient in the backing is given by the ratio $\sigma_{tep}/\Delta T = E\alpha$. Then the value $E\alpha/\lambda \sqrt{\sigma_p}$ may be used as a criterion for the selection of the target backing. This value has to be a minimal one. E - is the modulus of elasticity (the Young modulus), $\alpha$ - is the coefficient of dilatation, $\lambda$ - is the coefficient of thermal conductivity, h - is the thickness of the target backing, $\sigma_p$ - is the limit strength of the target backing material, $\sigma_{tep}$ - is the stress of the target backing material caused by the temperature gradient $\Delta T$ [2 and 9]. The selection of the backing made from this point of view leads to the following order of convenience of materials: W, Cu, Au, Ag, Mo, Pt, Ni and stainless steel No. 17.246. Selection constants for the given kinds of materials are in Table 2.

Another criterion for the selection of the target backing may also be the value of the total cross-section for the reaction of the backing with 14 MeV neutrons. The selection of the target backing made by this method leads to the order: stainless steel No. 17.246, Ni, Cu, Mo, Ag, W, Pt and Au. The values of the reaction cross-section are calculated from the optic model [10] and are also presented in Table 2. The cross-sections for the elastic and potential scattering of neutrons are not included there.

| Materials | W | Cu | Au | Ag | Mo | Pt | Ni | stainless steel 17.246 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Selection constants | 0.15 | 0.178 | 0.185 | 0.24 | 0.24 | 0.55 | 1.1 | 2.84 |
| Total cross sections $x10^{-28}(m^2)$ | 2.34 | 1.43 | 2.42 | 1.82 | 1.71 | 2.40 | 1.38 | 1.34 |

Table 2. Selection constants for some backing materials and the total reaction cross-sections of the target backing for 14 MeV neutrons. The value of the selection constants and the reaction cross-sections are given in the SI system by fundamental units.

The selection of the target backing made on the basis of the two presented criteria leads to the following order: Cu, W, Mo, Ag, Au, Pt, Ni and stainless steel No. 17.246. The characteristic constants are presented in Table 3. The presented criteria for the selection of the impregnated layer and backing of the target are the necessary conditions for the use of the target in

| Backing | Cu | W | Mo | $A_g$ | Au | Pt | Ni | stainless steel 17.246 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Characteristic constants $x\ 10^{29}$ | 2.55 | 3.51 | 4.10 | 4.37 | 4.47 | 13.2 | 15.2 | 38.1 |

Table 3. Backing materials usually used for the production of the targets. The characteristic constant is a product of $E\alpha/\lambda\sqrt{\sigma}_p$ and the total reaction cross-section of the target backing for 14 MeV neutrons.

producing high neutron yields. Some additional requirements must be fulfilled to obtain from the $T(d,n)He^4$ reaction higher fluxes of neutrons than $10^{10}$ - $10^{11}$ n/s. These requirements do not depend on the target alone but also on the construction of the neutron generator. The following is required:

1) the loss of tritium from the target should be the lowest possible
2) the surface of the target impregnated with tritium should be the highest possible
3) the target should rotate
4) the intensity of deuteron beam should be the highest possible, and
5) the energy of deuterons impinging on the target should be adequate to the target thickness.

## Tritium loss from the target and its limitation

To fulfil the first demand means to limit or prevent the sputtering of atoms, surface degassing, displacement of the tritium by deuterium and creation of the carbon layer on the target surface. The quantity of the sputtering is given by the number of atoms, which are sputtered by one deuterium atom impinging on the target. Experimental measurements of sputtering have been made for an Er layer bombarded with a mixed beam of deuterons and tritons at the energy of 110 keV [11]. It was shown that the value of this quantity is 0.007. A considerable limitation of sputtering and surface degassing of tritium from the impregnated layer of the target can be achieved by a vapour thin protective Al layer on the target surface Fig.3. For a deuteron energy of 150-200 keV, the Al coating is 0.05 mg/cm$^2$ [12]. The energy loss in the coating is 10-15 keV. It should also be possible to prevent the formation of the deuterium target by means of a blocking layer which is placed between the layer of the target impregnated with the tritium and the backing of the target (Fig.3.). The tritium-bearing layer of the target

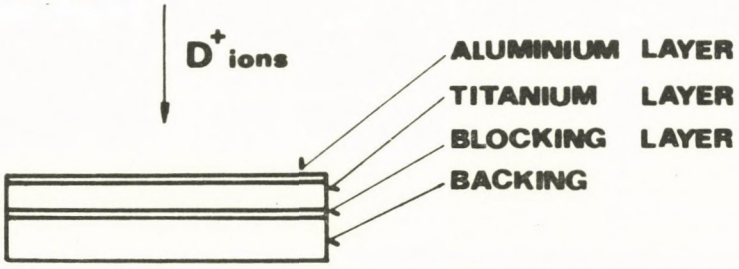



Fig.3. Multi-layer target with an aluminium layer and a blocking layer [12].

should be so thick that the deuterons which penetrate have the energy of 20-30 keV. Beyond this layer there is a thin barrier layer, which has the smallest possible diffusion coefficient for hydrogen and the highest thermal conductivity. The thickness of this blocking layer is chosen in such a way that the energy loss for deuterons should be just 20-30 keV. Behind it is a storage volume for deuterium. To remove the generation of the carbon layer on the target surface means to construct the neutron generators for example by means of sorbed pumps, ion-sublimation titanium pumps, so that it would be possible to bring the whole high vacuum part of the neutron generators to the temperature of about 450 °C. To follow these technological instructions means also to garantee the prevention of an electrical breakdown in the accelerating system of the neutron generator.

The tritium loss from the target contributes to the decrease of the neutron yield if the target is bombarded by a $D^+$ ion current. The tritium loss limitation and therefore the extension of the life of the target are described in the Fabian patents [13-14]. The principle of the method for the limitation of the tritium loss from the target presented in the patent [13] is shown in Fig.4. The target consists of a copper plate 1. On the copper

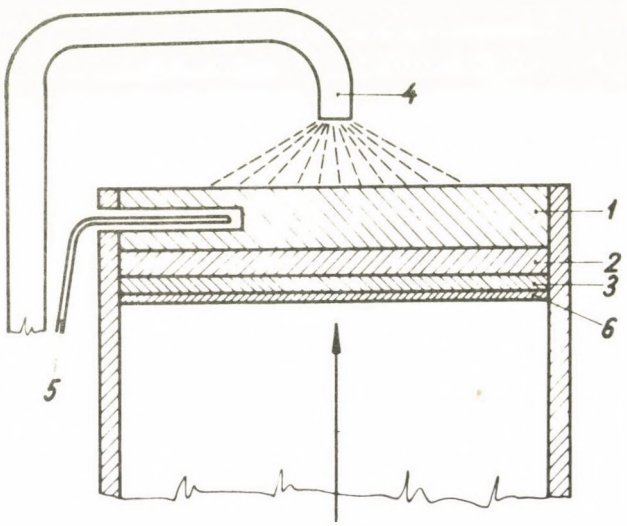



Fig.4. Tritium target for the limitation of tritium loss [13].
1 - copper backing, 2 - Ti layer impregnated with tritium,
3 - Er layer impregnated with tritium, 4 - water spray nozzle, 5 - thermocouple and 6 - Al layer.

plate a Ti hydride layer 2 upon which there is an Er layer 3 also impregnated with tritium. A water spray nozzle 4 or some other way of cooling is positioned on the side of the plate one opposite to the side from which the target is bombarded, in order to reduce the heat production by the bombardment.

A thermocouple 5 is mounted on the target for measuring the temperature. The thickness of the Er hydride layer 3 is such that during the bombardment in the accelerator apparatus the deuterium is completely stopped in the Er hydride layer. However, in order to prevent dispersion, it is also possible to add another layer 6 composed, for example, of Al. The atomic ratio of the hydrides is greater than 1. During the bombardment of the target with the $D^+$ ion current the target is heated to a temperature of about 300 °C. This temperature is higher than the disintegration temperature of the Ti hydride layer [15]. Therefore the Ti hydride disintegrates to the Ti and tritium. Since the copper backing 1 is practically completely impenetrable to hydrogen, it is possible for the tritium freed from the Ti hydride to diffuse into the Er hydride layer. This is at the temperature of 300 °C still stable. By a suitable variation of the cooling the copper backing of the target and the load on the surface, it is possible to control automatically the tritium diffusion from the Ti hydride to the Er hydride. The deuterium used for the bombardment is displaced from the Er hydride layer automatically and it is replaceable by tritium. The scheme of the target, the life-time of which is prolonged by means of an additional hydride accumulator, is in Fig.5. 1-is the Er layer impregnated with the tritium and fixed in a copper body 2 in the inner space of which a Pd layer 3 is inserted, 4-a cooling

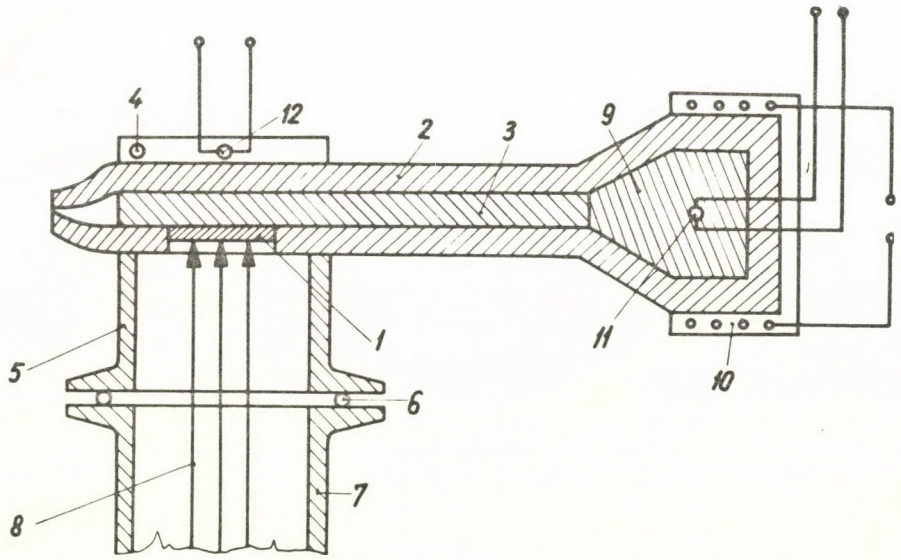



Fig.5. Another type of tritium target for the limitation of tritium loss [14]. 1 - Er layer impregnated with tritium, 2 - copper body, 3 - Pd layer, 4 - cooling channel, 5 - connecting piece, 6 - sealing gasket, 7 - irradiation tube, 8 - beam of $D^+$ ions, 9 - hydride accumulator, 10 - heater and 11,12 - thermocouples.

channel for the flow of cooling water, 5-a connecting piece which secures a connection of the target with the irradiation tube 7 of the accelerator by way of a sealing gasket 6, 8-a beam of $D^+$ ions, 9-a hydride accumulator, preferably made of uranium hydride, 10-a heater of uranium powder, 11-a thermocouple which is used for the measurement of the temperature of the uranium powder impregnated with tritium and 12-a thermocouple which is used for the measurement of the target temperature. As tritium accumulator the uranium powder was used from which the tritium had been desorbed by heating it up to the temperature of about 450 °C [16]. After the disintegration of the $UT_3$ compound to uranium and tritium, the tritium can only diffuse into the Er layer because the copper support is practically impermeable to hydrogen. It is not necessary to interrupt the continuous operation of the neutron generator when such a target is used. By a suitable variation of the target cooling and heating of the hydride accumulator material the tritium diffusion can be controlled in such a way that the desired tritium concentration is always provided in the Er target layer.

## Description and properties of tritium targets used for intense source of deuterons

More types of targets and arrangements which lead to the decrease of the tritium loss from the target were discussed at the conferences in Liége in 1964, and in Grenoble in 1965 [17]. It was shown that the heat transfer from the target backing is also an important factor for the limitation of the tritium loss from the target. In paper [18] the fulfilment of these requirements and also an essential increase of the target surface are described. Such target types have been so far the most suitable from the point of view of the production of a high neutron yield by neutron generators. The schematical cross-section of a HENRE target substrate after coating with Er hydride in shown in Fig.6. (HENRE: High Energy Neutron Reaction Experiment). The

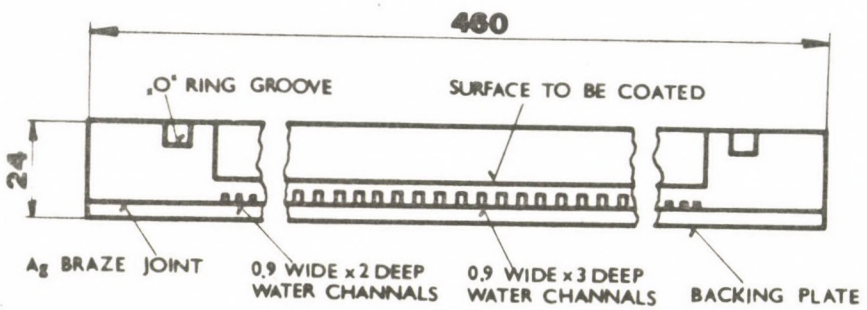



Fig.6. Schematic cross-section of the HENRE backing [18].

HENRE target substrate was actually the end plate of a duoplasmatron-type deuteron accelerator. The target backing was fabricated from OFHC-grade cooper with the exception of the brass cooling-water connectors. It was composed of two parts joined by silver brazing. The thickness of the lower part of the target substrate was 3 mm, the upper one 21 mm. The top part of the substrate contains 117 machined cooling channels 0.9 mm wide and from 2 to 3 mm deep. The thickness of the target part which is coating with an Er layer impregnated by tritium was 7.8 mm and the total thickness of the end plate was 24 mm. The upper part of the substrate-of a 375 mm diameter-where the water connections were welded on, was machined to a depth of approximately 16 mm over the water channels. The central 350 mm diameter spot of the depression was machine-polished and then coated with the Er layer. The total diameter of the plate was 460 mm and the total weight was 21 kg. The opening diameter for the water supply was 10-12 mm. The thickness of the Er layer which was deposited on the target surface was 3.6-4.6 mg/cm$^2$. The tritium quantity absorbed into the target was estimated to be about 41-46 TBq (1 100-1 250 Ci). It corresponds to the atomic ratio of 1.6-1.8. Other target parameters produced by the technique described in paper [18], as the impregnation temperature and pressure, the maximum neutron flux, the half-life of the target etc., are shown in Table 4. From the experimental data presented in Table 4. it follows that the impregnation temperature during the sorbion was not higher than 485$^{o}$ and the tritium pressure not higher than 57 kPa (428 torr). The maximum flux of neutrons from some targets at a deuteron ion beam current 400 mA and an accelerating voltage of 150 kV was also higher than $10^{13}$ n/s. The first half-life was not usually higher than 60 min at the target with a neutron yield greater than $10^{13}$ n/s. No reasonable explanation for the outstanding performance of the first target could be given, the neutron yield of which never dropped below $10^{13}$ n/s even after 4 h of operation.

From the experimental data given in Table 4. it also appears that all targets achieved a maximum neutron yield greater than $10^{13}$ n/s. Some data are reported in terms of the average neutron yield over the specified time period given in the Table and because of this, it was not possible to retrieve the maximum yield and half-life of the target. A comparison can be made between the reported yields and those predicted from the results of the laboratory-scale samples attached to the large targets as appendages. The agreement seemed to be relatively good considering the wide variations in the accelerator operating conditions, particularly deuteron beam current changes, during the use of the large targets.

In papers [19-20] another system of the tritium target construction for the intense neutron yield of 14 MeV neutrons was described. The principle scheme of the target chamber arrangement together with the target are shown in Fig.7. The tritium target consists of a layer of Ti 3-5 mg/cm$^2$ thick vapour plated onto an 1 mm thick copper backing. Tritium was absorbed

| Erbium coating thickness ($mg/cm^2$) | Tritium sorption temperature ($^{o}C$) | Tritium sorption pressure (kPa) | Maximum neutron yield (n/s) | First half-life (min) | Run time (min) | Average neutron output (n/s) | Predicted neutron output (n/s) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 4.0 | 450 | 47.5 | $4.32 \times 10^{13}$ | 60-180 | | | |
| 3.9 | 450 | 42.6 | $1.17 \times 10^{13}$ | 70 | | | |
| 3.6 | 425 | 46.1 | $1.18 \times 10^{13}$ | 25 | | | |
| 3.9 | 450 | 39.9 | $2.84 \times 10^{13}$ | 55 | | | |
| 4.0 | 450 | 53.2 | $2.80 \times 10^{13}$ | 53 | | | |
| 4.0 | 485 | 56.5 | $1.32 \times 10^{13}$ | 45 | | | |
| 4.6 | 455 | 43.2 | | | 9.75 | $1.34 \times 10^{13}$ | $2.32 \times 10^{13}$ |
| 4.5 | 455 | 45.2 | | | 233.62 | $4.14 \times 10^{12}$ | $7.0 \times 10^{12}$ |
| 4.5 | 460 | 45.2 | | | 89.72 | $9.24 \times 10^{12}$ | $1.32 \times 10^{13}$ |
| 4.5 | 460 | 46.6 | | | 8.48 | $1.78 \times 10^{13}$ | $2.16 \times 10^{13}$ |
| 4.5 | 450 | 44.6 | | | 166.33 | $5.59 \times 10^{12}$ | $6.4 \times 10^{12}$ |
| 4.5 | 460 | 39.9 | | | 5.36 | $1.73 \times 10^{13}$ | $1.51 \times 10^{13}$ |
| 4.5 | 455 | 43.9 | | | 95.92 | $9.28 \times 10^{12}$ | $1.46 \times 10^{13}$ |
| 4.5 | 455 | 42.6 | | | 87.17 | $1.19 \times 10^{13}$ | $1.37 \times 10^{13}$ |

Table 4. HENRE target fabrication parameters and performance data [18].

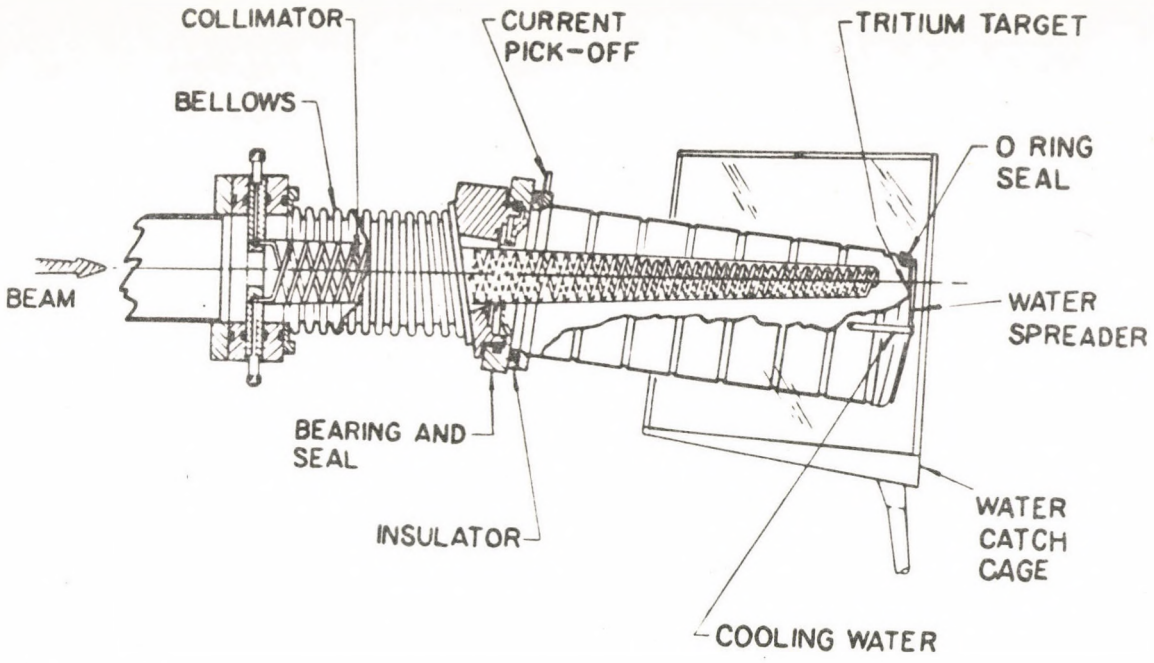



Fig.7. Water cooled rotating target [19].

in the Ti to an average concentration of about 1.2 tritium atoms to 1 Ti atom. The backing had an external diameter of 15 cm. Ti was deposited in a ring 5 cm i.d., 14 cm e.d. The amount of tritium absorbed was well known, but was of the order of about 18.5 TBq ( 500 Ci). The target was fixed at the end of a cylinder with a wall thickness of 0.5 mm by means of an O-ring. The cylinder was fixed on the accelerator vacuum system by means of a rotating seal which is described in paper [21]. The large active area of the target serves both to spread the heat and to increase the total amount of tritium in which the reaction $T(d,n)He^4$ can take place.

In order to prevent local heating the target was rotated at 1100 rotations per minute, which corresponds to a linear speed of about 8 m/s, near the outer rim of the active area. The purpose of rotation was to keep the average surface temperature of the Ti below 100 $^{o}$C. The heat from the target was removed through the thin copper backing of the target. The outer surface of this backing was cooled by water flowing at a rate of 7 l/min in a closed circulating system. The rapid heat transfer between the copper target backing and the water was assured by a 0.2 mm thick sheet of stainless steel which served as a water spreader and was placed in parallel to the copper target so that the water was confined to a 0.3 mm wide gap, approximately. The water flow is sided by the strong centrifugal force owing to the rotation of the target. Because of the large velocity gradient between the rotating target and the stationary water spreader, the flow was not laminar but turbulent. An approximate calculation of the heat transferred to the water indicates that the average target temperature was about 30 $^{o}$C above the temperature of the cooling

water when 4 kW were incident on the target. The target assembly is surrounded by a wire cage to catch the cooling water. The energy of deuterons impinging on the target was 400 keV. The beam current of $D^+$ ions was produced by means of a duoplasmatron source. The $D^+$ ions were collimated to a beam diameter of about 1.2 cm. The collimator consists of copper tubing, 6 mm in diameter, through which the water flows. The collimator is made from copper tubing wound on a tapered mandril, and the steel sheet is soldered to the outside to stiffen the tubing. Typical currents of atomic ions were 5-10 mA. It was shown that it is possible to achieve a neutron flux of $2x10^{12}$ n/s when the beam current of $D^+$ ions is 8 mA and the energy of deuterons $D^+$ impinging on the fresh target is 400 keV. During the production of the presented neutron fluxes a large amount of tritium is desorbed from the target. If each deuteron replaces a triton in the target one would expect that a 8 mA deuteron current should release close to 10 Ci tritium per hour. However, a very much smaller tritium release occurred. The tritium release was different for different targets and for the same target it varied with time at a constant beam current. Typical values were 37-74 GBq/h (1-2 Ci/h). It was also shown that the first half-life of the target was about 90 h. If a rotated TiT target with a diameter of 21 cm was used it was possible to increase the flux of neutrons up to $4x10^{12}$ n/s at a $D^+$ ion beam current of 15 mA and with a constant beam diameter. The neutron yield did not decrease by more than 15 % during 90 h at the constant beam current of $D^+$ ions. The dependence of the neutron yield on the charge impinging on the target at the time t is shown in Fig.8. for the target diameters of 14 cm and 21 cm. From that it follows that the 14 cm diameter target is worn out more than the other one with the diameter of 21 cm. It was also shown that the inside part of the target was more deteriorated than its outside part. The fluctuations in the observed yield of neutrons were caused by the inequalities among the targets and the ion beam trace on the target. In papers [26-27] other similar constructions of tritium targets were given in addition to the one which has already been described.

## Conclusion

The users of the targets meet considerable difficulties mainly in preventing the radiation hazard in the production of the high neutron yield by the intense deuteron beam and in utilizing economically the amount of tritium absorbed in the target. In order to prevent the radiation hazard in the production of the high neutron yield means to solve effectively either the problems of the heat transfer from the target surface or to construct the neutron generators as a closed system and to use the beam current of $D^+$ together with $T^+$ ions. Recently, many papers [9,22-25] have been devoted to the problems concerning the heat transfer from the target surface but its effective solution is still open. The range of deuterons impinging on the target is usually less than the thickness of the absorbed layer of the target which is impregnated with the hydrogen isotopes. The determined amount of

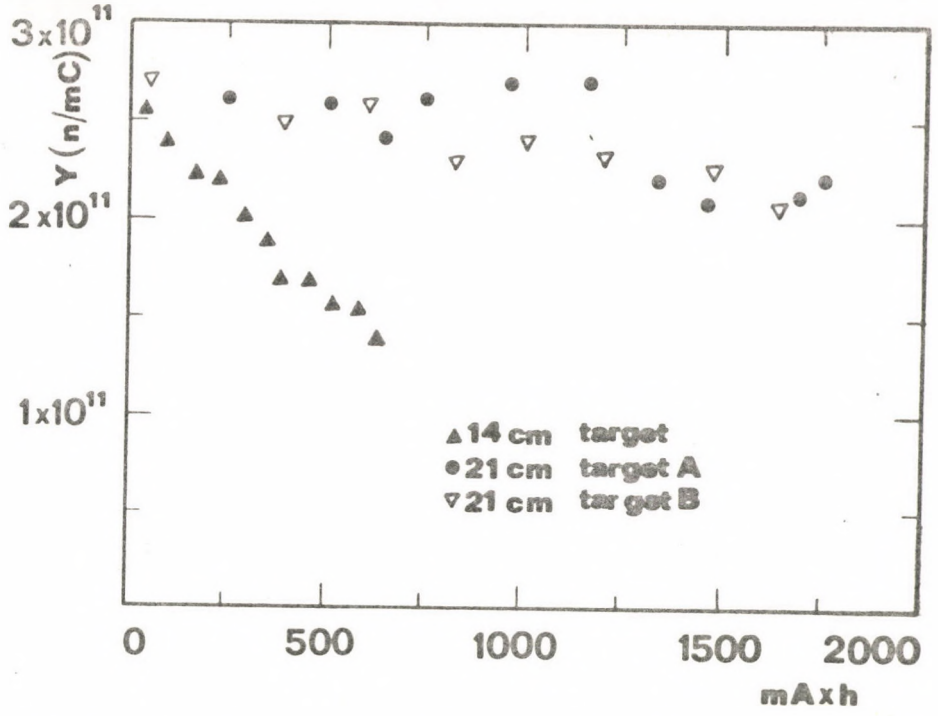



Fig.8. Neutron yield Y per unit charge for 400 keV deuterons impinging on the target as a function of irradiation time [20-21].

the tritium can be utilized by target regeneration and in this way used for further production of neutrons [28-29].

In the production of neutrons by means of a high-duty neutron generator it is necessary to use large surface targets or other kinds of targets. Therefore the target producers had to concentrate on the development and production of such targets, assuming that the other problems have already been solved.

## Acknowledgement

The author would like to express his acknowledgement to Dr.P.Obložinský and Dr.Š.Bederka for the reading of the manuscript and valuable suggestions, to Dr.D.Krupa and Dr.Z.T.Bődy for their help in the translation of this paper.

## References

[1] V.J.Strižak, N.S.Nazarov: Pribory technika i experimenta (1961) 72, No.2.

[2] J.Pivarč: Ph.D.Thesis, Bratislava 1975,4, unpublished.

[3] J.H.Spaa: J.Sci.Instr. 35 (1958) 175.

[4] V.V.Sofina, N.G.Pavlovskaja: Žurnal fiz. chimii (1950) 1104.

[ 5] G.Breynat, et al.: Bull.Inf.Sci.Techn. du Commisariat á l'Energie Atomique (1965) 1-12, No.98.

[ 6] J.Besson: EUR 2641.e (1966) 30.

[ 7] E.M.Gunnersen, G.James: Nucl.Instr.and Meth. 8 (1960) 173.

[ 8] M.Guillaume, et al.: Nucl.Instr. and Meth. 92 (1971) 574.

[ 9] Z.Hulek: Čsl.čas.pro fyz. (1964) 470, No.5.

[10] G.S.Mani, et al.: Rapport C.E.A. No.2378 (1963).

[11] P.D.Lamer: EUR 2641.e (1966) 142.

[12] H.Fabian: EUR 2641.e (1966) 134.

[13] H.Fabian: U.S.A. Patent No.3, 766, 389 (1973).

[14] H.Fabian: U.S.A. Patent No.3, 766, 390 (1973).

[15] J.Pivarč: Fyz. čas. SAV 18 (1968) 235.

[16] J.Pivarč: Radiochem. Radioanal.Lett. 18 (1974) 1.

[17] Accelerator targets for the production of neutrons, EUR-1815.E (Rev.) (1964), EUR-3895 d-f-e (1968) and EUR-2641.e (1965).

[18] F.R.O'Donnel, H.L.Adair: Nucl.Instr. and Meth. 102 (1972) 501.

[19] R.Booth, H.H.Bashall: Nucl.Instr. and Meth. 99 (1972) 1.

[20] R.Booth: Nucl.Instr. and Meth. 120 (1974) 353.

[21] R.Booth: Nucl.Instr. and Meth. 59 (1968) 131.

[22] J.Keithmeier, D.R. Van der Meulen: Nucl.Instr. and Meth. 24 (1963) 349.

[23] J.Kas, D.Novák: Nucl.Instr. and Meth. 99 (1972) 359.

[24] Š.Bederka: Ph.D.Thesis, Bratislava 1968, 48, unpublished.

[25] Š.Bederka: Acta Phys. Slovaca 25 (1975) 145.

[26] J.B.Hourst, M.Koche: Nucl.Instr. and Meth. 92 (1971) 589.

[27] P.Cloth, J.Darvas, et al.: ATOMKI Közl., 18 1976 439.

[28] D.M.Bibby, et al.: Nucl.Instr. and Meth. 94 (1971) 397.

[29] J.Pivarč: Čsl. čas. pro. fyz. in press.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 479-484

# SYMPOSIUM SUMMARY

J.CSIKAI

Institute of Experimental Physics, Kossuth Lajos University, H-4001 Debrecen, Pf.105.

Nowadays, a decreasing interest in sciences can be observed throughout the world. This is reflected not only in the public opinion but also in the reduced financial funds.

In this respect, nuclear physics is not an exception, either. I am convinced that the role of low voltage accelerators as sources of neutrons, charged particles and X-rays will increase in the future both in education and research. Our primary duty was to survey those open problems that make active investigations still possible and hold out some promise. Moreover, we studied the possibilities to improve the accelerators as neutron sources and the relating techniques. Here I should like to emphasize the importance of neutron generators in arousing the interest of talented students in fundamental or applied research. As for the subject of investigation, during this symposium a number of new results and ideas were presented.

Summarizing this symposium I can not give a complete review of the present status of fast neutron physics, the utilization of neutrons and the problems of high current neutron generators. In this field several survey papers are available in the literature see e.g. N.Cindro: Rev.Mod.Phys. 38 (1966) 391. N.Cindro: Selected Topics in Nuclear Structure Investigations with Fast Neutrons, Proc. Int. School of Neutron Physics, Alushta, 1974, JINR Dubna Report D3-7991. J.Csikai: Use of Small Neutron Generators in Science and Technology, AER 11 (1973) 415. Papers in the Proceedings of Int. Symposium on Neutron Induced Reactions, Acta Phys. Slovaca 25 (1975) 81. Proceedings of IAEA Panel on Low Energy Accel. (Zagreb) IAEA-171 (1975). S.Nargolwalla and E.Przybylowicz: Act.Anal. with Neutron Generators, John W. & S, New York (1973). T.S.Green: Intense Ion Beams, Reports on Progress in Physics 37 (1974) 1257 and also the Annual Progress Reports on nuclear data activities of different laboratories published by the IAEA.

In my short summary I should like to touch only a few problems from those which were discussed in detail during this Symposium and in the recent literature.

The following questions often arise: how should one organize the laboratory and the staff so that the ratio of scientific output to the total investment achieve an optimum value? Are the fast neutron data still necessary for further development of nuclear physics and nuclear engineering? Is a neutron generator competitive with the non-nuclear methods in the technology?

The neutron generators are inexpensive, easy to install and operate, so these devices are the most popular ones among the accelerators, and at present, their distributions among the research laboratories, universities and industry are in an equal proportion.

According to our survey of the cross-section values at around 14 MeV, only about 30 % of the measurable data are known. E.g. the integrated elastic scattering cross-sections are known from direct measurements for 26 elements only, the non-elastic cross

sections were measured for 42 elements, very few data are available especially for the $(n,\gamma)$, $(n,t)$, $(n,He^3)$ reactions. A further problem is that the differential elastic and inelastic scattering cross-section values have not been measured for small and large angles. The lack of data and the gross disagreement among the existing values make it difficult to reveal the trends and the applicability of nuclear theories.

In addition to nuclear physics, the knowledge of 14 MeV data is important for the design of thermonuclear devices, too. Both the study of reactions with low cross-sections and the practical utilizations (fast neutron therapy, radiography, solid state physics, ect.) need the development of high current neutron generators. Such devices make it possible, among others, to measure the low cross-section values of charged particle reactions on light nuclei, relevant for nuclear astrophysics and to produce characteristis X-rays for chemical analysis.

Recently, from the wide field of fast neutron studies experimental and theoretical investigations on the pre-equilibrium decay modes gained outstanding importance. At excitation energies higher than 20 MeV, neither the direct interaction nor the compound mechanism nor the combination of these models could explain the energy spectra of emitted particles. It was reasonable to assume that particle emission can occur not only from the first collision or from the equilibrium state but also from intermediate "pre-equilibrium" states.

For the description of these pre-equilibrium states several models are used: intra-nuclear cascades + evaporation; Fermi gas equilibrium; exciton; combination of the Ferm-gas-equilibrium and the exciton models. These models have the common assumption that the energy of the bombarding particle is distributed statistically due to two-body interactions; nuclear structure and angular momentum effects as well as transitions to well-defined final states are not taken into account.

Pre-equilibrium models can be used mainly to the interpretation of energy spectra and excitation functions. It could be expected, therefore, that the energy spectra of particles (alpha, proton, neutron) emitted in fast neutron reactions, can be interpreted. P.Obložinský (Bratislava) and D.Seeliger (Dresden) pointed out that some versions of the exciton model can successfully applied to the description of inelastic fast-neutron scattering and to the interpretation of (n,p) and (n,2n) reactions. The formation of complex particles (e.g. alpha particles), however, remains an open problem.

Several lectures dealt with the problem of fast neutron radiative capture cross-sections: namely, whether the difference between results measured with the activation method and the "spectrum-integration" method can be exclusively attributed to experimental errors or there exists a small but finite deviation. Such a deviation would yield an evidence to the existence of cascade de-excitations from highly excited (giant resonant) states through unbound states. H.Vonach (Vienna),G.Magnusson (Lund) and G.Pető

(Debrecen) called the attention to the important role of scattered neutrons for the activation measurements; they gave an account of their experimental investigations relating to the correction for the effect of the scattered neutrons.

In some cases, even these new results show a surplus in the activation cross-sections over the "spectrum-integrated" values and over those calculated by direct-semidirect models. These results speak in favour of the role of the compound-nucleus mechanism. This was confirmed by the measurements of the gamma spectra and (n,gamma) excitation functions for the nuclei $^{28}Si$ and $^{32}S$ ($E_n$<8 MeV) reported by L.Nilsson (Uppsala). Further experimental and theoretical investigations are necessary on the radiative capture of fast neutrons. A possibility was shown by F.Cvelbar and A.Likar (Ljubljana); they showed that - in addition to dipole transitions - quadrupole transitions can also take place, and their interference may result in an asymmetry in the angular distribution of prompt gamma photons.

The study of gamma decay from highly excited states may contribute to the interpretation of the N-Z dependence of n,2n cross-sections. I.Uray (Debrecen) presented the results of (n,p) and (n,2n) cross-section measurements, which confirm the systematic trends established previously. This means that for (n,2n) reactions the N-Z dependence is valid also at high excitation energies. According to Vonach's measurements near to the (n,2n) threshold, gamma de-excitation cannot be neglected in comparison with neutron emission, in contrast to the theoretical expectation. S.M.Qaim (Jülich) observed a dependence on the symmetry parameter for the cross-sections of (n,t) and (n,$^3$He) reactions. For the final solution of the problem it would be necessary to measure (n,2n) and (n,n′) spectra preferably in coincidence with gamma rays. A.J.Cox (Birmingham) reported on differential cross-section measurements for gamma rays following inelastic neutron scattering to the first excited state of the residual nucleus. In this field, data are especially scarce, though they would be important both for the reaction models and for the practical applications.

One lecture dealt with nuclear fission studies: S.Daróczy (Debrecen) reported on his results about the mass distribution of fragments with short half-lives from the fission of $^{238}U$; 15 isotopes were investigated by a Ge/Li/ spectrometer without radiochemical separation. In this field the combination of a fast pneumatic "rabbit" system and of a Ge/Li/ detector yields new possibilities to achieve further informations.

Another large field of interest at the Symposium was the practical application of low voltage neutron generators. S.M.Qaim gave a detailed account on the present status of nuclear data necessary for the planning of controlled fusion reactors. Some of these data can be determined by small accelerators, e.g. the cross-section of the D + T process below 10 keV, the radiation damage of construction materials due to fast neutrons, the neutron multiplication of the reactor blanket, the tritium regeneration by (n,t) reactions, etc.

K.H.Czock (IAEA, Vienna) reported on the present status of activation cross-sections necessary for the measurement of neutron fields within reactors; he pointed out the importance of the excitation function of the reaction $^{103}Rh(n,n')$ for which more precise data would be necessary. Several lectures dealt with neutron activation analysis. P.Bornemisza (Debrecen) reported on the applicability of 14 MeV neutron activation analysis to the determination of impurities in spectral pure Os and of micro-constituents in dilute steel alloys by the multi-component comparator method.

P.Raics (Debrecen) gave an account on the fast-neutron activation method developed for the non-destructive determination of the $^{238}U/^{235}U$ isotopic ratio, which yields the enrichment ratio with 3-5 per cent accuracy in the case of reactor fuel elements of usual composition. A new application was reported by H.Vonach: the measurement of the ratio F/N in bones using (n,2n) reactions; due to the linear decrease of the fluorine to nitrogen ratio, this method renders possible an age determination as far back as 1 million years.

Special attention was paid at the Symposium to the development of neutron generators and the respective measuring techniques. B.E.Leschenko (Kiev) gave an account on the neutron generators (with continuous and pulsed operation) developed at the University of Kiev recently. The neutron pulses with duration of less than 1 nsec and produced with a frequency of 7 MHz can favourably be used in fast-neutron spectroscopy. The small generator producing polarized neutrons reveals new possibilities in nuclear research as discussed by J.Vincour (Prague). I.Enchevich (Sofia) gave a general review on the applicability of small accelerators in astrophysics, in the field of in-beam spectroscopy, in the hot-atom chemistry, in channeling effects and ion implantation, etc. In addition to these, neutron therapy, neutron radiography, fusion experiments all need the development of high-current neutron generators, and this - in turn - necessitates the solution of several technological problems.

T.S.Green (Abingdon) discussed the applicability of high-current (>1 Amper) ion surces - developed for other purposes - in neutron generators; the high power (200-300 kW) is accompanied some fundamental and practical problems. J.Darvas (Jülich) reported on target problems, e.g. the cooling at high power density (>10 $kW/cm^2$) and the problems of tritium handling. J.Pivarč (Bratislava) rendered account of the possibilities to improve the efficiency of the targets presently in use, and of the development of multi-layer targets. Š.Bederka (Bratislava) reported on an electrostatic control system of the ion beam, which makes it possible that the beam describe a spiral on the target surface thus originating a uniform power density distribution.

Finally, the Symposium was concluded by an informal discussion, which summarized the requirements of the various research fields against neutron generators. As regards the costs and the

technological problems, the development of neutron generators with a performance of 200 kV/100 mA seems to be attainable. Such an accelerator can continuously produce a neutron yield of a few times $10^{13}$ n/sec, using a few $cm^2$ target surface. This yield will be sufficient for the study of processes with low cross-sections, for activation analysis, for the measurement of fusion-reactor data, for neutron therapy and for some biological studies. Approximately a neutron yield of an order of magnitude higher is necessary for the investigation of radiation damage suffered by structural materials of fusion reactors; at present, small countries are not in the position to build such instruments.

Considering the numerous scientific and technological problems connected with the development of high-current neutron generators, and their important role in the peaceful use of atomic energy, it would be useful if the International Atomic Energy Agency co-ordinated these activities especially in the small or developing countries, or established a laboratory at an institution that has already traditions in this field. This solution could insure the possibility of active research and the passing-on of experience for the specialists of the countries mentioned above. The Institute of Experimental Physics (Debrecen) would welcome the establishment of such a laboratory for low-voltage accelerators.

Before closing the Symposium I would like to thank sincerely the Organizing Committee, the speakers, the chairmen and all the participants for their activity to make this Symposium successful. I hope you enjoyed this meeting and the stay in Debrecen. I wish you a good journey back home.

I declare the Symposium closed.

CONTENTS


Page

LIST OF PARTICIPANTS 211

SCIENTIFIC PAPERS

P.Obložinský, Conception of the pre-equilibrium decay and its applications

A pre-equilibrium bomlás és alkalmazásai

Идея распада предравновесных состояний ядер и ее применение 215

D.Hermsdorf, A.Meister, S.Sassonov, D.Seeliger, K.Seidel, Neutron emission spectra analysis with pre-equilibrium and equilibrium statistical theory

Neutron spektrumok analizise a pre-equilibrium és equilibrium statisztikus elmélettel

Анализис нейтронного спектра с теорией предравновесньем состояниям и равновесньем состояниям ядра 229

V.Vonach, Fast Neutron Physics at the Institut für Radiumforschung und Kernphysik

Gyorsneutronok által kiváltott reakciók vizsgálata az Institut für Radiumforschung und Kernphysik-ben

Исследование реакций вызванных быстрыми нейтронами в Институте Радиевых Исследований и Ядерной Физики 247

A.J.Cox, The differential cross section measurements for the scattering of 14 MeV neutrons and associated gamma rays

14 MeV-es neutronokra vonatkozó differenciális hatáskeresztmetszetek és az inelasztikus szórásból eredő gamma sugarak mérése

Измерение дифференциальных сечений и гамма-квантов из неупругих рассеяний относящиеся к нейтронами энергией 14 МэВ 259

L.Nilsson, A.Lindholm, I.Bergqvist and B.Pålsson, Gamma rays from neutron capture in the 5 to 15 MeV range

Az 5 és 15 MeV energiatartományba eső neutronok befogását követő gamma sugarak

Гамма лучи возникающие из нейтронного захвата с энергией нейтронов 5-15 МэВ 273

G.Magnusson and I.Bergqvist, 14-15 MeV neutron capture cross section measurements with improved activation technique

14-15 MeV-es neutronok befogási hatáskeresztmetszetének mérése javitott aktivációs módszerrel

Измерение сечения захвата нейтронов с энергией 14-15 МэВ улучшенным методом активации 277

F.Cvelbar, A.Likar, New Results in fast neutron radiative capture

Gyorsneutronok radiativ befogásával kapcsolatos uj eredmények

Новые результаты в радиационных захвате быстрых нейтронов 287

A.Likar, M.Potokar, Asymmetry in angular distribution of $\gamma$-rays from fast neutron capture leading to the first excited state in $^{89}$Sr

Aszimmetria a $^{89}$Sr első gerjesztett állapotára vezető gyorsneutron-befogás $\gamma$-szög-eloszlásában

Ассиметрия угловых распределений в случае $^{89}$Sr первого возбужденного состояния возникающий из захвата быстрых нейтронов 299

S.M.Qaim, R.Wölfle and G.Stöcklin, Radiochemical study of (n,t) and (n,$^{3}$He) reactions at 14 MeV and higher energies

(n,t) és (n,$^{3}$He) reakciók radiokémiai tanulmányozása 14 MeV és ennél nagyobb energiáknál

Изучение реакций (n,t) и (n,$^{3}$He) при энергий нейтронов 14 МэВ и выше при помощи радиохимическим методом 307

P.Kovács, I.Uray, Trends in the (n,2n) and (n,p) cross-sections of Os isotopes

Os izotópok (n,2n) és (n,p) hatáskeresztmetszeteiben észlelt tendenciák

Тенденции в сечениях (n,2n) и (n,p) реакций изотопов осмия 311

S.Daróczy, P.Raics, S.Nagy, L.Kövér, I.Hamvas, E.Germán, Experimental results on mass distribution of $^{238}U$ fission induced by 14 MeV neutrons

Kisérleti vizsgálatok az $^{238}U$ hasadási termékeinek tömegeloszlására 14 MeV neutron energiánál

Распределение масс осколков при делении урана-238 нейтронами с энергией 14 МэВ 317

Б.Е.Лешенко, Г.И.Применко, В.И.Стрижак, Нейтронные генераторы для промышленного применения

Neutrongenerátorok ipari alkalmazása

Industrial uses of neutron generators 331

S.M.Qaim, R.Wölfle and G.Stöcklin, Nuclear Data for fusion reactors

Magadatok fuziós reaktorokhoz

Ядерные данные для термоядерных реакторов 335

J.Vincour, P.Bém, J.Mares and V.Presperin, Monoenergetic polarized neutron source and its use in some polarization experiments

Monoenergetikus polarizált neutronforrás készitése és alkalmazása polarizációs kisérleteknél

Моноэнергетический поляризационный нейтронный источник и его использование в поляризационных экспериментах 349

P.Bornemisza-Pauspertl, P.Kovács, I.Uray, Multielement activation analysis with fast neutrons

Sokelemes aktivációs analizis gyors neutronokkal

Мульти-элементный активационный анализ нейтронами с энергией 14 МэВ 355

P.Raics, S.Nagy, S.Daróczy, Determination of the $^{238}U/^{235}U$ Ratio by 14 MeV Neutrons in Reactor Fuel Elements

Reaktor fütőelemek $^{238}U/^{235}U$ arányának meghatározása 14 MeV-es neutronokkal

Определение значения отношения $^{238}U/^{235}U$ в ТВЭЛ-ах методом активации с нейтронами 14 МэВ 363

Ivan Enchevich, Research problems on neutron generators and low energy accelerators

Neutron generátorok és alacsony energiáju gyorsitók fejlesztési problémái

Проблемы исследования нейтронного генератора и низко-энергетического ускорителя 371

T.S.Green and G.A.G.Mosson, Feasibility study of a 1 Amp, 300 kV $D^+$ $T^+$ ion beam for an intense neutron source facility

1 A-es és 300 kV-os $D^+$ $T^+$ ionnyaláb előállitásának lehetősége nagyintenzitásu neutronforráshoz

Возможность произведения $D^+$ $T^+$ ионного потока 1 А и 300 кВ к большому выходу нейтронному источнику 391

Štefan Bederka, An electrostatic (x,y) deflection system for high current beams

Elektrosztatikus (x,y) eltéritő rendszer nagyintenzitásu ionáramokhoz

Электростатическая (x,y) отклоняющая система для развертки интенсивных пучков 431

P.Cloth, J.Darvas, D.Filges, H.B.Haubold, H.Jemmerich, H.R.Ihle, N.Kirch, P.Kupschus, C.Meixner, Intense 14 MeV neutron source using a rotating drive-in target

Intenziv 14 MeV-es neutronforrás forgótarget alkalmazásával

Мощный 14 МэВ-ный нейтронный источник использованием вращающего мишеня 439

Z.T.Bődy and G.Pető, Remarks on the 14 MeV neutron capture cross section determination

Megjegyzések a 14 MeV-es neutronbefogási hatáskeresztmetszet meghatározásához

Заметки к методам определения сечения захвата нейтронов с энергией 14 МэВ 451

K.H.Czock, Cross sections for in pile fast neutron metrology

Hatáskeresztmetszetek hasadásból eredő gyorsneutron-spektrum méréséhez

Данные сечения для измерения быстрых нейтронных спектров возникающих делениям ядер 457

J.Pivarč, Target problems of high current neutron generators

Nagy neutronhozam elérésére szolgáló targetek

Проблемы мишеней для получения большего потока нейтронов из нейтронных генераторов 463

SYMPOSIUM SUMMARY 479

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

**A kiadásért és szerkesztésért felelős**
Berényi Dénes az Intézet igazgatója

**Példányszám:** 550
1976/2

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

# АТОМКІ

## СООБЩЕНИЯ

ТОМ 18 №2

# ATOMKI BULLETIN

Volume 18 Number 2

539 HU ISSN 0004-7155

# ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 3. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Bibok Gy., Széles dinamikus tartományu, start-stop rendszerü idő-amplitudó konverter 491

Gál J., Integrált áramkörökkel felépitett különbségi koincidencia-kör 501

Sulik B., Kapcsolóüzemü áramstabilizátor széles tartományban változtatható kimenőteljesitménnyel 507

Sarkadi L., Török I., Csőposta-vezérlő elektronikus logikai rendszer az ATOMKI nukleáris elektronikai müszercsalád számláló egységeinek felhasználásával 519

Kövér L., Varga D., Mórik Gy., Lágy röntgensugárzást keltő, hengerszimmetrikus forrás ESCA mérésekhez 533

MÜHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Gál J., Horkay Gy., Valek A., Nyomástól függő kapcsoló áramkör IM-33 tipusu mérőfej alkalmazásával 539

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK ÉS ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK ATOMKI-1975 543

3 10 5 65

2

# ATOMKI

# KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 3. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1976.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 491-500

# SZÉLES DINAMIKUS TARTOMÁNYU, START-STOP RENDSZERÜ IDŐ-AMPLITUDÓ KONVERTER

BIBOK GYÖRGY

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51. Hungary

A cikk az ATOMKI-ben kifejlesztett, NE-820 tipusu, start-stop rendszerü, integrált áramkörös felépitésü idő-amplitudó konvertert ismerteti. A készülék 50 ns és 80 µs között átkapcsolható konverziós tartománnyal rendelkezik, az elektronikus feloldás 10 ps, illetve $2.10^{-4}$. A készülék több logikai bemenettel és kimenettel rendelkezik, melyek igen széles körü felhasználást biztositanak.

A START-STOP TIME-AMPLITUDE CONVERTER OF WIDE DINAMIC RANGE.
A description of a start-stop time amplitude converter type NE-820, built on IC-s, and developed in ATOMKI is given. The conversion ranges of the unit are switchable from 50 ns to 80 µs, the intrinsic time resolution is 10 ps, or $2.10^{-4}$. The numerous logic inputs and outputs permit versatile applications.

СТАРТ-СТОП ВРЕМЯ-АМПЛИТУДНЫЙ КОНВЕРТОР,РАБОТАЮЩИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ.
В статье описан старт-стоп время-амплитудный конвертор типа NE-820, построенный на ИС, разработанный в АТОМКИ. Интервал преобразования переключается от 50 нсек до 80 мксек, собственное разрешение по времени 10 псек, или $2.10^{-4}$. Разные логические входы и выходы прибора дают возможность широкого использования.

A nanoszekundumos időspektroszkópia központi egysége az idő-amplitudó konverter. Egy korábbi közleményben [1] áttekintettük az idő-amplitudó konverterek helyét és szerepét a koincidencia mérésekben, foglalkoztunk a konverterek elvi és logikai felépitésével, müködésével; áttekintettük a hibaforrásokat és a jellegzetes megvalósitási formákat. Az ott leszürt tapasztalatok alapján egy kapacitiv energiatárolós, start-stop rendszerü konverter megvalósitását tüztük ki célul.

Az irodalmi adatok feldolgozása és a felhasználási igények eredményeként az áramkör logikai felépitését az alábbi szempontok alapján határoztuk meg.

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

a.) A stop ág legyen kapuzva a start ággal (single stop, illetve negativ idő tiltás).

b.) A kimenőjel mintavételezett legyen, a mintavételt az elfogadott stop jel vezérelje.

c.) Legyen külső mintavételi lehetőség.

d.) A konverter automatikus nyujtót tartalmazzon.

e.) A single start jelektől származó maximális amplitudóju konverziós jeleket egy "overrange" komparátor érzékelje.

f.) Az integráló kondenzátor kisülése alatt a bemenet legyen tiltva.

g.) A mintavett jel egy változtatható erősitési tényezőjü és polaritásu erősitőn át jusson a kimenetre.

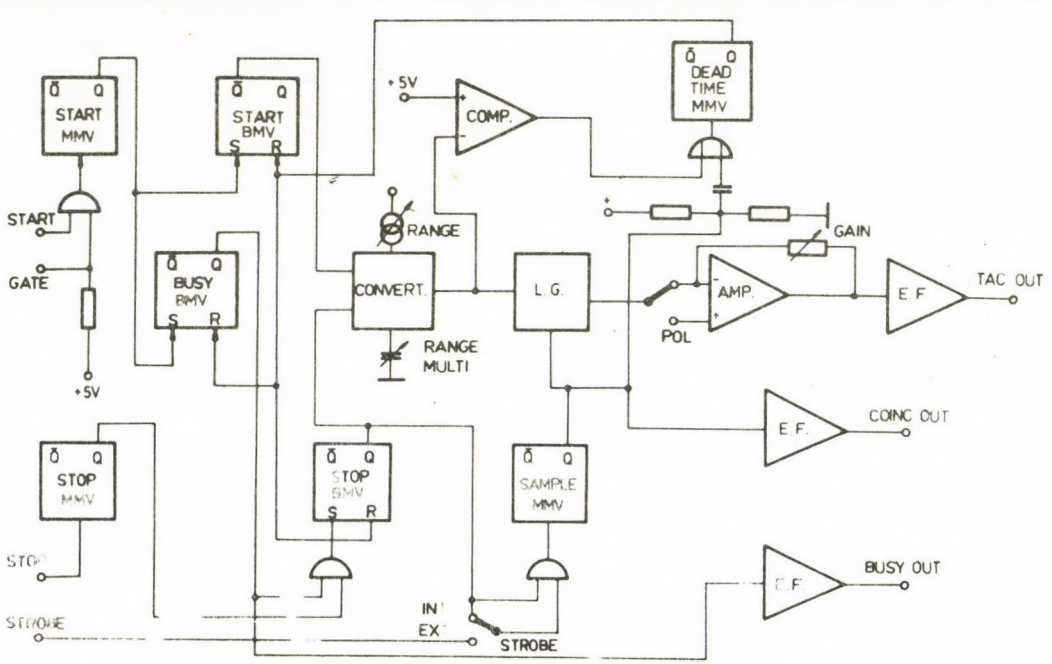
h.) A start jel beérkezésétől az integráló kondenzátor kisülésének végéig a készülék szolgáltasson egy foglalt (busy) jelet.

i.) Az elfogadott start jelek leszámlálhatók legyenek.

k.) A készülék rendelkezzék egy logikai kimenettel, melyen a sorrendileg is helyes koincidenciák leszámolhatók.

l.) Az áramkör müködése külső logikai jellel legyen tiltható.

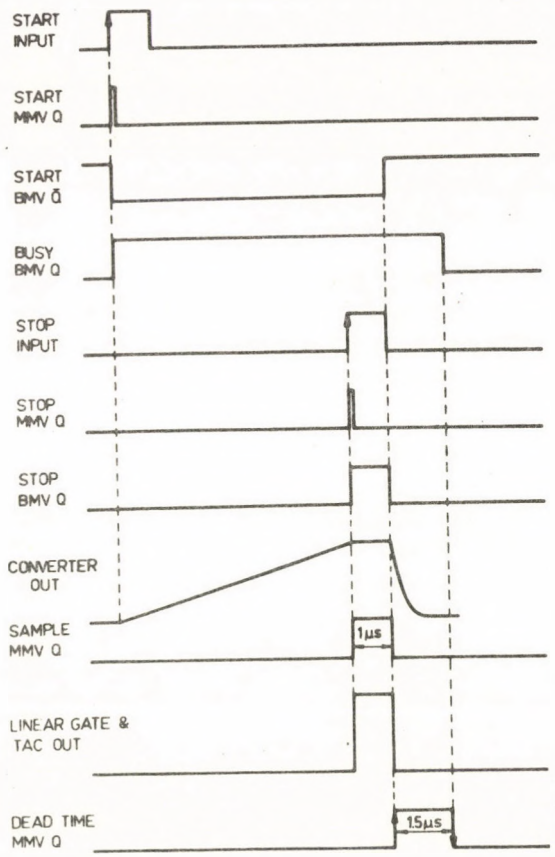
A fenti szempontok figyelembevételével megtervezett idő-amplitudó konverter blokkvázlata az 1.ábrán látható. A müködést a 2.ábra idődiagramja alapján követhetjük.




ábra. Az idő-amplitudó berendezés blokkvázlata.

Block diagram of the time amplitude converter.

Блок-схема преобразователя.




2.ábra. A konverter hullámformái.

Fig.2. The wave forms of the converter.

Рис.2. Формы импульсов преобразователя.

A START bemenetre adott pozitiv impulzus egy ÉS kapun keresztül inditja a START MMV jelü, tüimpulzust előállitó monostabil multivibrátort. Az ÉS kapu másik bemenete a GATE jelü kapuzó bemenetre kerül. Ez a bemenet üresen egy ellenálláson át logikai "1"-et kap, igy ha a GATE bemenetet szabadon hagyjuk, vagy logikai "1"-et kapcsolunk rá az ÉS kapu átengedi a START jelet, mig logikai "0" hatására a kapu zár és ezzel az egész konverter müködését bénitja.

A START MMV kimenőimpulzusa egyrészt az S bemenetén bebillenti a START BMV bistabil multivibrátort, másrészt a BUSY BMV jelü, a foglaltságot jelző bistabilt. A START BMV kimenőjele inditja a tulajdonképpeni konvertert, az áramkapcsolót.

A BUSY BMV kimenőjele egyrészt egy E.F. jelü emitterkövetőn át a kimenetre jut és jelzi a foglaltságot, másrészt egy ÉS kapu egyik bemenetére ad logikai "1"-et. A BUSY kimeneten megjelenő impulzus hossza a teljes mérési ciklust jelzi, a felfutó éle pedig az elfogadott START impulzusok számát.

A STOP bemenetre érkező pozitiv jel közvetlenül inditja a STOP MMV

jelü tüimpulzus generátort, melynek kimenőjele a START ág által vezérelt ÉS kapu másik bemenetére kerül. Ez biztositja, hogy a STOP BMV single STOP jelre ne induljon. Helyes sorrendben érkező start-stop jel esetén a STOP BMV leállitja a konverziót és a STROBE kapcsoló INT. állásában bebillenti a mintavételt vezérlő SAMPLE MMV-t.

Ha a STROBE kapcsoló EXT. állásban van, a mintavételt a STROBE bemenetre vezetett pozitiv impulzus váltja ki, de a STOP BMV ekkor is kapuzza a mintavételt. Ezzel biztositható, hogy csak a nyujtott jelből vehető minta. A mintavevő MMV kimenőjele nyitja az L.G. lineáris kaput, továbbá egy E.F. jelü emitterkövetőn keresztül logikai jelet ad, amely a koincidenciákat jelzi. Az impulzus visszafutó éle egy VAGY kapura kerül. Ha a bemenetre csak single start érkezett, bebillen az 5 V-ra előfeszitett COMP. jelü komparátor és kimenőjele a VAGY kapu másik bemenetére kerül. Igy a VAGY kapu koincidencia esetén a mintavétel végén, single start jel esetén a mérési tartomány végén billenti be a DEAD TIME jelü, holtidőt beállitó multivibrátort. A holtidő alatt az alapállapotba visszabillentett START és STOP BMV-t bénitva vannak, mig a BUSY BMV a holtidő végén kerül alapállapotba. A lineáris kapu kimenőjele egy polaritásváltó kapcsolón át kerül a változtatható erősitési tényezőjü erősitőre, onnan emitterkövetőn át a TAC kimenetre.

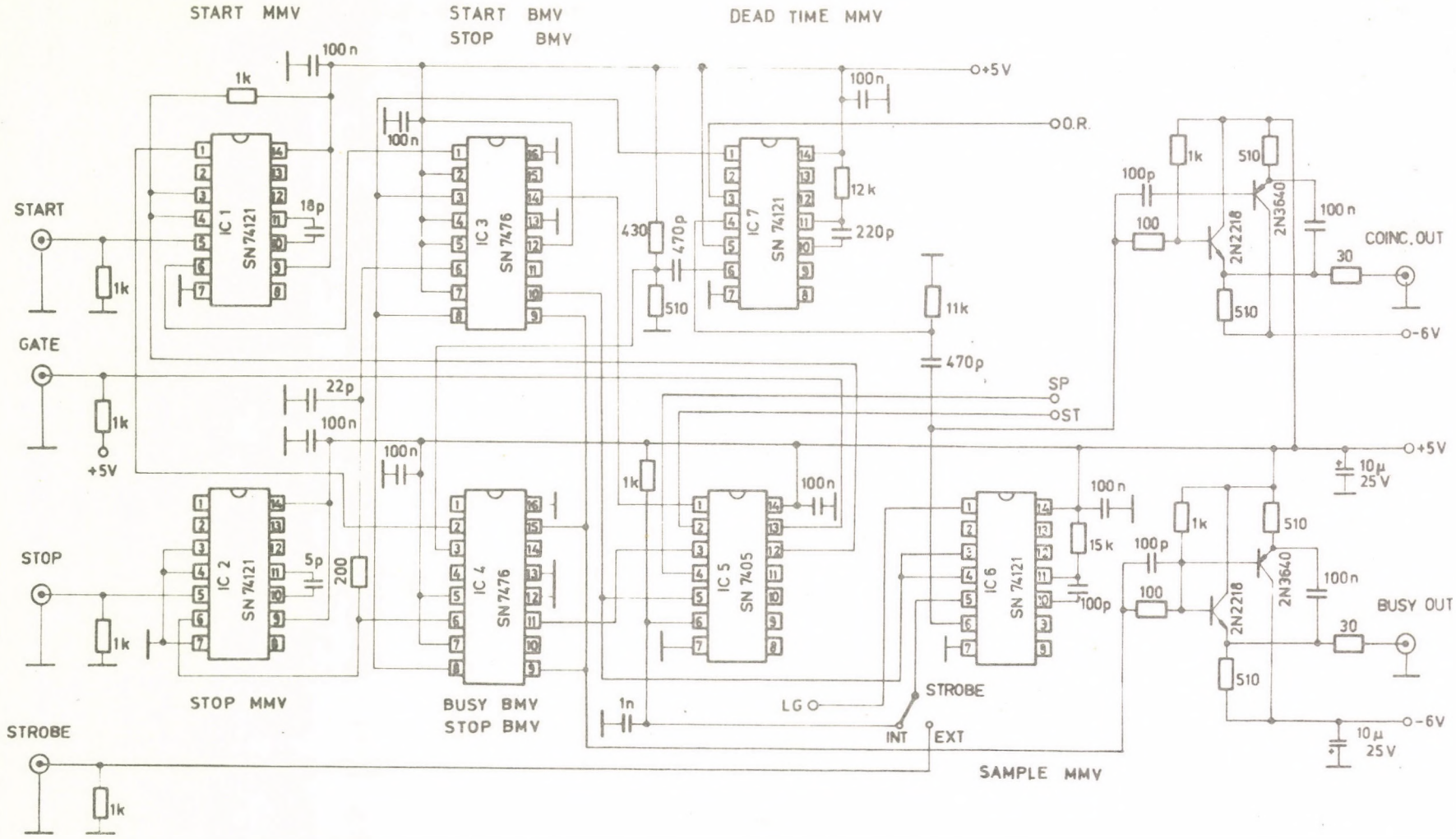
A megtervezett készülék elvi kapcsolási rajzai a 3. és 4.ábrán láthatók. Az áramköri tervezésnél igyekeztünk az integrált áramkörök által nyujtott lehetőséget maximálisan kihasználni. A logikai rész - eltekintve a kimenő fokozattól - teljesen integrált áramkörös. Az analóg részben az áramgenerátorban, az áramkapcsolókban, továbbá a kimeneti erősitőben a speciális feladat miatt diszkrét elemeket kellett felhasználnunk, de a mintavevő és komparátor megoldás itt is integrált áramkörös.

A start és a stop ágban alkalmazott tüimpulzus generátort egy-egy SN 74121 tipusu monostabil multivibrátor alkotja [2]. Minimális jelszélesség érdekében a belső, integrált 2 kohmos időzitő ellenállást használtuk, az időzitő kondenzátor értéke 5 pF, ill. 18 pF. Kapuzásra - egy inverter közbeiktatásával - a multivibrátor saját kapurendszerét használtuk fel.

Bistabil multivibrátornak az igen gazdag kapubemenettel rendelkező SN 7476 tipusu kettős, szinkron müködésü, sztatikusan beirható és törölhető J-K flip-flop-ot használtuk [3].

A kimenetén megjelenő jel amplitudója 4 $V_{max}$, ez a konverter müködéséhez kevés, ezért a jeleket egy SN 7405 tipusu, nyitott kollektoros inverter áramkörrel erősitettük fel, melynek kimenetét 1 kOhm-on keresztül a +12 V-ra kötöttük.

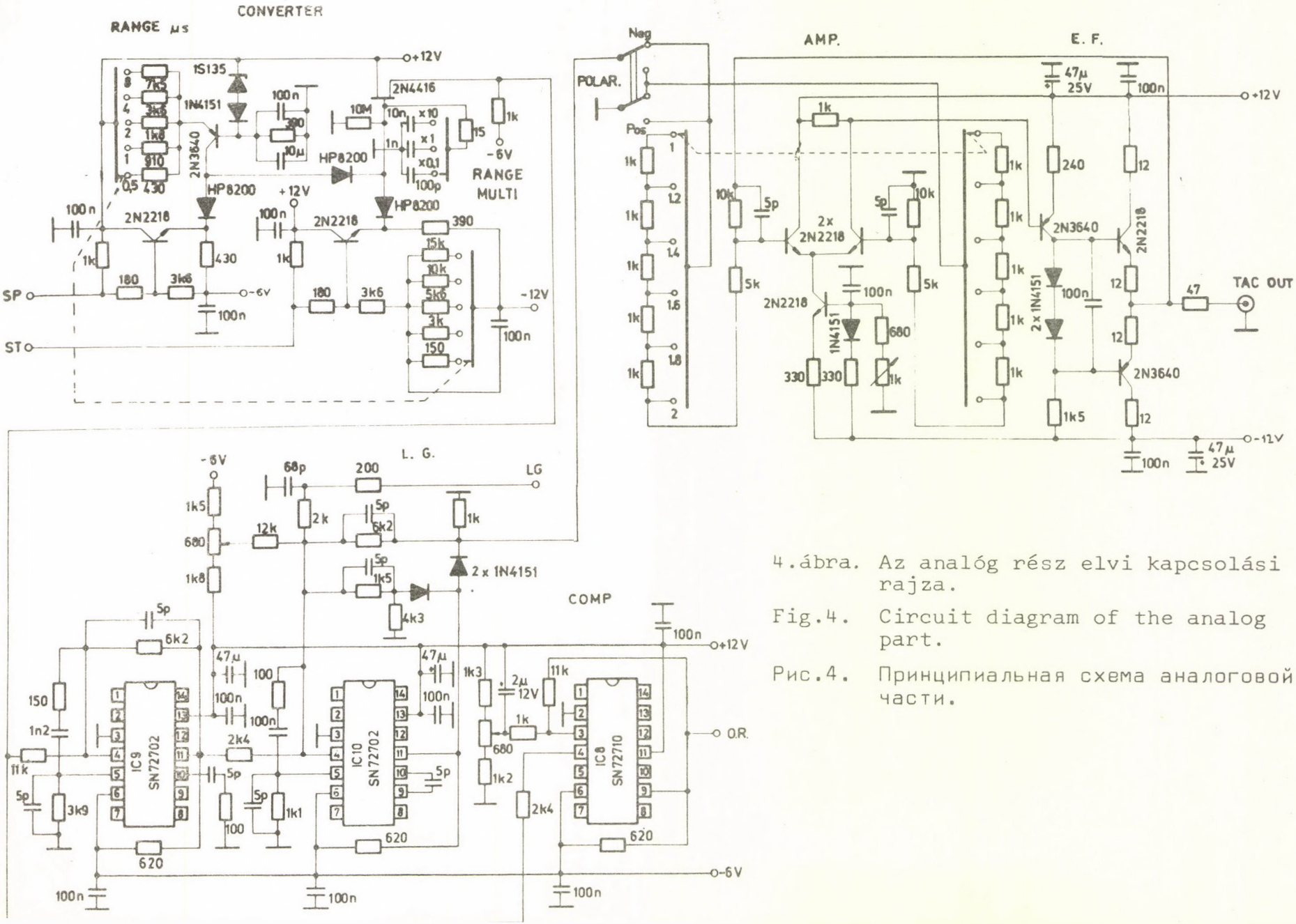
A mintavételt és a holtidőt beállitó áramkörök ugyancsak SN 74121 tipusuak, az impulzusszélességet itt külső RC elem szabályozza. A multivibrátorok kapuzására az integrált áramkörök saját kapubemeneteit használtuk. A logikai rész kimenő-fokozatai egy npn és pnp tranzisztorokból álló, kettős emitterkövetőn jutnak a kimenetre, mindkét élre ∿50 ohm kimenőimpedanciával.




3.ábra. A logikai rész elvi kapcsolási rajza.

Fig.3. Circuit diagram of the logic part.

Рис.3. Принципиальная схема логической части.




4.ábra. Az analóg rész elvi kapcsolási rajza.

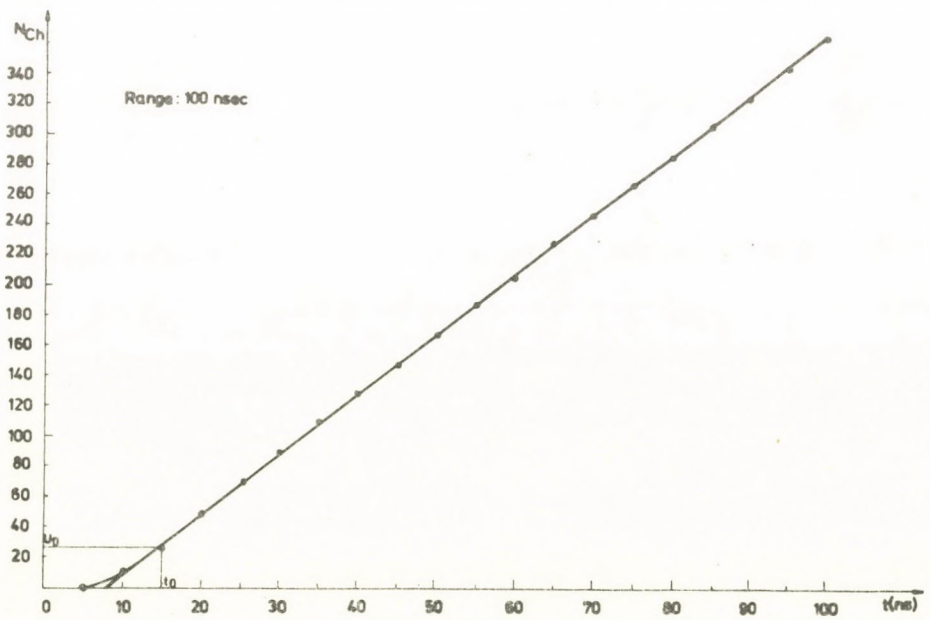
Fig.4. Circuit diagram of the analog part.

Рис.4. Принципиальная схема аналоговой части.

Az áramkapcsoló kivitelezésére több megoldást próbáltunk ki. Végül az automatikusan nyujtó, diódás megoldás [4] bizonyult a legmegfelelőbbnek. Kapcsolódiódáknak HP8200 tipusu, un. "hot carrier", ps-os kapcsolódiódát [5] alkalmaztunk. A kapcsolódiódákat a logikai áramkörök gyors emitterkövetőn keresztül müködtetik. Az áramgenerátor tranzisztoros megoldásu, hőmérsékletre a báziskörben elhelyezkedő, hőmérsékletre stabilizált Zener dióda és egy nyitott dióda stabilizálja. Az integráló időállandó - a mérési tartomány - az integráló kondenzátor és a töltőáram változtatásával szabályozható. A töltőáram értékét az emitterellenállás változtatásával állithatjuk be, 10; 5; 2,5; 1,25; 0,625 mA értékre. Az integráló kondenzátor nagystabilitásu csillámkondenzátor, értéke 100 pF, 1 nF vagy 10 nF. A fenti értékek kombinációjával a mérési tartomány (0,5 - 1 - 2 - 4 - 8) x (0,1 - 1 - 10) µsec között változtatható. Az integráló kondenzátorra egy nagy bemenő ellenállásu FET-es emitterkövető csatlakozik, innen jut a jel a lineáris kapura, illetve a single start jelet érzékelő komparátorra. A lineáris kapu megoldása a [6] közleményben közölthöz hasonló. Müveleti erősitőnek SN 72702 tipusu gyors integrált áramkört használtunk. A komparátor SN 72710 tipusu nagysebességü differenciál komparátor IC, amelynek kimenetét logikai áramkör meghajtására a negativ tápfeszültség felé előfeszitettük [7].

A kimenőfokozat egy tranzisztoros müveleti erősitő, komplementer emitterkövető végfokkal. Az erősitési tényező 1-2 V/V között 0,2 V/V lépésekben, 6 fokozatban állitható.

Az 5.ábrán az egység integrális linearitását láthatjuk, 100 ns mérési tartományban. Az ábrából láthatóan az áramgenerátor nagy



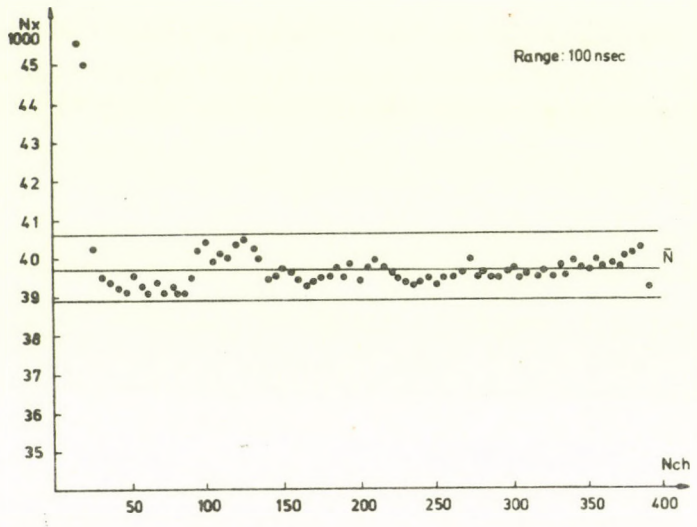

5.ábra. A konverter integrális linearitása.

Fig.5. Integral linearity of the converter.

Рис.5. Интегральная линейность преобразователя.

kimeneti ellenállása, az integráló kondenzátor kis átvezetése és a csatlakozó FET bemenetü fokozat nagy bemenő impedanciája miatt alacsonyfrekvenciás integrálási hiba nincs. A mérési tartomány első 10 %-ában nagyfrekvenciás integrálási hiba tapasztalható, a vezérlő jelek véges jelfelfutása miatt.

A 6.ábrán a konverter differenciális nonlinearitása látható, ugyancsak 100 ns tartományban. A mérési tartomány 10 %-ától a nonlinearitás a megadott ±2 %-os értéken belül van.




6.ábra. A konverter differenciális nonlinearitása.

Fig.6. Differential nonlinearity of the converter.

Рис.6. Дифференциальная нелинейность преобразователя.

A nagyfrekvenciás integrálási hiba hatása a mérési tartomány első 10 %-ában jól látható.

A differenciális nonlinearitás biztositása igen nagy körültekintést kivánt a készülék mechanikus, illetve nyomtatott áramkörének tervezésekor. Minimalizálni kell a konverzió előtti logikai áramkörök, kapuk számát, a tápfeszültségek és földelések elkülönitésével a start és stop ág káros átszórását. Rendkivül fontos volt az integráló kondenzátorok indukciószegény földelése.

A hőmérsékleti stabilitást a start és stop ág teljesen szimmetrikus felépitése, az alkalmazott hőmérsékletre stabilizált integrált áramkör (SN 74121) és az áramgenerátor stabilizálása biztositja.

A megépitett berendezés müszaki adatai a következők:

Mérési tartomány:

0,05 - 80 µs

(0,5 - 1 - 2 - 4 - 8) µs x (0,1 - 1 - 10)

Elektronikus feloldás:

10 ps, illetve $2.10^{-4}$

Linearitás:

integrális: ±0,25 %

differenciális: ±2 %

a mérési tartomány 10 %-ától, illetve 15 ns-tól 100 %-ig

Hőmérsékleti stabilitás:

10 ps/°C, illetve $2.10^{-4}$/°C

Holtidő:

| | |
|---|---|
| single start esetén: | mérési tartomány +1,5 µs |
| single stop esetén: | 50 ns |
| koincidencia esetén: | a mért időtartam +2,5 µs |

TAC kimenet:

| | |
|---|---|
| polaritás: | pozitiv vagy negativ, átkapcsolható |
| amplitudó: | 0-5 V |
| utóerősités: | x1 - x1,2 - x1,4 - x1,6 - x1,8- x2 |
| impulzusszélesség: | 1 µs |
| fel és lefutási idő: | 100 ns |
| kimenő impedancia: | 50 ohm |

A logikai bemenetek és kimenetek adatai megegyeznek az ATOMKI-ben kifejlesztett logikai egységek adataival.

Logikai bemenetek:

| | |
|---|---|
| bemenő impedancia: | 1 kohm |
| impulzus amplitudó: | +3 V (TTL szint) |
| impulzusszélesség: | >30 ns |
| fel- és lefutási idő: | 10 ns |

Logikai kimenetek:

| | |
|---|---|
| kimenő impedancia: | 50 ohm |
| impulzusamplitudó: | +3 V (TTL szint) |
| impulzusszélesség: | 1 µs |
| fel- és lefutási idő: | 10 ns |

A fent leirt berendezés az ATOMKI-ben koincidencia mérésekre kifejlesztett müszercsalád központi egysége. Meghajtható az NP-802 tipusu Gyors diszkriminátorról, az NE-811 tipusu Állandó arányu időzitőről, az NP-800 Időzitő egycsatornás analizátorról, vagy az NE-810 tipusu Időzitő egységről [6], [8] az NE-801, NE-806, vagy NE-802 Késleltető egységek [9] közbeiktatásával, vagy azok nélkül. Az analog kimenő impulzus és az NP-800, vagy az NP-801 [10] Egycsatornás analizátorral, vagy sokcsatornás analizátorral analizálható.

Az NE-820 tipusu Idő-amplitudó konverterből az elmult években több mint 10 db készült. A készüléket eredményesen használták fel különböző magfizikai mérésekben, ugy intézetünkben, mint azon kivül. Ilyen mérések találhatók a [11], [12], [13] közleményekben.

## Irodalom


[ 1] Bibok Gy., ATOMKI Közl., 17 (1975) 37.

[ 2] High performance TTL Monostable Texas Instruments New-Product Bul.

[ 3] TTL Integrated Circuits Catalog.Texas Instruments CC-201.

[ 4] D.L.Wieber. Nucl. Instr. Meth., 24 (1963) 269.

[ 5] Hewlett Packard Electronics, 1967. 164.

[ 6] Gál J., Bibok Gy., Máthé Gy., Lakatos T., ATOMKI Közl., 18 (1976) 73.

[ 7] The application of linear microcircuit.SGS Fairchild London. 1967.

[ 8] Bibok Gy., Doktori disszertáció. Debrecen. 1975.

[ 9] Bibok Gy., ATOMKI Közl., 13 (1971) 21.

[10] Bibok Gy., ATOMKI Közl., 15 (1973) 41.

[11] Gál J., Nucl. Instr. Meth., 133 (1976) 341.

[12] Sztaricskai T., ATOMKI Közl., 17 (1975) 31.

[13] Dang Huy Uyen, Kandidátusi disszertáció. Debrecen. 1975.



MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 501-506

# INTEGRÁLT ÁRAMKÖRÖKKEL FELÉPÍTETT KÜLÖNBSÉGI KOINCIDENCIA-KÖR

GÁL JÁNOS

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51. Hungary

A különbségi koincidencia kör müködési alapelvét alkalmazva az elterjedten használt TTL integrált áramkörök segitségével is viszonylag gyors (néhány ns feloldásu) koincidencia kört épithetünk. A cikk egy ilyen elven müködő integrált áramkörökkel felépitett berendezést ismertet, amelynek a feloldási ideje 2,5 ns és 640 ns között változtatható.

DIFFERENTIAL COINCIDENCE CIRCUIT DESIGNED WITH INTEGRATED CIRCUIT.
By using the operating principle of the differential coincidence circuit, a relatively fast (resolving time is some ns)coincidence circuit can be built by applying commercial TTL integrated circuits. This paper presents an instrument designed with integrated circuits and based on the mentioned operating principle. The resolving time can be varied from 2,5 ns to 640 ns.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ СХЕМА СОВПАДЕНИЙ, ПОСТРОЕННАЯ НА ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМАХ.
С использованием принципа дифференциальных схем совпадений и с помощью интегральных схем типа ТТЛ можно построить сравнительно быстродействующую (несколько нсек) схем совпадений. В статье описан прибор, работающий на этом принципе, и имеющий регулируемое в интервале 2,5-640 нсек разрешающее время.

## Bevezetés

A legegyszerübb koincidencia kör egy közönséges "ÉS" kapu. Ennél a megoldásnál a feloldási időt a kapu bemeneteire érkező jelek szélességével lehet beállitani. Ezzel a módszerrel a jelenleg elterjedten használt TTL áramkörökkel 50 ns-nál nagyobb feloldási idejü koincidencia köröket lehet biztonsággal épiteni. Azonban az olcsó TTL áramkörök felhasználásával is megvalósithatunk akár néhány ns-os feloldási időt is, ha a Bay-féle különbségi koincidencia kör [1] müködési alapelvét alkalmazzuk.

## A különbségi koincidencia kör müködési alapelve

A koincidencia kör müködési alapelve a következő: Tegyük fel, hogy a két jel, amelyeknek az időbeli kapcsolatát vizsgálni akarjuk, azonos amplitudóju (és szélességü) egymáshoz képest késésben levő négyszögimpulzus. Képezzük ennek a két jelnek a különbségét és tegyük fel, hogy a különbségképzés után kapott jelet (vagy akár az eredeti ideálisnak feltételezett négyszögimpulzusokat) egy $\tau$ időállandóju egyszeres RC integráló fokozaton is keresztülvezettük. Az egyszerüség kedvéért tekintsük a négyszögimpulzusokat egységnyi amplitudójuaknak és legyen a szélességük T, a közöttük levő késési idő pedig $t_d$, akkor az (integrált) különbségi jel időfüggvénye a következő lesz:

$$f(t)=\begin{cases} 1-e^{-\frac{t}{\tau}}-\left(1-e^{-\frac{t-T}{\tau}}\right)H_{\frac{T}{\tau}}\left(\frac{t}{\tau}\right), & \text{ha } t<t_d \text{ és } T\leq t<t+t_d \\ \left(e^{\frac{t_d}{\tau}}-1\right)\left(e^{-\frac{t}{\tau}}-e^{-\frac{t-T}{\tau}}H_{\frac{T}{\tau}}\left(\frac{t}{\tau}\right)\right) & \text{ha } t_d\leq t<T \text{ és } t\geq T+t_d \end{cases}, \tag{1}$$

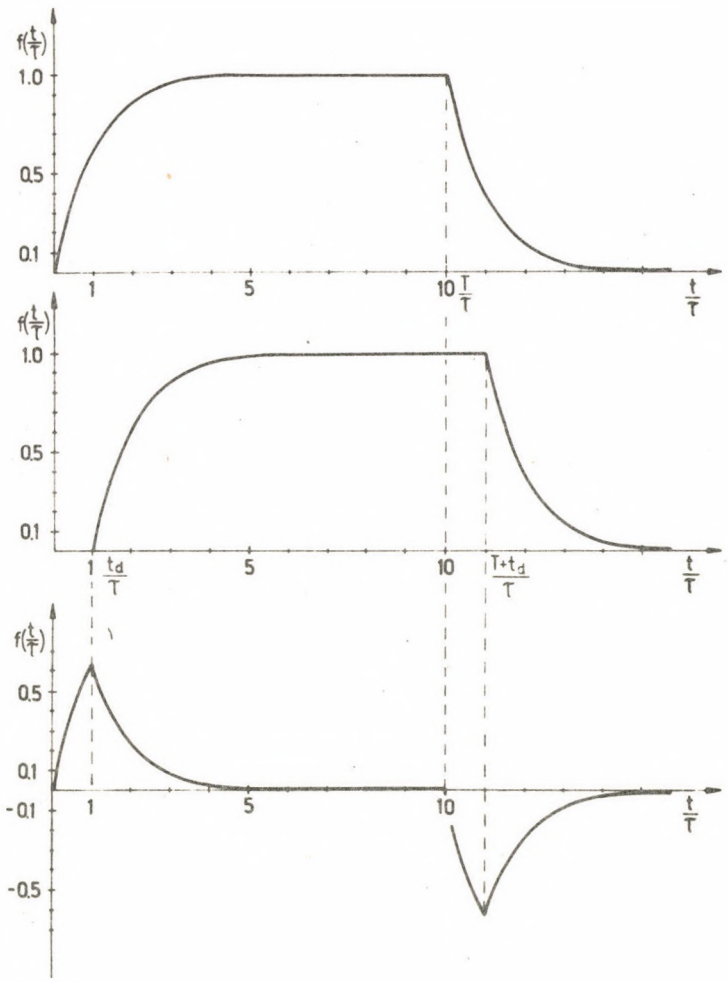
ahol $H_{\frac{T}{\tau}}\left(\frac{t}{\tau}\right)$ azt az egységugrást jelenti, amely 0 ha $t<T$ és 1 ha $t\geq T$.

Az /1/ függvény képét $\frac{t_d}{\tau}=1$ és $\frac{T}{\tau}=10$ esetén az 1.ábrán láthatjuk.

Az ábrán megadtuk az eredeti integrált négyszögjeleket is. Mind a pozitiv, mind a negativ polaritásu rész amplitudójának az abszolut értéke azonos, a maximum a $t=t_d$ helyen, a minimum pedig a $t=t_d+T$ helyen van. Az amplitudó abszolut értéke $/f_m/$ $\frac{t_d}{\tau}$ exponenciális függvénye:

$$f_m = 1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}} . \tag{2}$$

Két jel koincidenciáját ennek alapján pl. ugy definiálhatjuk, hogy koincidencia van akkor, ha a különbségi jel abszolut értéke nem haladott meg egy előirt szintet. Hogy megbecsülhessük a gyakorlatban biztonsággal (és könnyen) megvalósitható legkisebb feloldási időt, vegyünk egy gyakorlati példát. Tegyük fel, hogy $\tau=50$ ns. (Ez kb. 100 ns felfutási időnek felel meg, amit könnyen meg lehet valósitani.) Legyen a koincidencia kör bemenetére érkező jelek amplitudója 4 V, a differenciálerősitő - amellyel a jelek különbségét képezzük - pedig egységnyi




1.ábra. Egymáshoz képest késésben levő négyszög-jelek és különbségek.

Fig.1. Square-wave pulses with one delayed with respect to the other, and their difference.

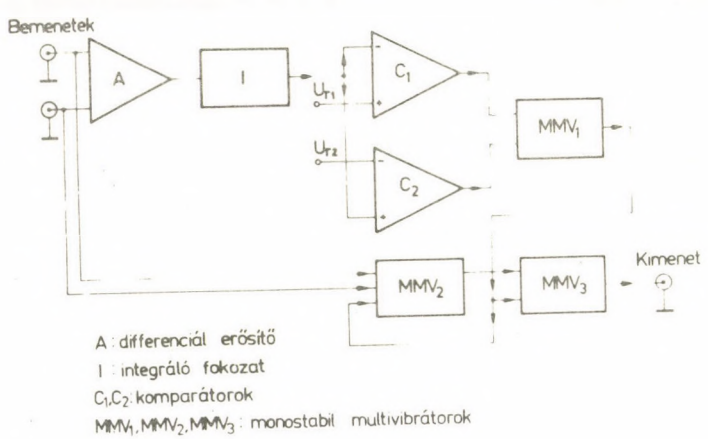
Рис.1. Опаздывающие друг от друга прямоугольные импульсы и их разница.

erősitésü. Ebben az esetben egy 100 mV-os különbségi jelhez (amelynek az amplitudó diszkriminációja nem okoz nehézséget) (2) alapján $t_d$=1,3 ns tartozik. Igy láthatjuk, hogy néhány ns körüli feloldási időt az itt leirt elv felhasználásával könnyen megvalósithatunk.

A koincidencia körben nincs szükség arra, hogy a négyszögimpulzusok pozitiv és negativ éleinél kapott különbségi jelek mindegyikének az abszolut értékét megvizsgáljuk, elegendő pl. csak a pozitiv éleknél. Megjegyezzük, hogy mind a pozitiv, mind pedig a negativ élnél kapható különbségi jelek polaritása egyaránt lehet pozitiv és negativ is, ezt a négyszögjelek sorrendje határozza meg.

## A megvalósitott koincidencia kör ismertetése

Az általunk megvalósitott koincidencia kör blokkvázlatát a 2.ábrán láthatjuk. Az azonos amplitudóju négyszögjelek az A differenciál erősitő bemeneteire kerülnek és a sorrendben előbb beérkező elinditja az $MMV_2$ monostabil multivibrátort is. A differenciál erősitő kimenetéhez egy változtatható időállandóju integráló fokozat (I) csatlakozik. Az integrált különbségi jelek abszolut értékének a vizsgálatát a $C_1$ (pozitiv polaritásu különbségi jelnél) és a $C_2$ (negativ polaritásu különbségi jelnél) komparátorok végzik el. Ha az abszolut érték a komparátorok előfeszitési szintjét (amelyet az $U_{r1}$ és $U_{r2}$ refererencia feszültségek határoznak meg) nem éri el, sem a $C_1$ és $C_2$ komparátorok, sem pedig az $MMV_1$ monostabil multivibrátor nem adnak kimenőjelet. Ilyenkor az $MMV_2$ kimenőjelének a vége inditja $MMV_3$-at, amely a koincidencia kör kimenőjelét szolgáltatja. Ha az integrált különségi jel abszolut értéke az előfeszitési szintet tulhaladja, a $C_1$, $C_2$ komparátorok valamelyike bebillen és inditja $MMV_1$-et. $MMV_1$ kimenőjele egyrészt törli $MMV_2$-t, másrészt tiltja $MMV_3$-at, azért, hogy ezt az $MMV_2$-nek a törléskor történő visszabillenése nem indithassa. Igy ilyen esetben a koincidencia kör kimenetén nem kapunk kimenőjelet. A müködés szempontjából lényeges, hogy $MMV_1$ nemcsak törli $MMV_2$-t, hanem jelének időtartama alatt tiltja is annak inditását.




2.ábra. A koincidencia kör blokkvázlata.

Fig.2. Block-diagram of the coincidence circuit.

Рис.2. Блок-схема прибора.

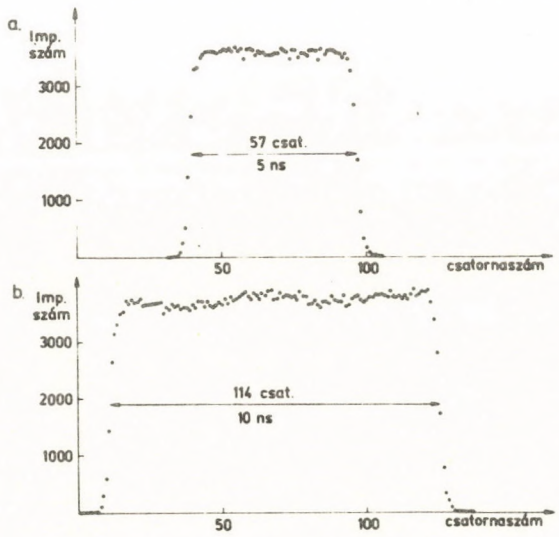
A hamis kimenőjelek elkerülése miatt $MMV_2$ jelszélességének nagyobbnak kell lenni, mint a koincidencia kör feloldási ideje. $MMV_1$ jelének a szélességére is van megkötés: szélesebbnek kell lennie, mint $MMV_2$ kimenőjelének a kétszeres időtartama, vagy mint a koincidencia kör bemenőjeleinek a szélessége (a nagyobbat

kell figyelembe venni).

A koincidencia kör feloldási idejét vagy a komparátorok előfeszitésének, vagy pedig az integrálás időállandójának a változtatásával állithatjuk be különböző értékekre.

A megépitett koincidencia környél a feloldási időt 2,5 ns-tól 2 hatványai szerint 640 ns-ig lehet állitani. A feloldási idő változtatására az előbb emlitett kétféle lehetőséget kombinálva alkalmaztuk.

A koincidencia kör müködésének az illusztrálására a 3.ábrán koincidencia görbéket láthatunk, 2,5 ns-os és 5 ns-os feloldási idők esetén. A szóban forgó koincidencia görbék felvételére a 4.ábrán látható elrendezést használtuk. A koincidencia kör egyik

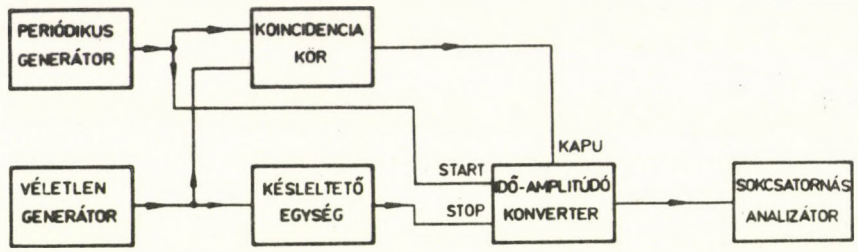



3.ábra. Koincidencia görbék
a./ feloldási idő 2,5 ns
b./ feloldási idő 5 ns

Fig.3. Coincidence curves
a./ resolving ime 2,5 ns
b./ resolving time 5 ns

Рис.3. Кривые совпадений
а./ временное разрешение 2,5 нсек
б./ временное разрешение 5 нсек

bemenetére egy periódikus generátorból, a másik bemenetére pedig egy véletlen generátorból érkeznek jelek. Ugyanezeket a jeleket elvezettük egy idő-amplitudó konverter start és stop bemenetére is. A stop ágba egy késleltetőt is beiktattunk. A koincidencia kör kimenőjelével az idő-amplitudó konvertert kapuzzuk, amelynek kimenőjelét egy sokcsatornás analizátorral analizáljuk. Könnyen beláthatjuk, hogy ha nem kapuzzuk az idő-amplitudó konvertert, akkor a kimenetén, abban az esetben ha a generátorok frekvenciája lényegesen kisebb, mint az idő-




4.ábra. Mérési elrendezés a koincidencia görbék felvételéhez.

Fig.4. Experimental arrangement for measuring coincidence curves.

Рис.4. Схема измерения для снятия кривых совпадений.

amplitudó konverter konverziós tartományának a reciproka, egy "fehér" idő-spektrumot kapunk. Ha viszont a koincidencia körrel kapuzzuk, akkor csak abban az esetben kapunk kimenőjeleket, ha a periódikus és a véletlen generátorok beérkezésének az időpillanatai közötti időeltérés abszolut értéke kisebb, mint a koincidencia kör feloldási ideje. A stop ágban levő késleltetőre azért van szükség, hogy a teljes kétoldalas koincidencia görbét felvehessük. Késleltetés nélkül ugyanis csak azon impulzuspárokhoz tartozna kimenőjel az idő-amplitudó konverter kimenetén, amikor a periódikus generátor jele jött előbb. A koincidencia kör szempontjából viszont közömbös, hogy a feloldási időn belül melyik jel érkezik hamarabb.

Az itt ismertetett koincidencia egység, nem mint önálló berendezés, hanem mint az ATOMKI-ban kifejlesztett impulzusalak diszkriminátor részegysége került alkalmazásra.

## Irodalom

[1] Z.Bay IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-3, No4 (1956) 12.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 507-518

# KAPCSOLÓÜZEMŰ ÁRAMSTABILIZÁTOR SZÉLES TARTOMÁNYBAN VÁLTOZTATHATÓ KIMENŐTELJESITMÉNNYEL

SULIK BÉLA

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51. Hungary

A cikk a hagyományos és a kapcsolóüzemü tápegységek rövid összehasonlitása és néhány méretezési szempont elemzése után egy kapcsolóüzemü tápegységet ismertet. A 70 W teljesitményü tranzisztoros egység tömegspektrométer ionforrása számára szolgáltat stabil fütőáramot.

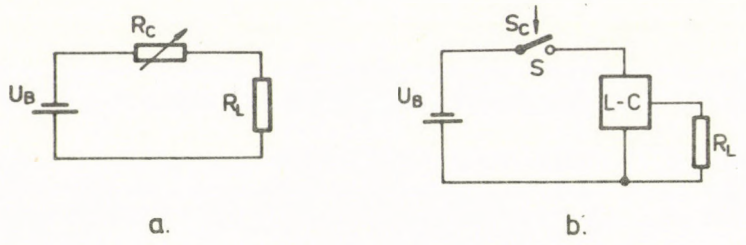
SWITCHING-TYPE CURRENT STABILIZER WITH WIDE DINAMIC RANGE.
After the comparison of passing and switching type power supplies and the exaimination of some formulas for the design of the switching ones, the description of a power supply is given. The unit ($P_{out}$ = 70 W; switching element: transistor) gives stabilized heating current for the ion source of a mass spectrometer.

ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ С ШИРОКИМ ДИАПАЗОНОМ МОЩНОСТИ, РАБОТАЮЩИЙ В ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ.
В статье описан источник питания, работающий в переключательном режиме. Описаны также проектирование прибора и его отличие от традиционных типов. Транзисторизованный прибор (с мощностью 70 ват) даёт постоянной ток для ионного источника массового спектрометра.

## 1. Bevezetés

A félvezetős elektronika fejlődésével párhuzamosan előtérbe kerültek a tápegységek méret, suly, hatásfok és gazdaságossági szempontjai és egyre nagyobb tért hóditanak az áteresztő tipusu stabilizátorokkal szemben a kapcsolóüzemü megoldások.

A két tipus közötti alapvető különbséget legkönnyebben ugy világithatjuk meg, ha a stabilizált tápegység beavatkozó szervét vezérelt feszültségosztónak (esetenként áramosztónak) tekintjük. (1.ábra.)




1.ábra. A beavatkozás módja, ha a vezérelt osztó
a./ áteresztő tipusu
b./ kapcsolóüzemü.

Jelölések:

$U_B$ - szabályozatlan tápfeszültség
$R_L$ - terhelő ellenállás
L-C - energia-tároló hálózat
$R_c$ - vezérelt értékü ellenállás
$S_c$ - vezérelt kitöltési tényező
S - kapcsolóelem.

Fig.1. The way of control at a
a./ passing type
b./ switching type

controlled voltage divider, where:

$U_B$ - uncontrolled battery
$R_L$ - load
L-C - energy-storage network
$R_c$ - controlled passing resistor
$S_c$ - controlled space factor
S - switch

Рис.1. Делитель напряжения, управленного
а./ транзистором пропускания
б./ переключателем.

Обозначения:

$U_B$ - напряжение питания без управления
$R_L$ - сопротивление нагрузки
L-C - сеть сохронения энергии
$R_c$ - управленное сопротивление
$S_c$ - управленный временной коэффициент
S - переключатель

Az ábrából megállapitható a kapcsolóüzem legnagyobb előnye és hátránya az áteresztő üzemmóddal szemben. Amig az utóbbinál a terhelésre jutó feszültséget (áramot) ugy szabályozzuk, hogy a felesleget az $R_c$ ellenálláson eldisszipáltatjuk - és ez sok esetben jóval nagyobb, mint a hasznos teljesitmény -, addig előbbinél disszipációt csak a kapcsolók és energiatároló elemek nem ideális volta okoz. A szabályzás a kitöltési tényező változtatásával történik. Ebből a tényből adódik azután a kapcsolóüzem legnagyobb hátránya is: véges méretü energiatároló-hálózat esetén a kimenő feszültség (áram) egyenkomponense mellett váltókomponens is fellép, a kimenet "brummos". Megjegyzendő, hogy a brumm egy aktiv kimeneti szürővel és az ezzel járó kettős szabályozási körrel megszüntethető, az azonban többletköltséget jelent.

A követelményeknek megfelelő optimális tápegységtipus kiválasztása meglehetősen bonyolult feladat. Alábbiakban egy összehasonlitó táblázatot találhatunk, amely megkönnyiti ezt, egyértelmüen optimális döntést azonban (pl. sorozatgyártás esetén) csak igen alapos elemzés után hozhatunk.

1. táblázat [1] ; [2] ; [3]

| | Áteresztő tipusu Te. | Kapcsoló üzemü TE. |
|---|---|---|
| Méret | Nagy | Kicsi |
| Suly | Nagy | Kicsi |
| Bonyolultság | Kicsi | Nagy |
| Széles üzemi tartományban a hatásfok minimuma | Nagyon kicsi | Nagy (50 % feletti) |
| Diszipáció maximuma | Nagy | Kicsi |
| Kimeneti váltókomponens | Kicsi | Nagy * |
| Zavarás a hálózat felé | Nincs | Van * |
| Ár | Közelitőleg azonos | |
| Hosszu távu gazdaságosság | Rossz | Jó |
| Telepről való üzemeltetésre | Nem alkalmas | Alkalmas |

* Többletköltséggel teljesen kompenzálható.

## 2. MS 1305 tömegspektrométer ionforrás fütőáram stabilizátor

### *2.1. Követelmények, specifikáció*

a./ Iout = 0,1 A-8 A
Uout < 8 V

Stabilitások: Hőre: $10^{-4}/C^{o}$
Hálózatra: $10^{-4}/\pm 10$ %
Terhelő ellenállásra: $10^{-4}/\pm 50$ %
} (Iout>1A; $R_L$>0,2 Ω)

b./ A müszer SR 58-00.00 tipusu rack-ben, ventillátor nélküli müszerfiókban nyer elhelyezést, egyéb müszerekkel együtt. Igy követelmény volt, hogy a megengedett disszipációs teljesitmény 50 W-nál lehetőleg ne legyen nagyobb. Bár viszonylag kis teljesitményü tápegységről van szó, a fentiek miatt kapcsolóüzemü megoldást kellett választani.

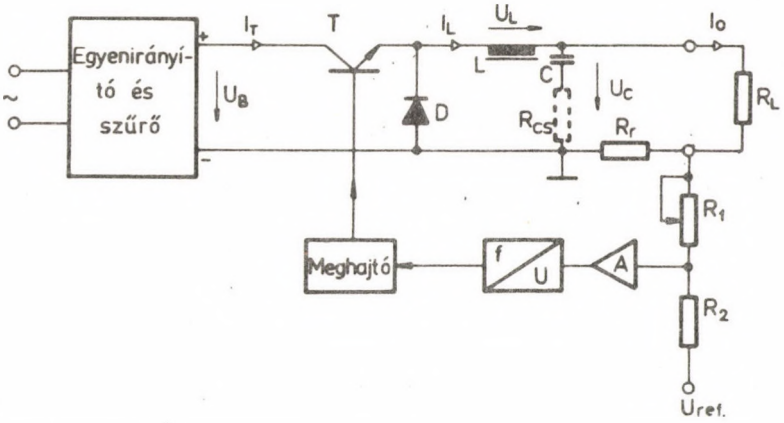
c./ A müszer termikus ionforrás számára szolgáltat stabil fütőáramot, a stabilitási követelmények igy az áram effektiv értékére vonatkoznak.

d./ A váltóáramu komponensre (brummra) előirást a specifikáció nem tartalmazott. Stabilizálni azonban csak az egyenáramu átlagértéket lehet, ugyanakkor az előirás az effektiv értékre vonatkozik. Igy kivánatos, hogy a stabilitási tartományban a változóáramu összetevő ne haladja meg az egyenáramu komponens 10 %-át.

e./ Az áramforrás legyen földfüggetlen és 4 kV-ra felemelhető.

### *2.2. Müködési elv. Alapvető összefüggések* [1]; [2]; [4]

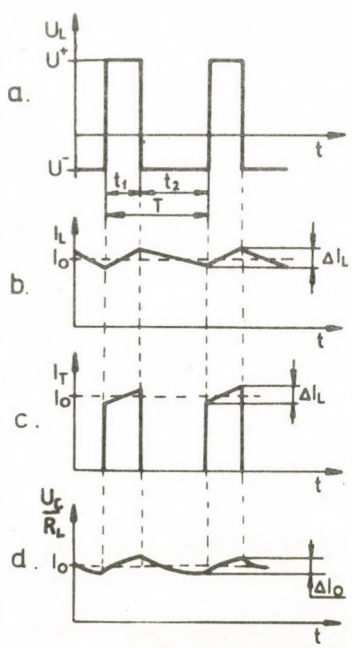
A kiválasztott megoldás müködési vázlata a 2.ábrán, a jellegzetes jelalakok a 3.ábrán láthatók.




2.ábra. A kapcsoló - tranzisztoros áramstabilizátor müködési vázlata.

Fig.2. The block diagram of the current stabilizer with switching transistor.

Рис.2. Блочная схема источника питания, построенного на транзисторах - переключателях.




3.ábra. A kapcsoló - tranzisztoros áramstabilizátor hullámalakjai.

Fig.3. Wave forms of the current stabilizer with switching transistor.

Рис.3. Формы импульсов источника питания, построенного на транзисторах - переключателях.

**Müködés:**

$R_r$, $R_1$, $R_2$ és $U_r$ értéke az $I_o = \frac{U_r}{R_r} \cdot \frac{R_1}{R_2}$ összefüggés szerint meghatározza a terhelésen átfolyó áramot. Az ettől való eltérést az A hibajel erősitő felerősiti. Ennek kimenő feszültsége egy feszültség/frekvencia konverterbe jut, amelynek kimenete - egy állandó szélességü impulzusokat előállitó - meghajtó áramkört vezérel. Ezen impulzusok nyitják a T tranzisztort, amely a nyitás ideje alatt a telepet az L tekercsre kapcsolja, igy L árama növekszik. Amikor a tranzisztor zár, az L tekercsen az áramot fenntartó feszültség keletkezik. Ez a D diódát kinyitja, ekkor a tekercs árama rajta, valamint a terhelésen át folyik. Az energia tárolás az L tekercsben történik, a C kondenzátor a kimenő áram (illetve feszültség) hullámosságát hivatott csökkenteni.

A szabályozási lánc biztositja, hogy a kapcsolgatás frekvenciája a kivánt kimenő áramnak megfelelő legyen.

A megfelelő jelalakok alapján (3.ábra) a müködés számszerüen is követhető:
A 3./a. ábrából látható, hogy ha L ideális, akkor a rajta eső egyenfeszültség zérus, különben végtelen egyenáramot kapnánk.

Igy: $$t_1 . |U_L^+| = t_2 . |U_L^-|$$

A 2.ábra szerint (ha $U_c$ hullámosságát elhanyagoljuk) :

$$U_L^+ = U_B - U_c ,$$

$$U_L^- = - U_c ,$$

igy $$(U_B - U_c)\, t_1 = U_c \cdot t_2 .$$

Figyelembe véve, hogy

$$\frac{1}{f} = T = t_1 + t_2 ,$$

kapjuk:

$$t_1 = \frac{U_c}{U_B} \cdot \frac{1}{f} , \qquad (2.1)$$

$$t_2 = (1 - \frac{U_c}{U_B}) \cdot \frac{1}{f} . \qquad (2.2)$$

Az induktivitáson folyó áram fentiek szerint szakaszonként lineáris.

$$U_L = L \cdot \frac{dI_L}{dt} \quad \text{-ből a } t_1 \text{ szakaszra irható:}$$

$$L = (U_B - U_c) \cdot \frac{t_1}{\Delta I_L} \ , \qquad (2.3)$$

ami már a méretezés szempontjából lényeges összefüggés.

A kondenzátor egyenfeszültsége:

$$U_c = I_o \cdot (R_L + R_r) \ .$$

Ezt (2.1) -be helyettesitve, a frekvenciára kapjuk:

$$f \approx \frac{I_o(R_L+R_r)}{U_B \cdot t_1} \ .$$

A valóságban, ha veszteségeink vannak:

$$f > \frac{I_o(R_L+R_r)}{U_B \cdot t_1} \ , \qquad (2.4.a)$$

illetve

$$f = \frac{1}{\eta(I_o, R_L)} \cdot \frac{I_o(R_L+R_r)}{U_B \cdot t_1} \ , \qquad (2.4.b)$$

ahol $\eta(I_o, R_L)$ a mindenkori hatásfok.

(2.1) és (2.4) -ből kitünik, hogy a müködési frekvencia nem a kimenőteljesitménnyel, hanem a kimenő feszültséggel arányos.

Hátra van még a kimeneti áram váltókomponensének meghatározása. Ha a kimeneten elektrolitkondenzátort alkalmazunk, viszonylag durva összefüggésekre vagyunk utalva. Az elektrolitkondenzátornak ugyanis elég jelentős frekvenciafüggő soros veszteségi ellenállása ($R_{CS}$) van, amely magasabb frekvenciák felé csökken.

Ha a legkisebb müködési frekvencián ($f_{min}$) igaz, hogy

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} < f_{min} \ ,$$

$$\text{és} \quad \frac{1}{2\pi f_{min} C} < R_{CS}(f_{min}) \ ,$$

akkor igen jó becslést adhatunk a következő képlettel:

$$\Delta I_o \leq \Delta I_L \cdot \frac{R_{CS}(f_{min})}{R_L+R_r+R_{CS}(f_{min})} \ .$$

(2.3) -at behelyettesitve:

$$\Delta I_o \leq [U_B - I_o(R_L+R_r)] \cdot \frac{t_1}{L} \cdot \frac{R_{CS}(f_{min})}{R_L+R_r+R_{CS}(f_{min})} \ . \quad (2.5)$$

*2.3. A megvalósitott müszer*

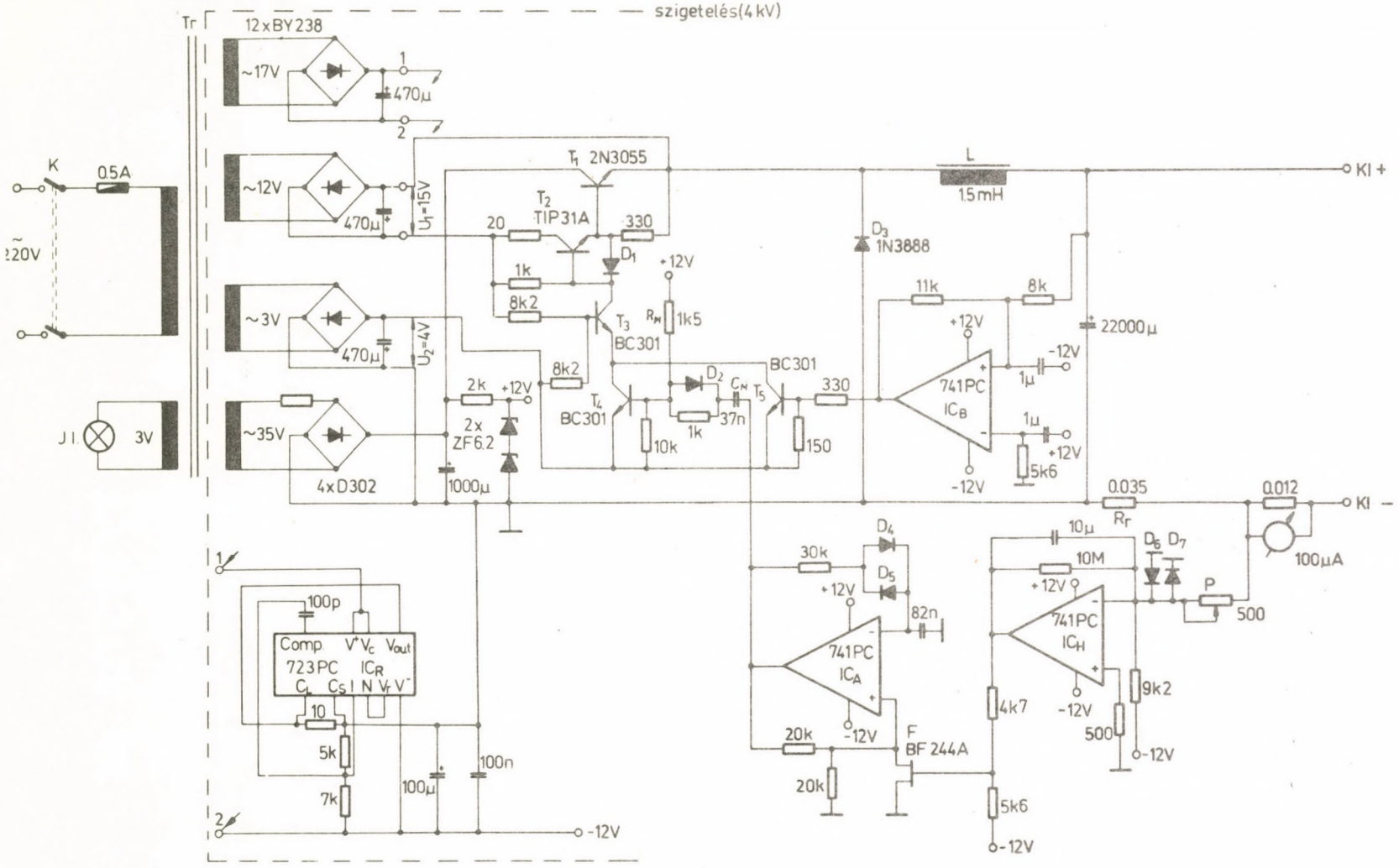
A 2. ábrából kitünik, hogy a szabályozás kizárólag f változtatásával történik, $t_1$ értéke szigoruan állandó. Ez viszonylag ritkán alkalmazott megoldás. (Általában f=áll., vagy $\Delta U_c$=áll.)

Alkalmazását a következők indokolják:

- A brumm $f_{min}$ felett a frekvenciától csak gyengén függ, tulajdonképpen csak $t_1$ függvénye. f változása tehát a brummot gyakorlatilag nem változtatja.
- Áramstabilizátorról lévén szó, $R_L$ zérus is lehet. Igy, ha T - valamilyen zavar következtében - tul sokáig maradna nyitva, az L-en átfolyó áram ugy megnőne, hogy T határáramát tullépné. Ezért $t_1$-nek jól meghatározott értékünek kell lennie.

A C kondenzátor meglehetősen nagy értékü (22000 µF). Ezt az energiatárolási térfogat minimalizálása indokolja. A (2.5) összefüggés szerint ekkor ugyanazon brumm értékhez kisebb L is elegendő. Mivel az L-en átfolyó áram nagy (max. 8A), ez jelentős térfogatcsökkenéshez vezet, (A nemtelitődő nagyáramu fojtók meglehetősen nagyok.) még akkor is, ha a kondenzátor viszonylag nagy méreteit figyelembe vesszük.

A megépitett müszer kapcsolási rajza a 4.ábrán látható.




4.ábra. A kapcsolótranzisztoros áramstabilizátor kapcsolási rajza.

Fig.4. Circuit diagram of the current stabilizer with switching transistor.

Рис.4. Принципиальная схема источника питания, построенного на транзисторах - переключателях.

A kapcsolási rajz szerint az alapvető egységek a következők:

- $T_1$ és $T_2$ a kapcsoló Darlington-pár. $U_1$ tápfeszültség a nyitóáramot, $U_2$ tápfeszültség és $D_1$ dióda $T_1$ bázisrétegének gyors kiüritését és ezzel a veszteségmentesebb kikapcsolást biztositja.
- $T_3$ és $T_4$ a földelt emitteres meghajtó fokozat, a nagy feszültséglengések miatt sorbakapcsolva.
- $D_2$ , $C_M$ és $R_M$ a $t_1$ szélességü impulzusokat formálja.
- Az $IC_A$ -val felépitett astabil multivibrátor a feszültség-frekvencia konverter. A konverzió az F térvezérlésü tranzisztor átmeneti ellenállásának változtatásával történik, amelyet a kapuelektródára adott feszültséggel vezérlünk.
- $IC_H$ a hibajel erősitő. A bementére jutó esetleges nagyfeszültségü tranziensek ellen a $D_6$ , $D_7$ diódák védik. Visszacsatoló hálózata adja a teljes szabályozási kör domináns pólusát.
- A kimenő áram a P helikális potenciométerrel szabályozható, melynek kezelőszerve tengelyétől 4 kV-ra szigetelt.
- A biztositék áramkör az $IC_B$ -vel felépitett bistabil multivibrátorból és $T_5$ tranzisztorból áll. Ha a kimenőfeszültség a 8 V-ot meghaladja, $IC_B$ átbillen, $T_5$ lezárja a kapcsolótranzisztort, és a készülék csak ujabb bekapcsolás után üzemképes. A megoldást az indokolja, hogy ha a kimenő feszültség egyszer felugrott, az vagy fütőszál, vagy hozzávezetés-szakadás eredménye, a hiba elháritásáig tehát a készüléket nem érdemes bekapcsolni.
- Az integrált áramkörök pozitiv tápfeszültségét 2 db. ZF 6,2-es zenerdiódával állitják elő, a negativot pedig - amely egyben a referenciafeszültség is - egy 723 PC feszültségstabilizátorral ($IC_R$).

A müszer az előirt specifikációt teljesiti. Egyéb paraméterei:

$t_1$ = 60 µsec
$U_B$ = 50 V
L = 1,5 mH

A kapacitás soros veszteségi ellenállása 50 Hz-en:

$$R_{CS} \approx 0{,}07\ \Omega\ . \qquad [4]$$

Számitott értékek: $\Delta I_L = U_B \cdot \frac{t_1}{L} = 0{,}2\ A\ .$

A (2.5) szerinti $f_{min} = \frac{1}{2\pi R_{CS} \cdot C} \cong 100\ Hz\ .$

$\{I_o = 1\ A;\quad R_L = 0{,}2\ \Omega\}$-hoz (2.4) alapján

$f > 80$ Hz tartozik.

durva becslésként (2.5) -öt alkalmazva:

$$\Delta I_o \approx \Delta I_L \cdot \frac{R_{CS}}{R_L+R_r+R_{CS}} = \frac{\Delta I_L}{4} = 50\ mA\ .$$

Mért értékek ugyanitt:

$f = 150$ Hz, $\Delta I_o = 60$ mA $(< 0{,}1\ A)$

A hatásfok: $\eta > 60\ \%$ . $(I_o \geq 4A;\quad R_L \geq 1\Omega)$

Végül a mért maximális veszteségi teljesitmény

$$R_{v\ max} = 28\ W\ . \qquad (I_o = 8\ A,\ R_L = 1\Omega)$$

Ebből kb. 6 W a transzformátor,
2 W a hálózati egyenirányitó,
2 W a referencia-ellenállás,
6 W a kapcsolódióda,
2 W a tekercs,
7 W a kapcsolótranzisztor
és 3 W a meghajtó áramkörök által disszipált teljesitmény.

Ugyanilyen áteresztő tipusu tápegységnél:

$$P_{vmax} \approx 100\ W\ , \qquad (I_o = 8\ A,\ R_L = 0\Omega)$$

amiből 6 W a transzformátor,
7-8 W a hálózati egyenirányitó,
4-5 W a referenciaellenállás,
és 80 W az áteresztő tranzisztor/ok/ !! részesedése.

A különbség elég ahhoz, hogy utóbbit ventillátor nélküli műszerfiókban ne lehessen elhelyezni.

## 3. Köszönetnyilvánitás

Köszönettel tartozom Kertész Zsoltnak és Dr.Lakatos Tamásnak segitőkészségükért és a tápegységek tervezésével kapcsolatos tapasztalataik átadásáért, valamint Hegyesi Aladárnak a kivitelezésben nyujtott gondos munkájáért.

## 4. Irodalom

[1] Dr.Komarik J., Analóg integrált áramkörök kapcsolástechnikája. (Tankönyvkiadó, Bp., 1975.)
Szakmérnöki jegyzet.

[2] H.Paloida, A.Marmann, Electronic Engenieering, Vol.48. No. 577. (1976) 39.

[3] M. Di Francesco, Hewlett - Packard Journal, apr. 1975. p.14.

[4] MM. Elektrolitkondenzátor (Elektromodul Bp. 1973.)

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 519-531

# CSŐPOSTA-VEZÉRLŐ ELEKTRONIKUS LOGIKAI RENDSZER AZ ATOMKI NUKLEÁRIS ELEKTRONIKAI MŰSZERCSALÁD SZÁMLÁLÓ EGYSÉGEINEK FELHASZNÁLÁSÁVAL

SARKADI L., TÖRÖK I.

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51. Hungary

Az ATOMKI neutrongenerátorához kifejlesztett gyors pneumatikus csőposta vezérlő rendszerét az intézetben gyártott számláló egységekből összeállított időzítőláncra alapoztuk, ezt az időzítőláncot egy logikai egység illeszti a pneumatikus rendszerhez, a neutrongenerátorhoz és a mérést végző sokcsatornás analizátorhoz. A berendezés segítségével periódikus aktivációs analitikai méréseket végzünk.

ELECTRONIC CONTROL SYSTEM, BASED ON THE SCALER UNITS OF THE ATOMKI NUCLEAR ELECTRONIC INSTRUMENTS SERIES, FOR A PNEUMATIC RABBIT-SYSTEM.
The control system of the fast pneumatic rabbit-system developed for the neutron generator of the ATOMKI, is based on a timing chain built on scaler units constructed and manufactured in the institute. The timing chain is interfaced to the pneumatic system, to the neutron generator and to the multichannel analyzer, performing the measurements, by a logic unit. The equipment is used in periodic activation analysis measurements.

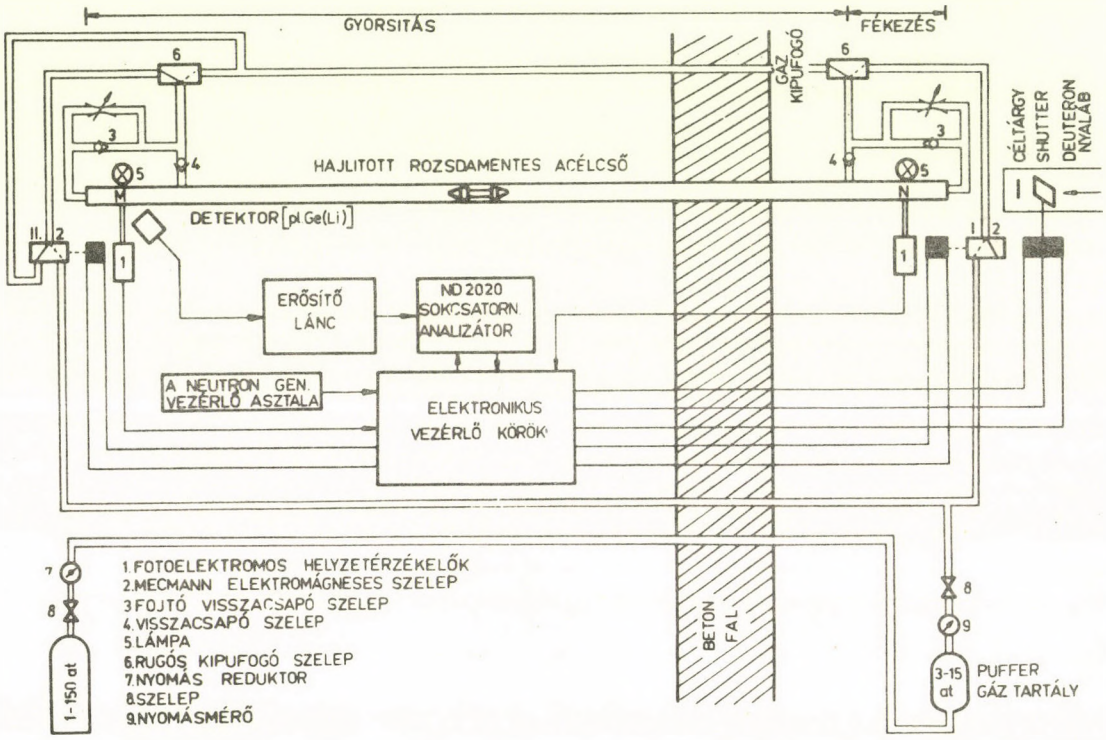
ЭЛЕКТРОННАЯ ЛОГИЧЕСКАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ПНЕВМОПОЧТОЙ, ПОСТРОЕННАЯ НА ПЕРЕСЧЕТНЫХ БЛОКАХ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ В АТОМКИ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ЯДЕРНОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ.
Система управления быстродействующей пневмопочтой, разработанной для нейтронного генератора в АТОМКИ, основана на таймере, построенном на пересчетных блоках, сделанных в институте. Таймер согласован логическим блоком к пневмопочте, нейтронному генератору и многоканальному анализатору, выполняющему измерения. Аппаратура используется в измерениях периодической активационной аналитики.

## Bevezetés

A neutrongenerátorhoz az intézet mechanikai műhelye elkészitett egy gyors csőposta rendszert. A pneumatikus rendszer részletes ismertetése nem feladatunk, itt csak annyit mondunk el elvi felépitéséről, ami a vezérlés feladatának megértéséhez szükséges. A csőposta gépészeti, pneumatikus konstrukciós problémáit a tervezők egy külön közleményben ismertetik. [1]

## A csőposta mechanikája és a vezérlés feladatai

A csőposta vázlatos rajzát az 1.ábrán láthatjuk.




1.ábra. A csőposta mechanikus vázlata az elektromos érzékelő és beavatkozó szervekkel.

Fig.1. The mechanical scheme of the pneumatic rabbit-system, including the electrical sensors and control devices.

Рис.1. Механическая схема пневмопочты с электрическими рецепторами и испольнительными элементами.

A targetanyagot szállitó, többnyire polietilénből készült kapszula, vagy magából a target anyagból kialakitott lövedék egy acélcsőben repül ide-oda a két véghelyzet között: N - a neutrongenerátor, M - a mérőhely. A repitést süritett levegő végzi, amely elektromágneses szelepeken kerül bele a csőrendszerbe. Az I-es

szelep a neutrongenerátortól, az aktiváló helyről a mérőhelyre, a detektorok elé repiti a kapszulát, a II-es szelep forditott irányban.

Az elektronikus rendszer feladata az, hogy pontosan programozott időben nyissa-zárja az I-es és II-es szelepet; az aktiválás idejére a neutrongenerátor shutterét nyissa ki; a mérést (analizátor start) pontosan programozott időben inditsa el; figyelje a lövedék helyzetét a cső két végén elhelyezett fotoelektromos érzékelőkkel és csak akkor inditsa az aktiválást, illetve az analizálást, ha a mérési cikluson belül a lövedék mindig a programnak megfelelő helyen volt, illetve van; a mérést ciklusosan ismételje, a ciklusok számát számlálja le; nyujtson lehetőséget a lövedék repülési idejének mérésére mindkét irányban; tegye lehetővé a csőposta és az analizátor kézi vezérlését.

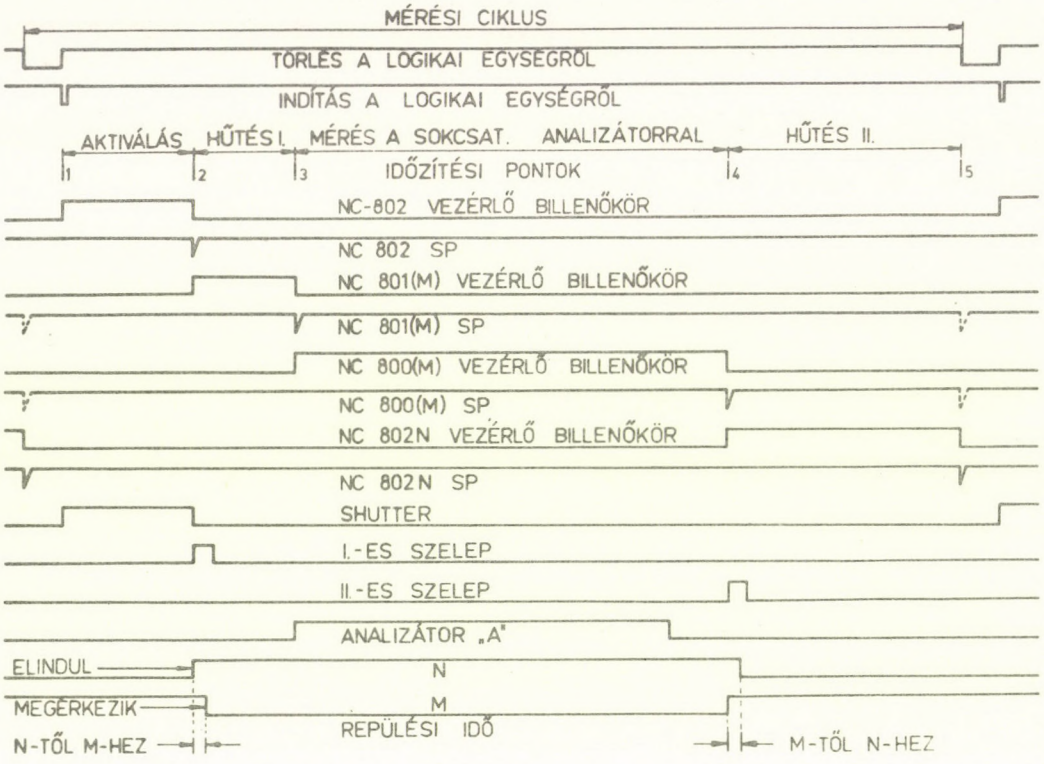
Tekintettel a feladat sürgősségére (a neutrongenerátort rövidesen átépitik és még ezelőtt le kell bonyolitani néhány mérést) igyekeztünk amit csak lehet kész elemekből összerakni, kiaknázni az ATOMKI müszerek sokoldalu használhatóságát.

Az intézetben gyártott különböző tipusu számlálókból viszonylag gyorsan össze lehet rakni egy időzitőláncot és a repülési idő mérésére, illetve a ciklusszám számlálásra is ezeket lehet használni. (Esetleg kis módositással.) A mechanika és a számlálók közé egy kis logikai és interface egységet kell készitení. Ezt az intézetben általánosan használt házi szabványu mechanika és univerzális nyomtatott áramköri lapok alkalmazásával lehetett gyorsan megoldani.

## Az időzitő lánc. Az NC-800 tipusu master-slave scaler és az NC-801 tipusu master-slave scaler-timer egységek módositása

A mérési ciklust alapvetően négy részre kell felosztani: aktiválás, hütés I (a mérés előtt), analizálás, hütés II (az ujraaktiválás előtt). Ezt a ciklust kell egymás után sokszor ismételni. Az egyes részidők hosszát egymástól függetlenül kell tudni programozni a mérésben előforduló izotópok felezési idejeinek megfelelően. Egy ciklus idődiagramját a 2.ábra mutatja. (Az ábrán a szigoruan vett időzitőrendszeren kivül a fotoérzékelők jeleinek és a shutter, illetve mágnesszelepek müködésének idődiagramját is feltüntettük.)

Az időzités feladatát négy előválasztó ("preset") számláló látja el, ezek egymást inditják. Az elsőt a logikai egységről jövő jel inditja (1. időpont) és belső óragenerátorának jeleit számlálja az előválasztott érték eléréséig, ekkor megáll és stop (SP) jelet ad ki. A második számlálót az első SP jele, a harmadikat a második SP jele, a negyediket a harmadik SP jele inditja. A negyedik számláló SP jele jelzi a logikai egységnek, hogy egy ciklus lezajlott, ekkor a logikai egység törli a számlálókat, majd ujabb ciklust indit, ha az éppen befejeződött ciklusban nem észlelt semmi hibát.




2.ábra. A csőpostavezérlő rendszer idődiagramja.

Fig.2. The timing diagram of the control system for the pneumatic rabbit system.

Рис.2. Временная диаграмма системы управления пневмопочтой.

Az időzitő láncot négy különböző tipusu számlálóval valósitottuk meg. Elvileg az alkalmazott négy tipusból bármely négy darab számlálóból álló lánccal is megvalósitható lenne hasonló tulajdonságu lánc. Az éppen megvalósitott variációt egyszerüen a pillanatnyilag rendelkezésünkre bocsátott számlálók fajtái határozzák meg. A jelen variáció saját belső időalapjait használva kb. 25 s a legrövidebb ciklusidő, ez azonban lecsökkenthető, ha a számlálókat külső órával (pl. impulzus generátorról) hajtjuk meg, és preset scaler üzemmódban használjuk őket az előzőben ismertetett preset timer üzemmód helyett. Egyes tipusoknál a tipusszám után zárójelben levő M arra utal, hogy e számlálókat kissé módositani kellett ahhoz, hogy egy ilyen időzitőláncban alkalmazhassuk őket.

Az első számláló esetünkben NC-802 tipusu, LED kijelzésü [2]. Az előválasztott aktiválási idő leteltével kiadott SP impulzusa jelöli ki a 2. időpontot és inditja az NC-801 (M) számlálót [3], a lánc következő tagját. Az előválasztott hülési idő leteltével kiadott SP impulzusa jelöli ki a 3. időpontot és inditja a következő, NC-800 (M) tipusu számlálót [4], ami az előválasztott mérési idő leteltével kiadott SP jelével kijelöli a 4. időpontot. A lánc negyedik tagja egy NC-802 N tipusu számláló [5], amely az NC-802 tipustól csak annyiban különbözik, hogy egy modul szélességü NIM [6] mechanikában van felépitve, tápegység nélkül.

Ez a számláló szolgáltatja a második hütési idő hosszát. Kimenő SP jele adja az 5. időpontot, ami egyben a ciklus végét is jelzi.

Az első hülési időt nagyobbra kell választani a minta repülési idejénél, az előválasztott mérési idő pedig nagyobb kell legyen, mint az analizátoron beállitott mérési idő.

Az NC-800 és NC-801 tipusu számlálók eredetileg un. master-slave rendszerüek: azaz egy egység vagy csak kiadni, vagy csak elfogadni tud vezérlőjeleket (start-stop-reset) aszerint, hogy egy az előlapon levő kapcsoló MASTER vagy SLAVE állásban van. Ilyen módon nem lehetséges egymást inditó láncolatot kialakitani, hiszen a lánc tagjainak a ST (start) jelet el kell fogadnia, az előválasztott idő elteltével keletkező SP jelet viszont ki kell adnia, ez kell legyen a következő tag számára az elfogadandó ST jel, és igy tovább. A számlálók konstrukciója olyan, hogy a nyomtatott áramköri lapra felszerelhető egy miniatür kapcsoló, aminek a segitségével a vezérlőkör start és stop részét el lehet választani egymástól. A szóbanforgó kapcsoló egyik állásában az eredeti állapot áll fenn, a start és stop körök egyszerre vannak vagy a master, vagy a slave állapotban; a másik esetben a start kör slave állapotban van (az előlapon levő master-slave kapcsoló SLAVE állása esetén), ugyanakkor a stop kör master állapotban. A vezérlőkör kapcsolásának módositását a 3.ábra, a szerelési módositást a 4.ábra mutatja be. Ilyen módon az NC-800 (M), illetve NC-801 (M) tipusu számlálók időzitő láncokba köthetők. (Megjegyezzük, hogy e módositott számlálóknak van egy kellemetlen tulajdonságuk, ti. a szintén slave állapotban maradó reset kör ha vezérlést kap, akkor egy SP impulzust ad ki a számláló. Ezt szaggatott vonalakkal bejelöltük a 2.ábra idődiagramjába. Ezek a felesleges jelek a reset jelekkel kikapuzva általában kiküszöbölhetők.)

## Logikai és interface egység

Az elektronikus rendszer fennmaradó része négy főegységre tagolódik:

a.) A fotoelektromos helyzetérzékelők és jelük feldolgozása.

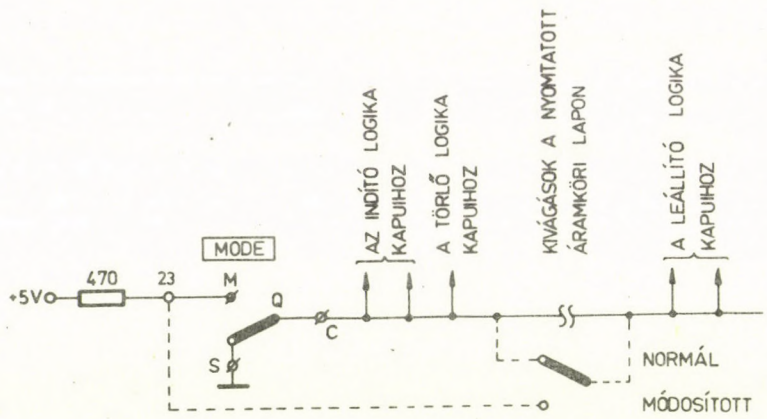
b.) Vezérlő logika.

c.) Relérendszer.

d.) Analizátor távvezérlő rendszer.

## A fotoelektromos helyzetérzékelők és jelük feldolgozása

A csőposta acélcsövének két végén a lövedék pályája plexiüveg csövekben ér véget. A csövek fölött egy-egy 12 V/1,2 W izzólámpa világit. A csövek alatt egy-egy kb. 80 cm hosszu (Ø 5 mm) plexi üveg fényvezető rud foglal helyet. Ezekhez csatlakozik egy-egy fotoelektromos detektor (OS14 tipusu fototranzisztor) az erősitőrendszerével, ami egy hosszában kettévágott szabványos




3.ábra. A master-slave vezérlés kapcsolásának módositása. Folytonos vonal: eredeti, szaggatott vonal: módositás. Az ábra a számláló gépkönyvének 2-5 sz.ábrájához illeszkedik.

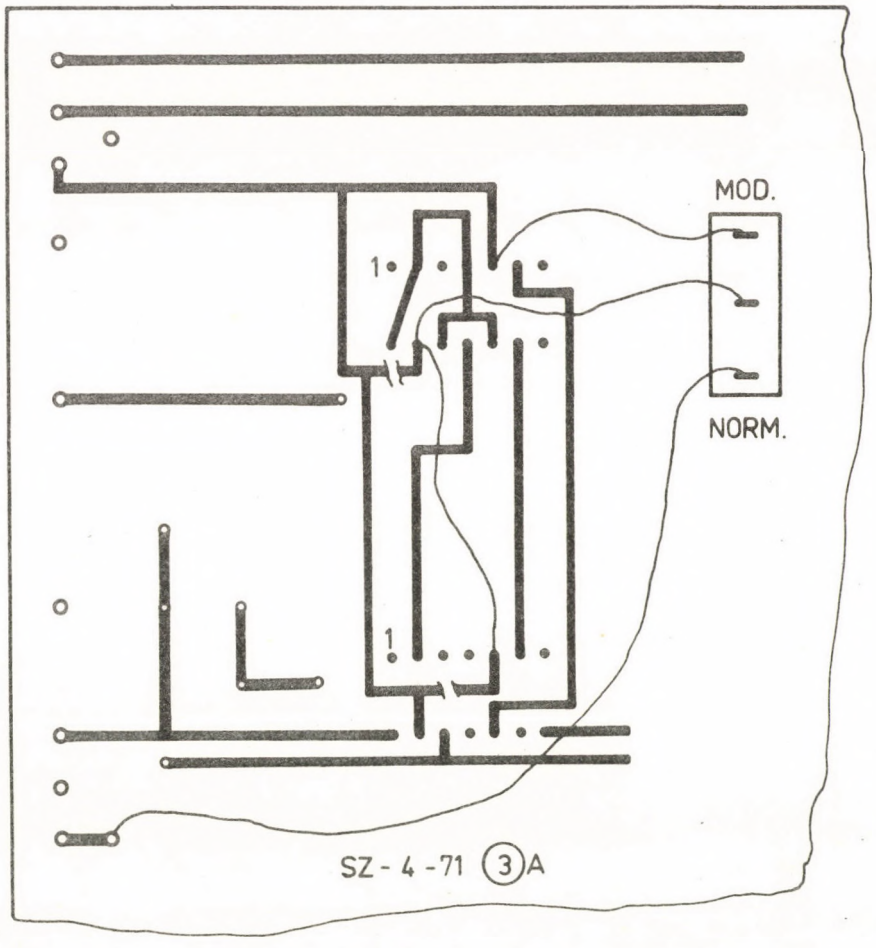
Fig.3. Modifications in the master-slave control circuit. Full line: original, dotted line: modification. This figure completes the drawing No. 2-5 in the manual for the scaler.

Рис.3. Модификация схемы управления "master-slave" Непрерывная линия: оригинальное решение, штрихованная линия: модификация. Рисунок дополняет чертеж Н.2-5 Эксплуатационной инструкции.

méretü univerzális nyomtatott áramköri lapon helyezkedik el. Kapcsolása az 5.ábrán látható. Ezt az egységet ás az izzólámpát ugyanazon +12 V-os tápegység müködteti. Kimenő jele 0 V, ha a lövedék ott van a fény utjában, kb. +12 V, ha nincs ott. Az emitterkövetők hosszabb kábelen való jelátvitelt is lehetővé tesznek. A kábelek tulsó végén két azonos felépitésü tranzisztoros áramkör helyezkedik el, ami a TTL jelszintekre alakitja át a bejövő jeleket, illetve egy-egy fényemittáló diódán kijelzi a fotoérzékelők állapotát. Ha a lövedék nincs ott a fény utjában, akkor világit a fényemittáló dióda, ha ott a lövedék, akkor nem világit. Két TTL monostabil multivibrátort használunk a repülési idő mérések start, illetve, stop jelének keltésére. Ezek a fototranzisztorok lassu jeleiből gyors impulzusokat formálnak, amik az intézeti integráltáramkörös számlálók-időzitők (pl. NC-802) vezérlésére alkalmasak. Kimenetüket gyors tranzisztoros fokozatok illesztik a számlálókhoz menő kábelekhez. A fotoérzékelők jeleit feldolgozó kártya kapcsolása a 6.ábrán látható.

## Vezérlő logika

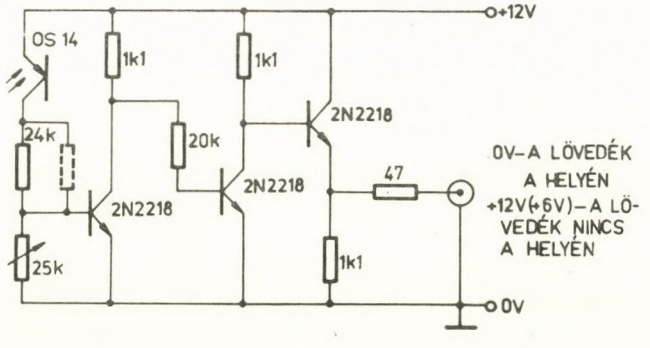
A tulajdonképpeni vezérlő logika az időzitőlánc jeleiből, a helyzetérzékelők jeleiből és az előlapon található nyomógombok jeleiből formál nullázó jelet az időzitőlánc részére, meghajtó




4.ábra. A master-slave vezérlő kapcsolásának módositása a nyomtatott áramköri lapon.

Fig.4. Modification in the master-slave control circuit on the PCB.

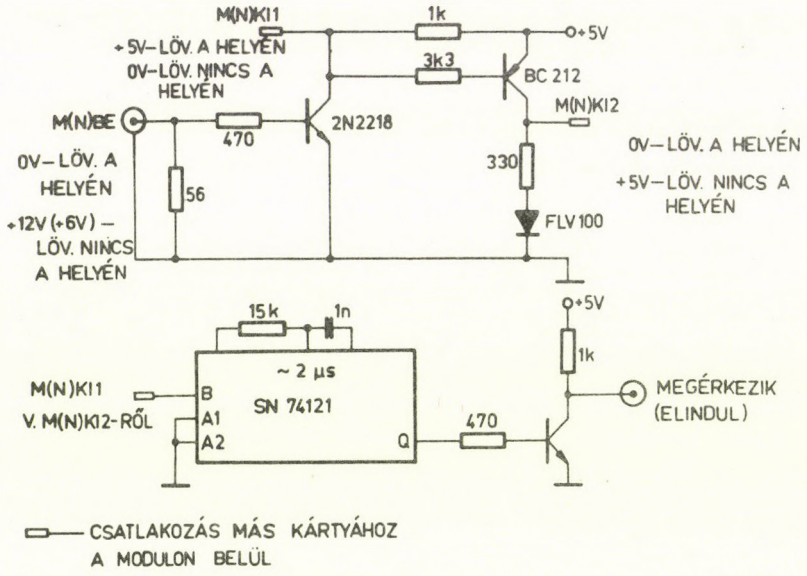
Рис.4. Модификация схемы управления "master-slave" на печатной плате.




5.ábra. A fényelektromos helyzetérzékelő adóegysége.

Fig.5. The transmitter unit of the photoelectric position sensors.

Рис.5. Фотоэлектрический датчик положения.




6.ábra. A fényelektromos helyzetérzékelők jeleit feldolgozó áramkörök.

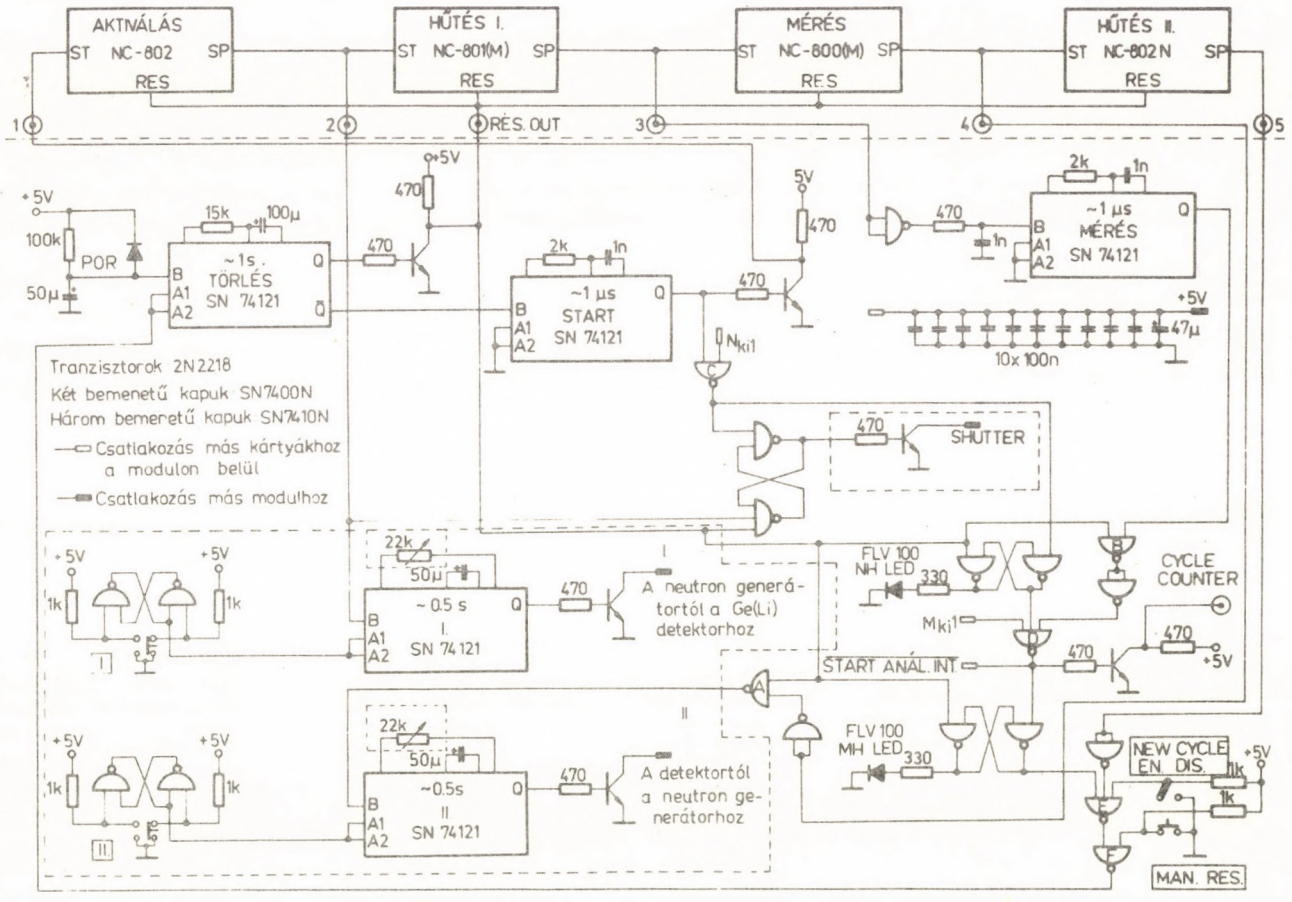
Fig.6. Circuits for handling of the signals of the photoelectric position sensors.

Рис.6. Схема для обработки сигналов фотоэлектрического датчика положения.

jelet a shutter, illetve a mágnesszelepeket vezérlő reléknek, inditó jelet az analizátor részére, és ezt számlálja a ciklusszámláló is. Az időzitőlánc blokksémáját és a csőposta vezérlő logikai egységének kapcsolási rajzát láthatjuk a 7.ábrán.

A tápfeszültség bekapcsolására a POR jelü hálózat automatikusan elinditja a TÖRLÉS monostabil multivibrátort. A törlő jel nullázza az időzitőlánc számlálóit, az NC-800 (M) és NC-801 (M) ilyenkor feleslegesen jövő SP jeleit letiltja az A és B jelü kapukon, alapállapotba helyezi a SHUTTER és a pozicióhiba jelző (NH és MH) set-reset bistabil multivibrátorokat. A hibajelző fényemittáló diódák ekkor világitanak. A törlő jel vége inditja a START monostabil multivibrátort. a MAN. RES. kézi nullázó gomb müködtetésének hatása ugyanaz, mint a POR hálózaté. A START monostabil multivibrátor kimenőjele egyrészt elinditja az időzitőláncot (1. időpont), másrészt ha a lövedék az aktiválás helyén van, azaz a C jelü kapu nyitva van, akkor átbillenti a SHUTTER bistabil multivibrátorát (ami azt jelenti, hogy a neutronokkal való besugárzás megkezdődik), illetve egyidejüleg átbillenti az NH bistabil multivibrátort is, (ami nyitó szintet ad a D kapu egyik bemenetére), s ekkor kialszik az NH LED fénye.

Az időzitőláncról a 2. időpontban érkező jel egyrészt visszabillenti alapállapotba a SHUTTER bistabil multivibrátort (ezzel befejezi az aktiválást), másrészt inditja az I. jelü monostabilt, ami a lövedéket visszalövi az aktiváló helyről a mérőhelyre. Az I. jelü monostabilt kézzel is inditathatjuk, függetlenül az időzi-




7.ábra. Az időzitőlánc blokksémája és a csőpostavezérlő logikai egységének kapcsolási rajza.

Fig.7. Block diagram of the timing chain and the circuit digram of the logic unit of the control system for the phenumatic rabbit-system.

Рис.7. Блок схема таймера и принципиальная схема логического блока системы управления пневмопочтой.

tőlánctól, az I. jelü nyomógombbal.

Az időzitőláncról a 3. időpontban jövő impulzus megfelelő zavarszürő integrálás után a MÉRÉS monostabil multivibrátort inditja el. Ennek jele a B kapun át a D kapu egyik bemenetére jut. Amennyiben hibátlan aktiválás történt, azaz az aktiválás ideje alatt a lövedék neutronáramban tartózkodott, akkor az NH bistabilról jövő jelszint megengedő a D kapu másik bemenetén. A D kapu harmadik bementén akkor kapunk megengedő jelet, ha a lövedék megérkezett a mérőhelyre, a detektor elé. Ha minden szükséges feltétel teljesült, akkor a MÉRÉS monostabil multivibrátor jele átjut a D kapun is, és egyrészt a sokcsatornás analizátor inditását fogja végezni, másrészt a ciklusszámláló ezeket a jeleket fogja számlálni, harmadrészt átbillenti az MH bistabil multi-

vibrátort (az MH LED fénye kialszik és az E kapu egyik bemenetére megengedő szint kerül).

Az időzitőláncról a 4. időpontban jövő impulzus az A kapun keresztül a II. jelü monostabil multivibrátort inditja, ami a lövedéknek a mérőhelyről az aktiválás helyére való visszalövését eredményezi. A II.jelü monostabil is inditható kézzel az időzitő lánctól függetlenül, a II. jelü nyomógombbal.( Az I. és II. jelü nyomógombok elengedésre müködnek, pergés ellen set-reset bistabil multivibrátorokkal védekezünk.)

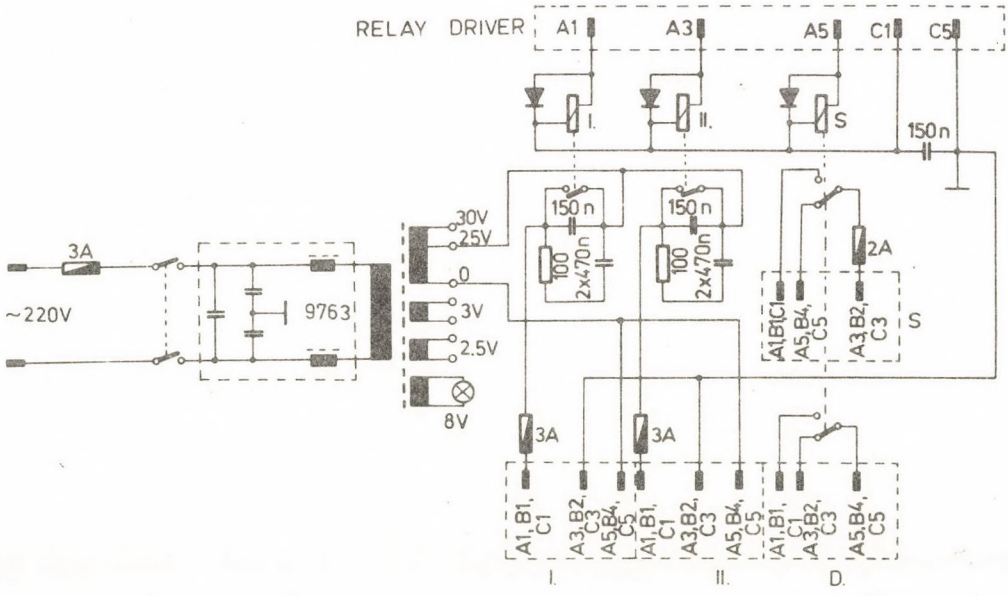
Az időzitőlánc végéről jövő jel (5. időpont) ha nyitva találja az E kaput (ez csak akkor történik meg, ha a minta besugárzáskor is és méréskor is a számára kijelölt helyen tartózkodott és a NEW CYCLE kapcsoló EN. állásban (enabled) van), akkor az F kapun át inditja a TÖRLÉS monostabil multivibrátort, ami uj ciklust indit a törlés után.

Ha a lövedék rendben közlekedik a csőposta két vége között, mindig hibátlanul megáll az aktiváló és mérőhelyen, akkor a rendszer automatikusan hajtja végre a ciklusok nagy sorozatát. Amennyiben az aktiválás idején a lövedék nem volt a számára kijelölt helyen, a tricium target előtt, akkor a C kapu nincs nyitva, nem billen az NH bistabil multivibrátor, nem nyit a D kapu, nem számol a ciklusszámláló, nem indul az analizátor, nem billen az MH bistabil multivibrátor, nincs nyitva az E kapu, nem indulhat az uj ciklus. Onnan láthatjuk, hogy ez a hiba történt, hogy a rendszer leállt,és az NH és MH LED-ek világitanak. Ha az aktiválás rendben megtörtént, de a mérőhelyen a lövedék nem tartózkodott a detektor előtt, akkor a D kapu nem nyit,és ismét nem indul az analizátor, nem számol a ciklusszámláló, nem billen az MH bistabil multivibrátor, nincs nyitva az E kapu, nem indulhat uj ciklus. Ezt a hibát ugy ismerhetjük fel, hogy a rendszer leállt, az NH LED kialudt, de az MH LED világit.

Egy méréssorozat inditása előtt a MAN.RES. gomb segitségével az egész csőpostavezérlő rendszert alapállapotba hozzuk, a NEW CYCLE kapcsoló DIS. (disabled) állásában. Igy egy ciklus után az elinduló számlálólánc leáll. A sokcsatornás analizátort startkész állapotba kell hozni, a lövedéket kézi vezérléssel (II.) le kell küldeni a besugárzóhelyre. Beállitjuk a kivánt időzitéseket és inditjuk a ciklusszámlálót. A NEW CYCLE kapcsolót EN. állásba hozzuk. A shutter vezérlését kézivezérlésből átadjuk az automatikának. Ezután a MAN.RES. gomb müködtetésével inditjuk a ciklikus üzemet. Leállásnál az utolsó ciklus közben a NEW CYCLE kapcsolót DIS. állásba tesszük. Ekkor az E kapun nem tud jel áthaladni, uj ciklus nem indul.

## Relérendszer

Külön modulban foglalnak helyet a félvezetős logikai egység által meghajtott jelfogók és az elektromágneses szelepek táplálását biztositó transzformátor (8.ábra). A relék vezérlőáramát a félvezetős logikai egységben elhelyezkedő tranzisztorok bizto-




8.ábra. A csőpostavezérlő relérendszere.

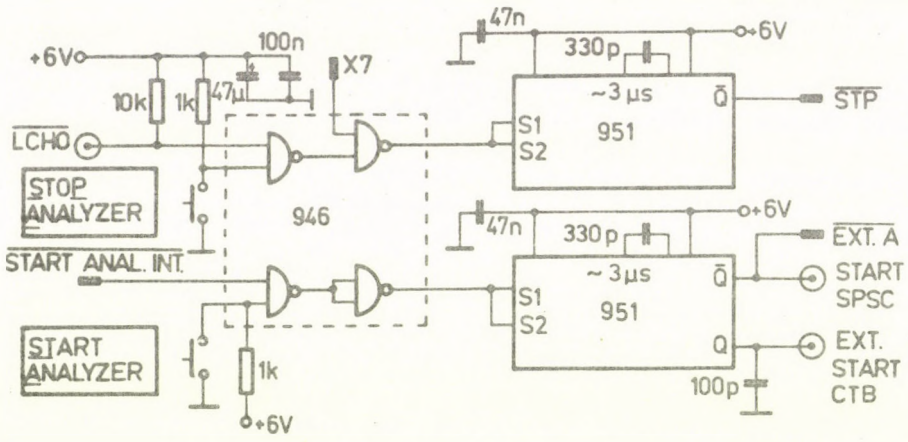
Fig.8. The relay-system of the control unit for the pneumatic rabbit-system.

Рис.8. Релейная система системы управления пневмопочтой.

sitják. A tranzisztorok bázisai a logikai egység I., II. és SHUTTER jelü multivibrátorainak kimenetére kapcsolódnak. A relék érintkezői a programnak megfelelően adják rá a 24 V váltóáramot a Mecman gym. I. és II. jelü szelepek tekercseire, illetve vezérlik a neutrongenerátor shutterét. A külön modul ellenére is jelentős szürést kellett beépiteni a relék érintkezőihez, hogy az egész rendszer együtt megbizhatóan müködjön.

## Analizátor távvezérlőrendszer

A korábban ismertetett [7,8] rendszer modernebb integrált áramkörökkel felépitett mása, amely már lehetővé teszi két nyomógombbal az analizátor kézi start-stop vezérlését a csőpostavezérlő előlapjáról. (9.ábra.)




9.ábra. Az analizátor távvezérlő egysége.

Fig.9. Remote control unit for the MCA.

Рис.9. Блок телеуправления многоканального амплитудного анализатора.

**Konstrukciós megjegyzések**

A fotoelektromos érzékelők jeleinek feldolgozását végző áramkörök egy intézeti univerzális tranzisztoros nyomtatott áramköri kártyán helyezkednek el.

A vezérlő logika két intézeti univerzális integráltáramkörös nyomtatott áramköri lapon épült fel. Az analizátor távvezérlője egy intézeti univerzális integrált áramkörös nyomtatott áramköri lapon készült el. Ez a négy lap egy 100-as előlapszélességü Labor-MIM szabványos müszerrekeszfiókban helyezkedik el. A transzformátort és a reléket a megfelelő szürőkörökkel egy 200-as előlapszélességü Labor-MIM szabványos müszerrekeszfiókba épitettük be.

A fotoelektromos érzékelők és a relék +12 V tápfeszültséggel müködnek, a vezérlő logika (TTL) +5 V-ot kiván. Ezeket egy NB-802 tipusu kisfeszültségü tápegység biztositja. Az analizátor távvezérlő egysége számára a +6 V-ot maga a sokcsatornás analizátor tápegysége adja. Áramfelvételek: +12 V: fotoelektromos érzékelők: 2x150 mA, relérendszer: 400 mA; +5 V: 280 mA; +6 V: kb. 30 mA.

A megépitett berendezés sok száz cikluson át müködött üzemszerüen, megbizhatósága kielégitő. A 780 cm-es csőpostában a polietilén kapszula repülési ideje kisebb, mint 300 ms, a tömör vas lövedék repülési ideje is 1 s alatt van.

A jelen berendezés neutrongenerátorunk prompt szükségleteit kielégiti. Előnye, hogy gyorsan felépithető volt. Hátránya, hogy sok számláló-időzitő egységet kivon egyéb mérésekből. A továbbiakban célszerü lesz egy speciális célmüszerré továbbfejleszteni a logikai egységet, ami már az időzitést is magábafoglalja.

Ilyen próbálkozások periódikus aktiválás esetén már történtek, pl. [9]. A modern neutronaktivációs elektronikus rendszerek egyre inkább a CAMAC rendszer irányába fejlődnek, pl. [10,11], igy célszerünek látszik az eljövendő fejlesztést is ilyen irányba kezdeni, ami egy később kiépitendő összintézeti CAMAC hálózathoz való csatlakozás szempontjából is célszerü és gazdaságos lenne.

Köszönetnyilvánitás

A szerzők ezuton is köszönetet mondanak Szalay Sándor akadémikusnak a téma felvetéséért és figyelemmel kiséréséért.

## Irodalom

[ 1] Mórik Gy., Mosolygó J., ATOMKI Közl., (előkészületben).

[ 2] NC-802 Scaler-Timer. Adatlap. METRIMPEX-ÀTOMKI.

[ 3] NC-801 Scaler-Timer. Gépkönyv. ATOMKI.

[ 4] NC-800 Scaler. Gépkönyv. ATOMKI.

[ 5] NC-802 N. Bartha László: Pályamü az ATOMKI 1975.évi "Alkotó Ifjuság" pályázatára.

[ 6] Standard Nuclear Instrument Modules. TID-20 893 (Rev.2) USAEC, 1968.

[ 7] Török I., ATOMKI Közl., 15, (1973) 59.

[ 8] Török I., ATOMKI Közl., 16, (1974) 85.

[ 9] G.C.Meggitt; Nucl. Instr. Meth. 124, (1975) 455.

[10] Gárdos M., Németh J., Várhalmi L.: Nuetrongenerátoros aktivációs analitikai mérőrendszerek. IV. Országos Elektronikus Müszer és Méréstechnikai Konferencia. Bp. 1976.márc. 9-12. Az MTA-KFKI kutatói által tartott előadások szövege, 19-26.old.

[11] NZ-656 Csőpostavezérlő. Adatlap, KFKI.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 533-538

# A CYLINDRICAL SOFT X-RAY SOURCE FOR ESCA STUDIES

L.KÖVÉR, D.VARGA, GY.MÓRIK

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

The cylindrical X-ray source with aluminium anode was constructed for calibration of a double pass cylindrical mirror electrostatic electron spectrometer. Some design considerations are discussed. Typical working parameters: 5 kV anode voltage, 3-4 mA emission current.

ИСТОЧНИК МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТИПА ДЛЯ ЭСХА - ИЗМЕРЕНИЙ.
Была изготовлена рентгеновская трубка с круговым алюминиевым анодом для калибровки цилиндрического электростатического спектрометра электронов с двухкратной фокусировкой. Характерные данные трубки: напряжение анода 5 кВ, ток эмиссии 3-4 мА. Описываются также основные принципы планирования трубки.

LÁGY RÖNTGENSUGÁRZÁST KELTŐ, HENGERSZIMMETRIKUS FORRÁS ESCA MÉRÉSEKHEZ.
Az aluminium anódos, hengerszimmetrikus röntgenforrás kétszeres fókuszálásu henger-tükör elektrosztatikus elektronspektrométer hitelesitésére készült. Jellemző müködési adatok: 5 kV anód-feszültség, 3-4 mA emissziós áram. A leirás néhány fontosabb tervezési szempontot is tartalmaz.

The X-ray source was developed for calibration of our cylindrical mirror type double pass electron spectrometer, built to measure both low energy conversion and Auger electron spectra of radioactive isotopes and X-ray excited photoelectron spectra. For the exact determination of the spectrometer resolution it is necessary to use electron lines with well-known, energy and small widths, therefore soft X-ray excited spectra from a solid sample are preferred to the electron lines from a radioactive source. On the other side, experiences were expected, regarding the cylindrical construction of the tube. These experiences proved to be useful in the development of a second X-ray source of higher intensity.

There are some important requirements for an exciting photon source used in ESCA technique:

1.) The exciting radiation at the sample surface has to be as monochromatic, as possible, with controlable high and constant intensity, during the measuring time.

2.) The operation of the tube must not influence essentially the vacuum (especially in the proximity of the sample), the magnetic and electrostatic field of the spectrometer.

3.) The temperature of the spectrometer and of the surface of the sample has to be independent of the tube operations.

4.) The electrons and X-rays scattered by the anode and the walls, respectively have to be prevented to reach the surface of the sample and the spectrometer slits.

To these general requirements one must add some others due to the special construction of the spectrometer:

a) small-sized tube is needed in order to fit into the inner cylinder of the spectrometer, for irradiating the sample surface situated inside the cylinder,

b) common vacuum with the spectrometer (quasi-separation because of 2./ in the former requirements),

c) demountable, flexible construction,

d) assuring the possibility of sample exchange.

Because of a./ and c./ the construction has to be as compact, as possible, at the same time b./ and d./ and the cylindrical symmetry of the spectrometer suggest the ring form for the electrodes.

Fig.1. shows the tube constructed, taken the above-mentioned requirements into account, and its position in the spectrometer.

In order to produce photoelectrons with maximum efficiency it is necessary to use the optimum photon emission angle (with respect to the anode surface), at which the ratio of characteristic to continuous part of the emitted photon spectrum is maximum. This optimum angle is that of the impinging electron beam [1]. By choosing the optimum photoelectron emission angle ($90^{\circ}$ with respect to the exciting photon beam at the sample surface) and using the smallest possible anode-sample distance further improvement of the overall efficiency can be achieved. Because of geometrical limitations this angle was $\sim 105^{\circ}$, with the distance of 2.4 cm in our case.

The stabilization and control of the photon flux was realised by stabilizing the emission current (the stability was better than 1 %) and by the help of a Wehnelt electrode at ground potential and a floating cathode, normally at low positive voltage with respect to this electrode. The anode was at high positive voltage in this arrangement. The advantage of this way of stabilization is mainly that it is faster than stabilization by controlling the filament heating. The permissible emission current was limited by the cooling and electronoptical (current on the grids) conditions at 6 mA.

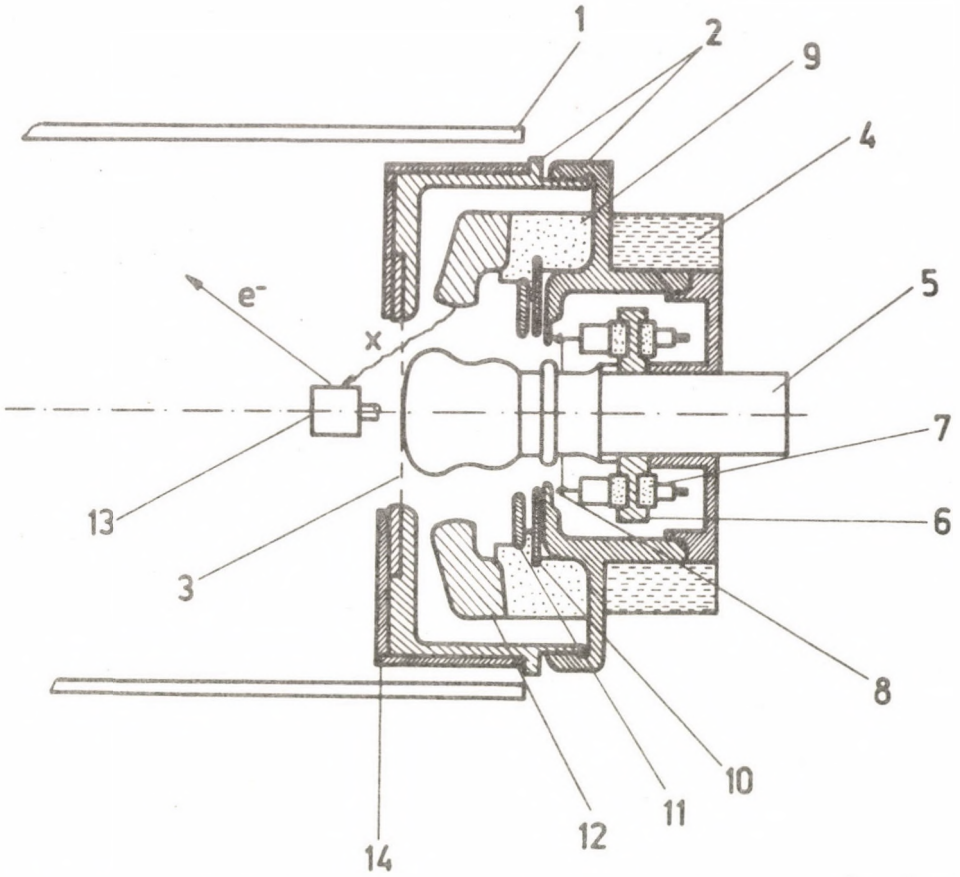



Fig.1. The position and the schematic view of the X-ray source inside the spectrometer.
1. inner cylinder of the spectrometer; 2. metal housing; 3. Al window; 4. water-cooled ring; 5. copper element for leading in the sample; 6. cathode holder; 7. ceramic insulator; 8. filament; 9. pyrophyllit insulator, 10. positive grid; 11. suppressor electrode; 12. anode; 13. sample; 14. magnetic shielding.

Рис.1. Схема рентгеновской трубки и её расположение в спектрометре.
1. внутренний цилиндр спектрометра, 2. корпус, 3. окно из фольги Al, 4. кольцо с водяным охлаждением, 5. центральный элемент трубки (из меди) с отверстием для ввода образца, 6. держатель катода, 7. изолятор, 8. катод (спираль), 9. изолятор из пирофилита, 10. ускоряющий электрод, 11. тормозящий электрод, 12. анод, 13. образец, 14. магнитная защита.

1.ábra. A röntgenforrás sematikus képe és elhelyezkedése a spektrométerben.
1. a spektrométer belső hengere; 2. ház; 3. Al fólia-ablak; 4. vizhütött gyürü; 5. furatos réz idom (mintabevezetésre); 6. katódtartó; 7. kerámia szigetelő; 8. katódszál; 9. pirofillit szigetelő; 10. kihuzó elektróda; 11. fékező elektróda; 12. anód; 13. minta; 14. mágneses árnyékolás.

For filtering the soft X-radiation (to improve the ratio of characteristic photons to photons originated from the continuous part of the photon spectrum) a thin (1 μm) Al foil was used between the anode and the sample.

The tube was shielded electrically and against electrons and X-rays scattered by the metal housing and the foil-window, magnetically by a μ-metal shielding. The tube itself did not contain any magnetic component.

To ensure good vacuum at the anode (to prevent the quick carbonizing of the anode surface) and to avoid a significant reduction of the pumping cross section in direction of the sample, there were many bores along a circle on the forepart and on the back of the house. Because of the demountable construction an indirect cooling was used by a watercooled ring, made of copper, which was tightly fitted to the metal housing.

As it can be seen in Fig.1, the tube was similar to a penthoda type valve. There was a copper bar in the axis of the tube with a longitudinal boring for leading in and supporting the sample. At the same time, it served as a part of the control and suppressor electrode, as well as a deflecting electrode in neighbourhood of the anode. It made possible sample-exchange during the operation of the source. The cathode was made of tungsten (0.1 mm in diameter) spirals, elastically seized along a circle in order to have homogenous emission at the anode ring from the electron gun. The spirals were insulated from the house by ceramic insulators (because of the emission stabilization) and they were parallely heated in pairs with a stabilized DC voltage power supply, to avoid the continuous potential variation along the filament, and to compensate the magnetic field of the spirals.

The electron paths were strongly curved to ensure small electric anode reaction and to prevent bombarding of the cathode by ions originating the anode material. The anode itself was made of aluminium alloy. A baked pyrophyllit insulator connecting the anode to the house was used for fastening and insulating the remaining two electrodes. After baking the pyrophyllit is a very good insulator, but it is not as good a heat conductor as BeO. On the other hand, it is much less expensive and easier to machine in its natural form.

The source was used for the excitation of the line $Al_{K\alpha}$ (1486.6 eV) . Typical working parameters were 3 or 4 mA emission current at 5 kV anode voltage, and a few μA on the grid.

Fig.2 shows the $N_{VI}$-$N_{VII}$ lines in the electron spectrum of gold sample excited by this tube.

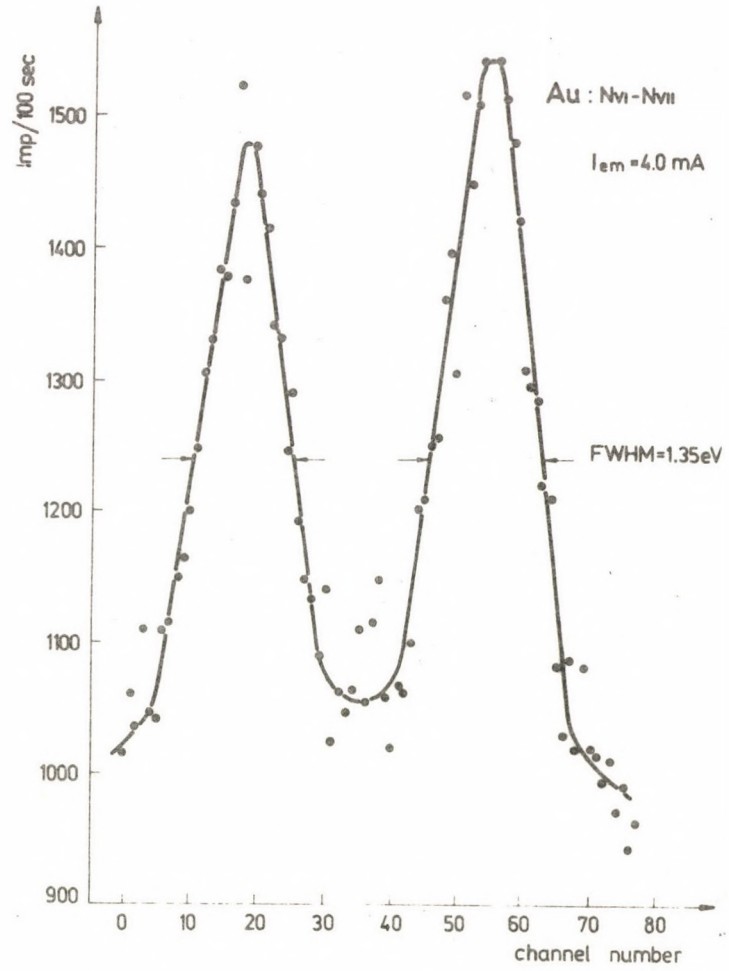



Fig.2. $4f_{5/2}$-$4f_{7/2}$ electron lines of a gold sample excited by $Al_{K\alpha}$ X-rays from the tube described here.

Рис.2. Линии $4f_{5/2}$-$4f_{7/2}$ фотоэлектронов золота, возбужденных излучением алюминия из описанной выше рентгеновской трубки.

2.ábra. A leirásban szereplő röntgenforrás $Al_{k\alpha}$ sugárzásával gerjesztett arany minta $4f_{5/2}$-$4f_{7/2}$ elektron vonalai.

Fig.3 shows the variation of the intensities and the peak to background ratio in the function of the working time of the tube, in case of Cu 2p electron lines, at $I_{em}$=3.0 mA, in comparison with the results obtained by Ratinen [2].

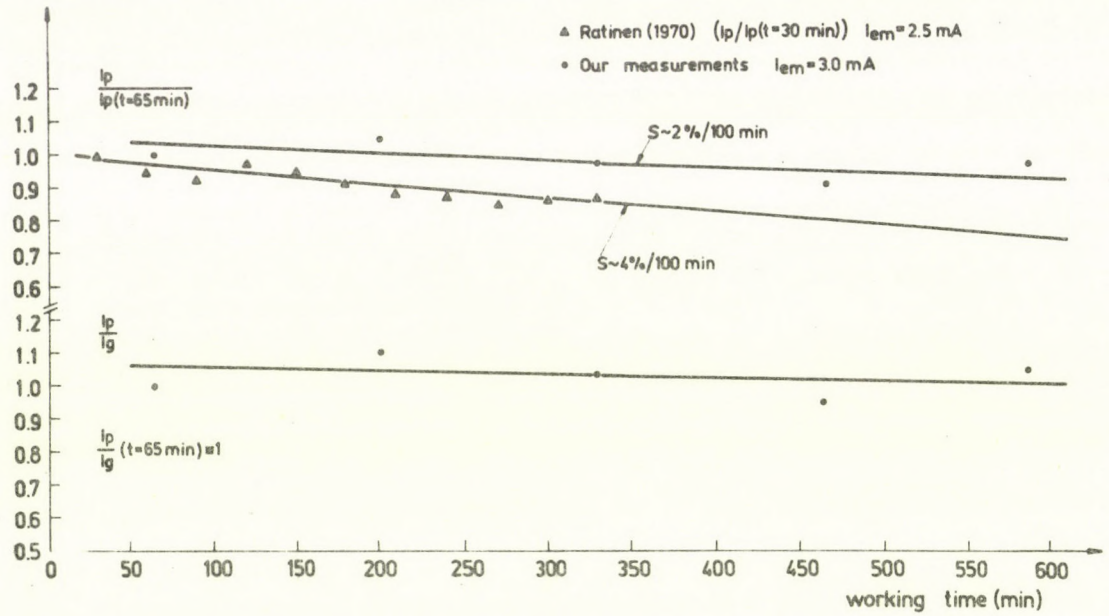



Fig.3. The variation of the peak intensities ($I_p$) and the peak to background ratio ($I_p/I_g$) in function of tube working time in the case of Cu 2p electron lines (S=slope).

Рис.3. Зависимость интенсивности и отношения пика к фону для 2p линии меди от времени работы рентгеновской трубки (S=наклон).

Fig.3. Cu 2p elektronvonalak intenzitásának ($I_p$) és csucs/háttér viszonyának ($I_p/I_g$) változása a röntgenforrás üzemidejének függvényében (S=meredekség).

Summarizing the experiences connected with the construction of the source, it may be concluded, that the more intensive excitation needs higher anode power, but it is rather difficult to have an effective cooling and shielding against the thermal radiation in the case of X-ray source inside of the spectrometer cylinder. The insertion of an electron transport system between the source and the spectrometer is proposed to overcome these problems.

## References

[1] M.Green, Proc. Phys. Soc., 83 (1964) 435.

[2] H.Ratinen, Appl. Phys. Letters, 17 (1970) 235 No6.

MŰHELYÜNKBŐL - LABORATÓRIUMUNKBÓL

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 539-542

# NYOMÁSTÓL FÜGGŐ KAPCSOLÓ ÁRAMKÖR IM-33 TIPUSU MERŐFEJ ALKALMAZÁSÁVAL

GÁL JÁNOS, HORKAY GYÖRGY, VALEK ALADÁR

ATOMKI H-4001, Debrecen Pf.51. Hungary

Az ionizációs vákuummérő műszereknél azt a jelenséget használják fel a nyomás mérésére, hogy a gáztérben elhelyezett izzókatódból kilépő elektronok ionizálják a gázmolekulákat és az ionkollektoron megjelenő ionáram - abban az esetben, ha az elektronemissziós áramot stabilizáljuk - csak a gáz nyomásától függ [2].

Az Egyesült Izzó MÜ-152 tipusszámmal kifejlesztett egy $1\text{-}10^{-6}$ Hgmm nyomástartományban használható hordozható nyomásmérő műszert [3]. A műszer vezérlési feladatokhoz csak külön kapcsoló áramkör alkalmazásával használható. A mi célunk az volt, hogy minél egyszerübb felépitéssel adott nyomásnál kapcsoló, megbizható áramkört fejlesszünk ki, amelyre automatikus müködtetésü vákuumrendszerekben gyakran szükség van. Ebben az esetben a nyomásérzékelő áramkör felépitése lényegesen egyszerübb és igy olcsóbb lehet, mint a MÜ-152 tipusu nyomásmérő müszerben. Érzékelő fejként az Egyesült Izzó gyártmányu IM-33 tipusu mérőfejet használtuk.

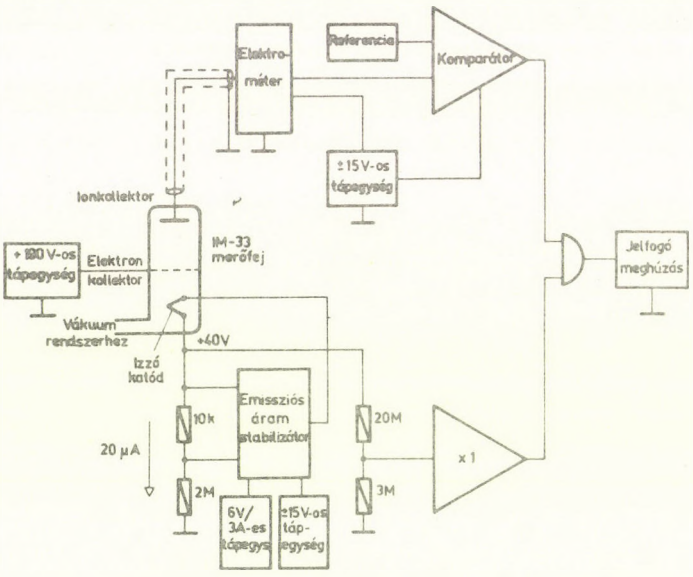
A létrehozott nyomástól függő kapcsoló áramkör blokksémája az 1.ábrán, mig elvi kapcsolási rajza a 2.ábrán látható.

Az IM-33 tipusu ionizációs vákuummérő fejben a katódtól kilépő elektronok a mérendő gáztér molekuláit ionizálják. Az elektronokat a +190 V-on lévő elektronkollektor, az ionokat pedig a földelt ionkollektor gyüjti össze. Az ionáram ($I_c$) az elektronemissziós áramtól ($I_e$) és a gáz nyomásától (p) függ:

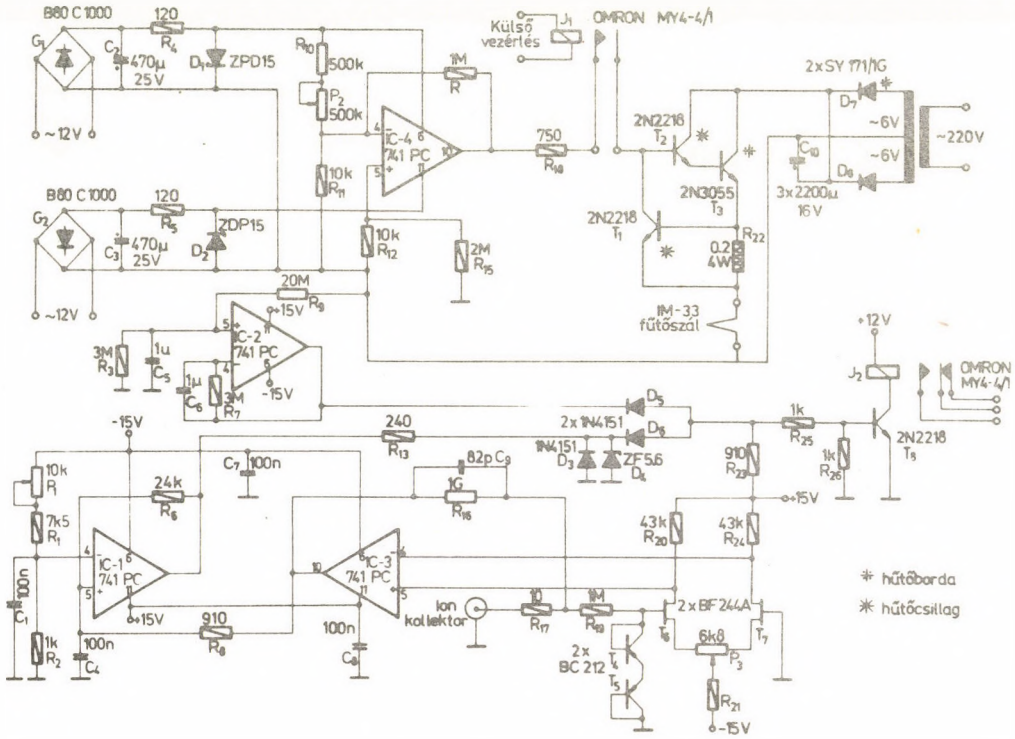
$$I_c = k \cdot I_e \cdot p$$

ahol k a mérőcsőre jellemző, gázfajtától függő érzékenységi tényező. Az IM-33 tipusu mérőcső esetén nitrogénre vonatkoztatva $k = 0{,}5\ \text{torr}^{-1}$. [3]

Annak érdekében, hogy az ionáram csak a gáz nyomásával legyen arányos, az emissziós áramot stabilizálni kell. A katódot - a mérőfejre specifikációként előirt - +40 V-ra egy osztón




1.ábra. Nyomástól függő kapcsoló áramkör blokkvázlata.




2.ábra. Nyomástól függő kapcsoló áramkör elvi rajza.

keresztül az emissziós áram emeli fel. Az emissziós áram stabilizátorának hibajelét ezen osztóról vesszük le. Az emissziós áram stabilizálása ugy történik, hogy a mérőfej fütőárama a hibajel nagyságától függően ugy áll be, hogy az emissziós áram állandó maradjon. A stabilizátor táplálása földfüggetlen tápegységekről történik. Az ionkollektorhoz kapcsolódó elektrométer a nyomástól függő ionáramot feszültséggé alakitja át és ha ez a feszültség a referencia értéknél nagyobb, átbillenti a komparátort.

A vákuummérő fütőszálának szakadásakor az elektrométer nagyvákuumot érzékel és a komparátor átbillen. Ezen hibás működés elkerülésére detektáljuk a katód feszültségét. A jelfogó meghuzó áramköre igy csak abban az esetben müködteti a jelfogót, ha az izzószál nem szakadt és a vákuum az előre meghatározott értéket elérte.

A 2.ábra alapján az emissziós áram stabilizálását az IC-4 végzi azáltal, hogy a fütőszál fütőáramát szabályozza a $T_2$ és $T_3$ tranzisztor vezérlésével. Az IM-33 mérőfejre előirt emissziós áram értéke 20 µA, ezt az értéket a $P_2$ potenciométerrel lehet beállitani. Az IM-33 mérőfej fütőszálának tulfütését a $T_1$ tranzisztor védi. Ezenkivül biztositani kell azt, hogy a mérőfej katódjának fütése csak a mérőfejre engedélyezett nyomás alatt ($\sim$ 1 torr) kezdődjön. Ez pl. megoldható az [1] irodalomban részletesen leirt Pirani tipusu vákuummérő és kapcsoló áramkör által vezérelt $J_1$ jelfogó záróérintkezője segitségével, amely a mérőfej fütőáramkörét zárja az adott nyomás elérésekor. Az emissziós áramstabilizátor földfüggetlen ±15 V-os tápegysége egyszerü Zener diódás feszültségstabilizáló kapcsolás. Ugyancsak Zener diódás feszültségstabilizálást alkalmazunk az elektronkollektor +190 V-os tápegységéhez.

Az ionkollektorhoz csatlakozó elektrométer az IC-3 integrált áramkörből és a $T_4$, $T_5$, $T_6$ és $T_7$ tranzisztorokból áll. Ezek a kapcsolási elemek egy FET bemenetü müveleti erősitőt alkotnak. Az elektrométer lényegében ezzel a müveleti erősitővel megvalósitott áram-feszültség konverter, amelynek konverziós tényezőjét az $R_{16}$ ellenállás határozza meg. Igy az a nyomástartomány, ahol az áramkör kapcsolások létrehozására alkalmas, ezzel az ellenállással változtatható. Esetünkben az áramkör $10^{-3}$ és $10^{-6}$ Hgmm közötti nyomástartományban használható kapcsolások létrehozására. $T_4$, $T_5$ és $R_{19}$ a bemenőfokozat tulfeszültségvédelmét biztositja.

Amikor a nyomás egy előre meghatározott szint alá csökken, az IC-1 komparátor kimeneténél pozitiv feszültségugrás jelenik meg. A komparátor billenési szintjét a $P_1$, $R_1$ és $R_2$ határozza meg. A 2.ábra szerinti beállitásnál a billenési szint $10^{-5}$ Hgmm. A vákuummérő fütőszálán átfolyó áramot, azaz a fütőszál épségét a következőképpen lehet érzékelni. Ha a fütőszálon áram folyik, a fütőszál +40 V feszültségre kerül, melyet az $R_3$ és $R_9$ osztóval +5 V-ra leosztunk, és az a jel jelenik meg az IC-2 egyszeres erősitő kimenetén. Abban az esetben, ha a nyomás az előre meghatározott értéknél kisebb és a fütőszál ép, a $D_5$ - $D_6$ diódás

ÉS kapu kimenete logikai 1 állapotba kerül, a $T_8$ tranzisztor kinyit és a $J_2$ jelfogó meghuzásával a szükséges kapcsolások létrehozhatók. Ha a nyomás az előre meghatározott értéknél nagyobb, vagy a vákuummérő fej izzószála kiégett, a diódás ÉS kapu kimenete logikai 0 állapotba kerül. Emiatt a $T_8$ lezár, $J_2$ jelfogó elenged és a létrehozott kapcsolások megszünnek.

## IRODALOM


[1] Horkay Gy., Langer G., Valek A.: ATOMKI Közl., 17 (1975) 281.

[2] S.Dushman, A vákuumtechnika tudományos alapjai Akadémiai Kiadó, Budapest, 1959.

[3] Egyesült Izzó MÜ-152 Ionizációs nyomásmérő müszer $1\text{-}10^{-6}$ torr közötti nyomások mérésére. Gépkönyv.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 543-551

# TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK ÉS ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK ATOMKI-1975

1. BACSÓ J.

Röntgenfluoreszcencia spektrometria.

Hazánk felszabadulásának 30. évfordulója tiszteletére szervezett jubileumi rendezvény. "Modern kutatási módszerek alkalmazásának lehetőségei az orvostudományban" c. konferenciasorozat.

Debreceni Orvostudományi Egyetem, Debrecen,1975.márc.13.

2. BACSÓ J.

Рентгенемиссионные исследования в АТОМКИ.

Семинар, Ленинградский Институт Ядерной Физики, Г.Гатчина. Ленинград, 10 дек. 1975 г.

3. BÁLDI T.
BÁLDI-BEKE M.
HORVÁTH M.
NAGYMAROSI A.
BALOGH K.
SÓS E.

On the radiometric age and the biostratigraphic position of the Kiscell clay in Hungary.

VI$^{th}$ Congress of Regional Committee on Mediterranean Neogene Stratigraphy, Bratislava, Sept.4-7, 1975.

4. BACSÓ J.

Energiadiszperziv röntgenemissziós analitika fémfizikai alkalmazásai.

"Fémek nyomelemzése" kerekasztal megbeszélés. Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezésében. Kossuth Lajos Tudományegyetem Alkalmazott Fizikai Tanszék, Debrecen,1975.jun.18.

5. BERÉNYI D.

A ciklotronok uj szerepben.

Szimpózium "A ciklotronok interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában, biológia-orvosi tudományokban és a gyakorlatban".

Debrecen,1975.aug.25.

6. BERÉNYI D.

Az elektronspektroszkópia eredményei és lehetőségei a felületvizsgálatban és a biológiai kutatásokban.

Biológiai Központ Biofizikai Intézete, Szeminárium, Szeged,1975.márc.12.

7. BERÉNYI D.

Az elektronspektroszkópia a felület-vizsgálatban és összehasonlitása más módszerekkel.

Kémikusok és szilárdtest-fizikusok részére rendezett "Felületvizsgálati előadássorozat" keretében, megnyitó előadás.

Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete, Budapest, 1975.április 14.

8. BERÉNYI D.

Elektron-spektroszkópia a fémek nyomanalitikájában.

"Fémek nyomelemzése" kerekasztal megbeszélés. Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezésében. Kossuth Lajos Tudományegyetem Alkalmazott Fizikai Tanszék, Debrecen,1975.jun.18.

9. BERÉNYI D.

ESCA a fémfizikában.

Fémfizikai Iskola, Visegrád, 1975. szept.26.

10. BERÉNYI D.

Az ESCA alkalmazása a szerves vegyületek szerkezet kutatásában.

Kossuth Lajos Tudományegyetem, Szerves Kémiai Intézete, Debrecen, 1975.máj.8.

11. BERÉNYI D.

Information on the research topics in ATOMKI, Debrecen.

Institute of Physics, University of Stockholm, Dec.18,1975.

12. BERÉNYI D.

Results of the study of internal bremsstrahlung at ATOMKI.

Institute of Physics, University of Uppsala, Dec.17,1975.

13. BERÉNYI D.

Ujabb fizikai módszerek a szerkezet-kutatásban.

Fizikus Vándorgyülés, Debrecen,1975. aug.22.

14. BERÉNYI D;
HOCK G.
MÉNES A.
SZÉKELY G.
UJHELYI CS.
ZON,B.A.

Search for virtual electron capture in the decay of $^{59}$Ni.

International Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Sept.1-6, 1975.

(Abstracts of Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Sept.1-6. 1975. Budapest,1975, Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete p.6.)

15. BORNEMISZA-PAUSPERTL P.
KOVÁCS P.
URAY I.

Multielement activation analysis with fast neutrons.

Symposium on fast neutron interactions and on the problems of high current neutron generators. Debrecen,Aug. 27-30,1975.

16. CSONGOR É.

$^{85}$Kr activity in the environment.

International Conference on Low Radioactivity Measurements and Applications, Tatranska Lomnica, Oct.6-10,1975.

17. DANG,H.U.
FÉNYES T.
GULYÁS J.
KISS Á.
KOLTAY E.
MÁTÉ Z.

Investigation of the $^{45}$Sc/p,p'γ/$^{45}$Sc reaction and $^{45}$Ti → $^{45}$Sc decay.

International Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Sept.1-6,1975.

(Abstracts of Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Sept.1-6,1975. Budapest, 1975. Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete.p.15.)

18. DANG,H.U.
FÉNYES T.
GULYÁS J.
KISS Á.
KOLTAY E.
MÁTÉ Z.

Схема уровней $^{45}$Sc

XIV. Совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, 15-19.Июля.1975.г.

19. FÉNYES T.

Beszámoló a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézet Alacsony Energiáju Fizikai Tudományos Tanács 1974.novemberi ülésszakáról.

Magyar Tudományos Akadémia Magfizikai Albizottság ülése, Budapest,1975. márc.25.

20. FÉNYES T.

Beszámoló a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézet Alacsony Energiáju Fizikai Tudományos Tanács 1975.novemberi ülésszakáról.

Magyar Tudományos Akadémia Magfizikai Albizottság ülése, Debrecen,1975.december 2.

104. FÉNYES T.

A ciklotronok jelentősége a magspektroszkópiai kutatásokban.

Szimpózium "A ciklotronok interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában, biológia-orvosi tudományokban és a gyakorlatban", Debrecen, 1975.aug.25-27.

22. FÉNYES T.

Korszerü ciklotronok.

Szimpózium "A ciklotronok interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában, biológia-orvosi tudományokban és a gyakorlatban". Debrecen,1975.aug.25-27.

23. FÉNYES T.

A szuperpuha atommagok szerkezete.

Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete, szeminárium, Budapest,1975.márc.5.

24. HASSIB.G.M.
MEDVECZKY L.

On the origin of the holes observed in CN Film LR-115 and its benefit for neutron induced radiography.

8th Symposium on Autoradiography Visegrád, May 5-9,1975.

25. GAUDETTE,H.E.
FAIRBAIRN,H.W.
KOVÁCH A.
MUSSEY,A.M.

Preliminary whole-rock age determinations of granitic rocks in southwestern Maine.

The Geological Society of America Northeastern Section, 10th Annual Meeting, Syracusa, March 6-8,1975.

(The Geological Society of America Absrtracts with programm Vol.7.Nr.1. pp.62-63.)

26. KISS Á.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.

The Ep=2567 MeV resonance in $^{9}Be/p,\alpha_2/^{6}Li$ studied through the Doppler broadening of $\gamma_2$ line.

International Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Sept.1-6, 1975.

27. KISS Á.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.

Определение угловых распределений α-частиц методом Допплеровского расширения γ-лучей.

XXV. Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград, 28-31. января, 1975. Abstract, Программа и тезисы докладов, p. 503.

28. KIS-VARGA M.

Energiadiszperziv röntgenspektrométerek alkalmazási lehetősége a vaskohászatban.

VIII. Kohászati Anyagvizsgáló Napok, Balatonszéplak, 1975. jun. 3-6.

29. KIS-VARGA M.
BACSÓ J.

Determination of Ni and Cu-content of steel and pig iron samples by Si/Li/ X-ray spectrometer.

II-ое Совещание стран-участниц Объединенный Институт Ядерных Исследовании по применению методов ядерном физики для решения прикладных задач, Дубна, 1-4 декабря 1975 г.

30. KOVÁCH Á.

Qutlines of the geology and tectonics of the Carpathians and of the Pannonian Basin.

Seminar, Massachusetts Institute of Technology.
Cambridge, USA, Apr. 9, 1975.

31. KOVÁCS P.
URAY I.

Trends in the /n,2n/ and /n,p/ cross-sections of Os isotopes.

Symposium on fast neutron interactions and on the problems of high current neutron generators. Debrecen, Aug. 27-30, 1975.

32. LOVAS R.

Attempt to describe /γ,γ/, /γ,$\bar{n}$/ and /n,n/ scattering with the same Lane potential.

International Summer School on Nuclear Spectroscopy, Breukelen, Hollandia, Aug. 11-23, 1975.

33. MAAS, J.
SOMORJAI E.

Investigation of the reaction $^{24}Mg/\alpha,\gamma/^{28}Si$.

International Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred, Sept. 1-6, 1975.

34. SCHLENK B.

Nehézion-nyalábok gyakorlati alkalmazásai /nukleáris szürők/.

Szimpózium "A ciklotronok interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában, biológia-orvosi tudományokban és a gyakorlatban". Debrecen,1975.aug.25-27.

35. SCHLENK B.
KOVÁCH Á.
SZÉKYNÉ-FUX V.

Nagyfrekvenciás, nagyfeszültségü fényképezés ásvány-kőzettani alkalmazásai.

A Magyarhoni Földtani Társulat Geokémiai és Ásványtani Szakosztályának előadóülése, Budapest,1975.jun.2.

36. SOMOGYI,G./GY./
MEDVECZKY L.
HUNYADI I.
NYAKÓ B.

Automatic spark counting of alpha-tracks in plastic foils.

8th Symposium on Autoradiography, Visegrád, May 5-9,1975.

37. SOMOGYI,G./GY./
SCHLENK B.
VALEK A.

Field radiography.

8th Symposium on Autoradiography, Visegrád, May 5-9,1975.

38. SOMORJAI E.

Scientific activity at the 5 MeV accelerator of ATOMKI.

Rossendorf - Krakkó - Rez Seminar, Liblice, /Czechoslovakia/, Apr.6-13,1975.

39. SZALAY S.

Accumulation of uranium and other micrometals in coal and organic shales and the role of humic acids in these geochemical enrichments.

Ain Sham's University, Faculty of Science, Cairo, Nov.27, 1975.

Atomic Energy Establishment, Cairo, Nov.28,1975.

Alexandria University, Faculty of Science, Physics Department, Alexandria, Dec.3,1975.

40. SZALAY S.

Milyen öreg a Föld?

"A természettudományi tantárgyak egybehangolása" c. konferencia, Sárospatak, 1975.jun.30.

41. SZALAY S.

A primordiális atmoszféra.

Eötvös Loránd Fizikai Társulat jubileumi Vándorgyülése. Debrecen,1975.aug.21.

42. SZÉKY-FUKSZ V.
BACSÓ J.
KOVÁCS P.

Применение рентгено-эмиссионного анализа при разведке гидротермального оруднения.

II-ое Совещание стран-участниц Объединенный Институт Ядерных Исследований по применению методов ядерной физики для решения прикладных задач, Дубна,1-4 декабря 1975 г.

43. TÖRÖK I.

Beszámoló az olaszországi /Ispra/ tanulmányutról.

Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete, Magfizikai Szeminárium. Budapest,1975.február 26.

44. URAY I.

Os izotópjai /n,2n/ és /n,p/ hatáskeresztmetszetének vizsgálata.

Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete,Magfizikai Főosztály. Budapest,1975.okt.8.

45. VARGA D.

ESCA-módszerrel kapcsolatos vizsgálatok az ATOMKI-ben.

Szocialista országok képviselőinek munkaértekezlete félvezetők elektronspektroszkópiai vizsgálatával kapcsolatban. Magyar Tudományos Akadémia Müszaki Fizikai Kutató Intézete, Budapest,1975.szept.1-2.

46. VATAI E.

A ciklotron felhasználása a nukleáris energetikával kapcsolatos egyes kérdések megoldásához.

Szimpózium "A ciklotronok interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában, biológia-orvosi tudományokban és a gyakorlatban". Debrecen,1975.aug.25-27.

47. VATAI E.

Results and plans of investigations of atomic - nuclear processes in ATOMKI Debrecen.

Krakkó - Rossendorf - Rez Seminar, Liblice, Csehszlovákia, Apr.7,1975.

48. VÉGH L.

Elemi részek fizikája.

Fizika-tanárok továbbképzése, Kossuth Lajos Tudományegyetem, Debrecen,1975. dec.28.

## ISMERETTERJESZTŐ ÉS EGYÉB ELŐADÁSOK

49. BACSÓ J.

Az ATOMKI szerepe a modern tudományokban.

Központi Müvelődési ház rendezésében. Debrecen,1975.dec.

50. BERÉNYI D.

Alkalmazott kontra alapkutatás.

Hozzászólás a XVI. Fizikus Vándorgyülés keretében rendezett kerekasztal megbeszélésen. Debrecen,1975.aug.21.

51. BERÉNYI D.

Beszélgetés napjaink fizikájáról.

Fizikus napok keretében, a Fizikus Klubban. Debrecen,1975.febr.7.

52. BERÉNYI D.

Megnyitó az interdiszciplináris ciklotron symposiumon.

Debrecen,1975.aug.25.

53. BERÉNYI D.

Opening address.

International Symposium on Nuclear Structure, Balatonfüred,1975.szept.1.

54. FÉNYES T.

Magfizikai kutatások a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézetben.

Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezésében, Hódmezővásárhely, Bethlen Gábor Gimnázium, 1975.febr.26.

55. KÁDÁR I.

Fizikus szemmel Japánban.

Kossuth Lajos Tudományegyetem, Fizikus Klub, Debrecen,1975.okt.14.

56. KOLTAY E.

Atomfizika a laboratóriumban és az iskolában.

A Besze Nagy János Gimnázium Fizikus körében, Gyöngyös, 1975.október 23.

57. KOLTAY E.

Uj óriások az elektrosztatikus gyorsitók világában.

Kossuth Lajos Tudományegyetem Fizikus Klubja. Debrecen,1975.március 4.

58. SZALAY S.

Tőzeges talajokon termett növények jellegzetes mikroelem éhezési jelenségei.

Hajdu-Bihar megyei mezőgazdasági vezető szakemberek számára. Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete. Debrecen,1975.április 25.

59. SZALAY S. Tőzeges talajokon termett növények jellegzetes mikroelem éhezési jelenségei.

Szabolcs-Szatmár megyei mezőgazdasági vezető szakemberek számára. Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete. Debrecen, 1975. márc. 26.

## ISMERETTERJESZTŐ ÉS EGYÉB KÖZLEMÉNYEK

60. BERÉNYI D. Hozzászólás a "Fizika és Társadalom" kérdéséhez az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1974.évi közgyülésén.

Fizikai Szemle, 25, 135-136 (1975).

61. BERÉNYI D. A magfizika szerepe más tudományterületek fejlődése és a gyakorlati igények szempontjából.

Magyar Tudomány, 20, 461-470 (1975).

62. BERÉNYI D. Sokat költ-e a modern társadalom a tudományos kutatásra?

Fizikai Szemle, 25, 316-321 (1975).

146. BERÉNYI D. "Hans-Wolf Thümmel: Durchgang von Elektronen und Beta - Strahlung durch Materie-Schichten.

Berlin, 1974, Akademie Verl." /Könyvismertetés/.

Acta Physica Hung., 38, 86 (1975).

64. FÉNYES T. Uj izotópok nyomában I.

Élet és Tudomány, 30, 584-588 (1975).

65. FÉNYES T. Uj izotópok nyomában II.

Élet és Tudomány, 30, 637-640 (1975).

66. NAGY M. A fizikaoktatás kérdései a Bolgár Fizikai Társulat VI. nemzetközi konferenciája tükrében.

Fizikai Szemle, 25, 118 (1975).

67. SÁMSONI Z. A tőzeges talajok termékenysége.

Magyar Mezőgazdaság, 30, 12 (1975).

68. VERTSE T. Kerekasztal megbeszélés magfizikai számitógép programokról.

Fizikai Szemle, 25, 198 (1975).

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Berényi Dénes az Intézet igazgatója

Példányszám: 500
1976/3

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

# АТОМКИ

## СООБЩЕНИЯ

ТОМ 18 №3

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ стр.

Дь.Бибок, Старт-стоп время-амплитудный конвертор, работающий в широком диапазоне 491

Й.Гал, Дифференциальная схема совпадений, построенная на интегральных схемах 501

Б.Шулик, Источник питания с широком диапазоном мощности, работающий в переключательном режиме 507

Л.Шаркади, И.Тёрёк, Электронная логическая система управления пневмопочтой, построенная на пересчетных блоках, изготовленных в АТОМКИ для целей ядерной радиоэлектроники 519

Л.Кёвэр, Д.Варга, Дь.Морик, Источник мягкого рентгеновского излучения цилиндрического типа для ЭСХА-измерений 533

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

Й.Гал, Дь.Хоркаи, А.Валек, Схема переключателя, зависящего от давления, с применением измерительной головки типа ИМ-33 539

НАУЧНЫЕ ДОКЛАДЫ И НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ СООБЩЕНИЯ АТОМКИ-1975 543

# ATOMKI BULLETIN

Volume 18 Number 3

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS Page

Gy.Bibok, A start-stop time-amplitude converter of wide dinamic range 491

J.Gál, Differential coincidence circuit designed with integrated circuits 501

B.Sulik, Switching-type current stabilizer with wide dinamic range 507

L.Sarkadi, I.Török, Electronic control system, based on the scaler units of the ATOMKI nuclear electronic instruments series, for a pneumatic rabbit-system 519

L.Kövér, D.Varga, Gy.Mórik, A cylindrical soft X-ray source for ESCA studies 533

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

J.Gál, Gy.Horkay, A.Valek, Pressure dependent switching circuit with IM-33 vacuum gauge 539

SCIENTIFIC LECTURES AND POPULAR PUBLICATIONS ATOMKI-1975 543

310 565

# ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 4. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1976.

539 HU ISSN 0004-7155

# ATOMKI

# KÖZLEMÉNYEK

18. kötet 4. szám TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Bacsó J., Kalinka G., Energiadiszperziv röntgenspektrométer fejlesztése és REA-i vizsgálatok az ATOMKI-ben 553

Bacsó J., Kalinka G., Cigarettadohány és égéstermékeinek vizsgálata röntgenemissziós analizissel 565

Kis-Varga M., Bacsó J., Energiadiszperziv röntgenspektrométer alkalmazása a szinesfémkohászatban sárgaréz ötvözetek gyors elemi analizisére 577

Berecz I., Bohátka S., Langer G., Gyorsan változó koncentrációju gázelegy-komponensek szimultán analizise kvadrupól tömegspektrométerrel 585

Sarkadi L., Az időtől függő bomlás általános leirása magreakciókban 593

Gál J., Bibok Gy., Uj megoldásu zajdiszkriminációs időzitő eljárás 599

Medveczky L., A személyi neutrondozimetria az ATOMKI-ben 1964-1975 605

Sarkadi L., Török I., A radioaktiv atommagok felezési idő szisztematikája 609

MÜHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Vad K., Novák D., Tárkányi F., Füle K., Kistérerősségü, korrigált szupravezető mágnes, szupravezető rövidzárral 617

Berecz I., Bohátka S., Horkay Gy., Langer G., Nagyvákuum rendszer automatikus müködtetése 621

Hertelendi E., MI-1305 tipusu tömegspektrométer ionforrásának és detektáló rendszerének átépitése 627

Vad K., Novák D., Folyékony hélium szintjelzők 635

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 553-563.

# ENERGIADISZPERZIV RÖNTGENSPEKTROMÉTER FEJLESZTÉSE ÉS RÖNTGENEMISSZIÓS ANALITIKAI VIZSGÁLATOK AZ ATOMKI-BEN

A III. Magyar Magfizikus Találkozón
(Kecskemét, 1976.augusztus 23-27.)
elhangzott előadás anyaga

BACSÓ JÓZSEF, KALINKA GÁBOR

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Energiadiszperziv röntgenspektrométer fejlesztése az ATOMKI-ben. A berendezés fontosabb alkalmazási területei: érckutatás, metallurgia, környezetvédelem és orvosbiológiai mérések. Az alkalmazási területek illusztrálása egy-egy mérés eredményével történik.

DEVELOPMENT OF AN ENERGY DISPERSIVE X-RAY SPECTROMETER AND XRF MEASUREMENTS IN ATOMKI.
The development of an energy dispersive X-Ray spectrometer in ATOMKI. The main fields of application are: ore prospecting metallurgy, environmental protection and biomedical measurements. The applications are illustrated with one typical result per area.

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ЭНЕРГО-ДИСПЕРСИВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА И РЕА-ИССЛЕДОВАНИЯ В АТОМКИ.
Совершенствование энерго-дисперсивного рентгеновского спектрометра в АТОМКИ. Важнейшие области применения прибора: разведка рудных месторождений, металлургия, охрана окружения, медицинско-биологические измерения. Иллюстрация важнейших областей применения производится через результаты измерений.

## I. Bevezetés

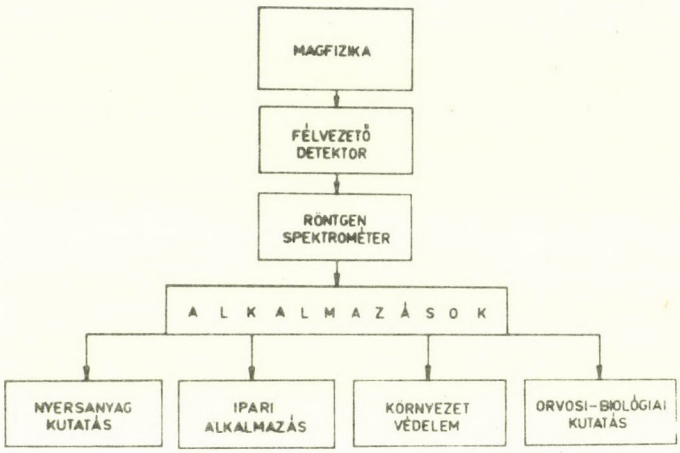
A természet egyre alaposabb megismerése és erőinek az ember szolgálatába állitása a magfizikai kutatások területén a nagyobb hatásfoku és jobb energia felbontóképességü detektorok és jelfeldolgozó rendszerek kifejlesztése felé irányitotta a kutatók figyelmét.

Ez a világméretü folyamat az egyes kutatóintézetek laboratóriumaiban, egyetemi kutatócsoportok tevékenységében és ipari üzemek laboratóriumaiban folytatott kutatómunka apró mozaikjaiból



MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

áll össze. Célunk annak megmutatása, hogy az ATOMKI röntgenemissziós analitikai ( REA ) csoportjában a - kezdetben csak magfizikai mérésekhez igényelt - félvezető detektorok készitése, és az ezekkel épitett energiadiszperziv röntgenspektrométerek milyen gyakorlati problémák megoldásához vezettek. Ezt sematikusan az első ábra szemlélteti (1.ábra).




1.ábra. Az energiadiszperziv röntgenspektrométer létrehozásának folyamata és alkalmazási területei.

Fig.1. The development of the energy dispersive X-Ray spectrometer and the fields of its application.

Рис.1. Процесс создания энерго-дисперсивного рентгеновского спектрометра и области его применения.

A kezdetben igényelt felületi záróréteges detektorok [1] után a lényegesen vastagabb kiüritett réteget biztositó Li-driftelt szilicium detektorok készitése következett. Ezekhez szükséges p-tipusu Si-egykristályt Magyarországon a Villamosipari Kutató Intézetből jó minőségben lehet beszerezni, mi kizárólag ebből az anyagból dolgozunk.

A Si/Li/ detektor-készités technológiájának kidolgozásánál főképpen Goulding F. S. [2], G.Dearnaley és munkatársai [3], valamint Bacsóné és munkatársai [4] munkái szolgáltak alapul. Az alkalmazott detektor készitési módszerrel eddig 1÷5 mm vastagságu és 30÷314 mm érzékeny felületü detektorok készültek a felmerült intézeti igényeknek megfelelően. Ilyen méretü detektorok elsősorban röntgen- és lágy gammasugarak, illetve bétasugarak detektálására és energiájuk mérésére szolgálnak.

Az első Si/Li/ detektorok elkészitése után azonnal felmerült energiafelbontóképességük mérésének szükségessége [5]. A spektrométer jelfeldolgozó elektronikus egységeit az intézet elektronikus osztálya késziti. Ezek közül a feloldást leginkább befolyásoló előerősitő nem egyszer közös kutatás tárgyát képe-

zi [6]. A legutóbbi időben elkészült spektrométerek energiafelbontóképessége 235÷290 eV között változik, a Mn $K_\alpha$-vonalára vonatkoztatva, 1000 imp/sec számlálási sebességnél. Jelentős javulást a jelenlegi detektor + ellenállásvisszacsatolt előerősitő rendszer feloldásában nem lehet várni. Legjobb rendszereink a világszinvonalat képviselő cégek hasonló kategóriáju rendszereivel azonos paraméterüek [7]. A feloldás további javitása főleg korszerübb előerősitők (optoelektronikus, dinamikus töltésvisszaállitás) alkalmazásától várható. Berendezéseinkkel sikeresen végezhetők kvalitativ és kvantitativ röntgenemissziós analitikai (REA) vizsgálatok, amit az 1.ábrán jelölt négy fő alkalmazási terület egy-egy példájával fogunk demonstrálni.

## II. REA és alkalmazásai

A REA mint analitikai módszer érdemi és teljes ismertetésére itt nem vállalkozhatunk. Azonban belső tulajdonságait legalább pontokba foglalva szükséges ismertetni, hiszen különböző területeken végzett vizsgálataink célja éppen az, hogy megmutassuk a különböző szakterületek hazai specialistáinak a REA széles körü alkalmazhatóságát.

A REA legjellemzőbb metodikai sajátságai:

1./ roncsolásmentes (kvalitativ és kvantitativ analizis végezhető a minta megsértése nélkül),

2./ a minta előkészitése egyszerü, vagy egyáltalán nem szükséges,

3./ gyors (mérési idő néhány másodperctől néhány percig),

4./ sokkomponensü vizsgálati módszer (a mintában lévő minden elemről egyidejüleg ad információt),

5./ széles dinamikus tartomány: $10^{-4}$ %-100 %-os koncentráció tartományban használható; (fő és nyomelemek egyidejü vizsgálata),

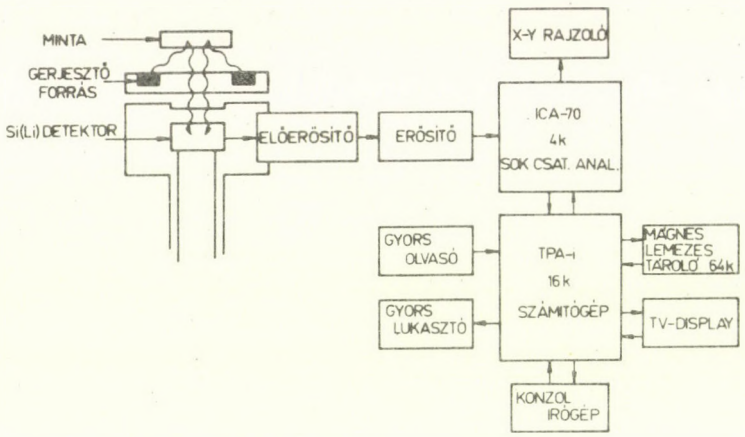
6./ Az elemek vizsgálhatóságát nem befolyásolják a minta kémiai sajátsága és halmazállapota, (alkáli, halogén, nemesgáz egyidejüleg vizsgálható),

7./ Z >10 rendszámu elemek rutinszerüen vizsgálhatók.

Hátránya a módszernek, hogy a Z<10 rendszámu elemek az alacsony karakterisztikus röntgensugár-energia ($E_k$<851 eV) miatt (levegő és Be-ablak és detektor Au-kontaktus teljesen abszorbeálja) egyáltalán nem vizsgálhatók.

Meg kell emliteni, hogy az összetételre kapott információt a minta elemeinek karakterisztikus sugárzása szolgáltatja. Ezért a kapott összetétel arra a felületi rétegre vonatkozik, amelyből a karakterisztikus sugarak képesek kilépni (0,01-3,0 mm).

Vizsgálatainkat rádióizotópos gerjesztéssel a 2.ábrán látható geometriai elrendezésben és adatfeldolgozó rendszeren végezzük.




2.ábra. A mérőberendezés vázlata.

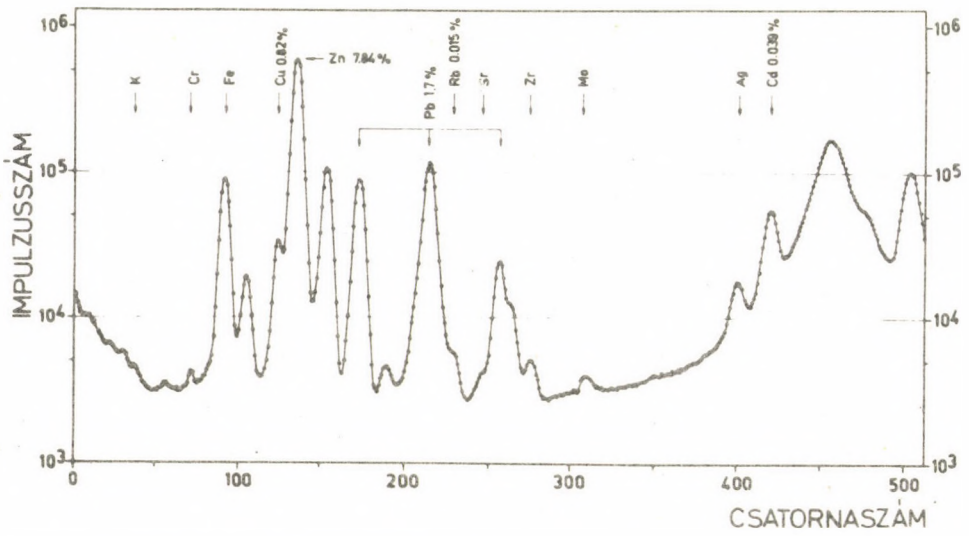
Fig.2. Scheme of the measuring apparatus.

Рис.2. Схема измерения.

## Néhány példa az alkalmazásokra

*a./ Érckutatás*

A fenti felsorolás alapján érthető a REA egyre szélesebb körü alkalmazása az érckutatásban szerte a világon. Ilyen irányu tevékenységeinket [8], [9], [10], [11], egy 1240 méter mélységü szerkezetkutató furás anyagán végzett vizsgálatunk eredményén mutatjuk be [9]. A furási mélység függvényében vizsgáltuk a Cu, Zn, Pb, Ag, Cd, Cs és Rb koncentrációját a furómag kőzetanyagában. A kőzetek inhomogenitása miatt adódó szórás elkerülése végett a mintákat poritás utján homogenizáltuk. A 3.ábrán egy jellemző kőzetminta spektruma látható (logaritmikus léptékben a röntgen-hozamok). Az egyes elemekhez irt számok az illető

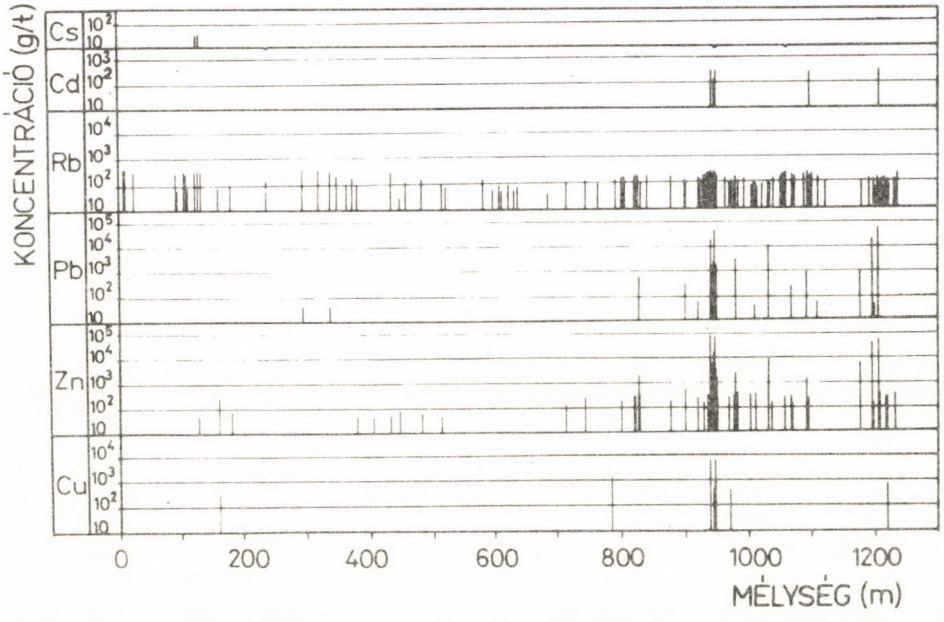



3.ábra. Kőzetspektrum.

Fig.3. Spectrum of a rock sample.

Рис.3. Спектр образца горной породы.

elem koncentrációját jelölik százalékban. A megvizsgált 120 mintában talált koncentráció értékek g/t egységben az egyes elemekre a mélység függvényében a 4.ábrán láthatók. A Cu, Zn és Pb koncentrációk értékeinek változása a 800 és 1200 m közötti mélységben több ércesedési folyamatról tanuskodik. Fő és nyomelemek hasonló ábrázolása értékes felvilágositást ad geológusoknak az elemkiválások és elemtársulások törvényszerüségeiről.




4.ábra. Különböző elemek koncentrációja a furási mélység függvényében.

Fig.4. Concentrations of some elements as a function of drilling depth.

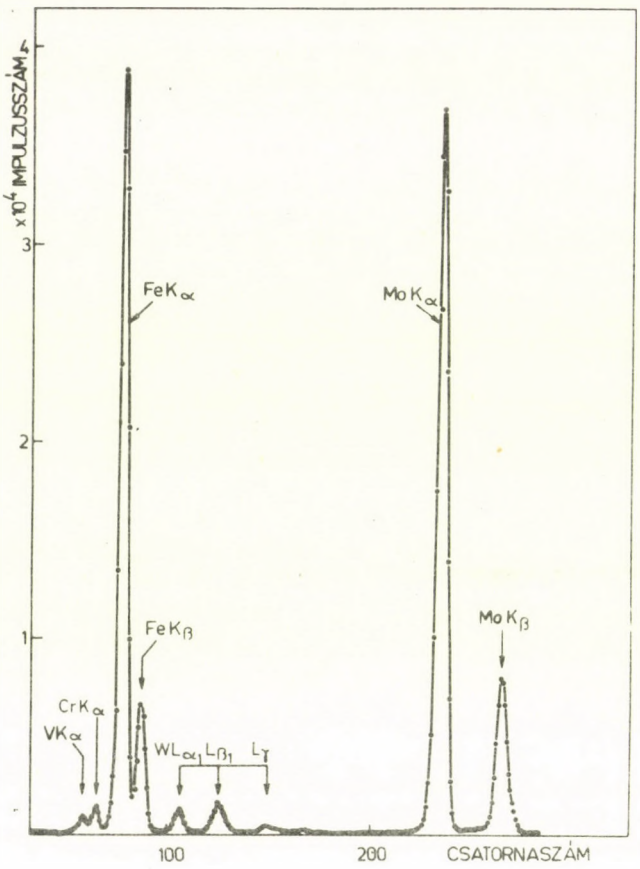
Рис.4. Концентрация различных элементов в зависимости от глубины бурения.

### *b./ Metallurgiai vizsgálatok*

Vizsgálatok történtek a módszer kohászatban történő alkalmazhatóságáról [12], valamint különböző vas- és acélminták összetételének meghatározására. Ezek illusztrálására bemutatjuk az 5.ábrán egy acélminta spektrumát. Jelenleg folyamatban van egy gyors, kohászati szinesfém meghatározó berendezés épitése, ezt ismerteti részletesebben [13].

### *c./ Környezetvédelmi mérések*

A világszerte erősen fejlődő nagyipar, a mezőgazdaság nagyarányu kemizálása, az állandóan növekvő gépjárműforgalom következtében az ember környezetének természetes makro- és mikroelem-összetétele erősen megváltozik. Ha ez a változás olyan irányu, hogy a bioszféra bármely élőlényét hátrányosan érinti, netán




5.ábra. Magasan ötvözött acél spektruma.

Fig.5. Spectrum of a highly alloyed steel sample.

Рис.5. Спектр высоко легированной стали.

pusztulással fenyegeti, környezetszennyezésről beszélünk. Ez a folyamat az utóbbi időben olyan méreteket öltött, hogy szükségessé vált a környezet állandó figyelése, amely kiterjed a vizek, levegő és talaj vizsgálatára.

A gépjárművek üzemanyagának javitására Magyarországon csak 1974-ben ∿1200 tonna ólmot használtak fel és ebből a gépjárművek ∿750 tonnát a kipufogó gázzal széjjel szórtak. Ez a nagy mennyiségü ólom főleg a városok levegőjét és a főközlekedési utvonalak környékét szennyezte. Ez a folyamat jelenleg még fokozódik. Méréseket végeztünk, mérsékelt forgalmu ( ∿10000 gépkocsi egység/nap) utak mentén nőtt különböző fajtáju növényeken, azok ólom és brómtartalmának meghatározására [14]. A mérést kettős céllal végeztük: egyrészt megállapitani, hogy az utszélén termett növények mutatnak-e emelkedést az ólom és bróm tartalmukban és ha igen az a felületen rakódik-e le, amit le lehet mosni (eső lemoshat), másrészt alkalmas indikátor növényt kerestünk a levegő ólomszennyezettségének vizsgálatára. Egyik méréssorozat eredménye látható a 1.táblázatban. Ezek az értékek nagyságrenddel meghaladják az állati táplálásra alkalmasnak elfogadott takarmányok ólomtartalmát.

1. táblázat

| | Erdei tisztás müúttól ~ 5 km-re | | Debrecen * Tanácsköztársaság utja | | Budapest ** Soroksári út | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Pb [a] | Br [a] | Pb | Br | Pb | Br |
| Pázsitfü (lolium perenne ) | <5 | 7±1 | 29±2 | 23±2 | 75±3 | 352±5 |
| Fehérhere (trifolium repens) | - | - | 14±1 | 13±1 | - | - |
| Gyermeklánc fü (taraxacum officinale) | - | - | 23±2 | 62±3 | - | - |
| Tölgyfa levél (quercus cerris) | <5 | <3 | 184±4 | 20±2 | - | - |
| Platánlevél (platanus) | - | - | 56±3 | 34±3 | - | - |

* Forgalom: 8-10 ezer gépkocsi/nap (forgalomszámlási adat).

** Erősen tulterhelt ut ∿30-50 ezer gépkocsi/nap (becslés).

a A számok a légszáraz növény Pb, ill. Br koncentrációját jelentik ppm egységben.

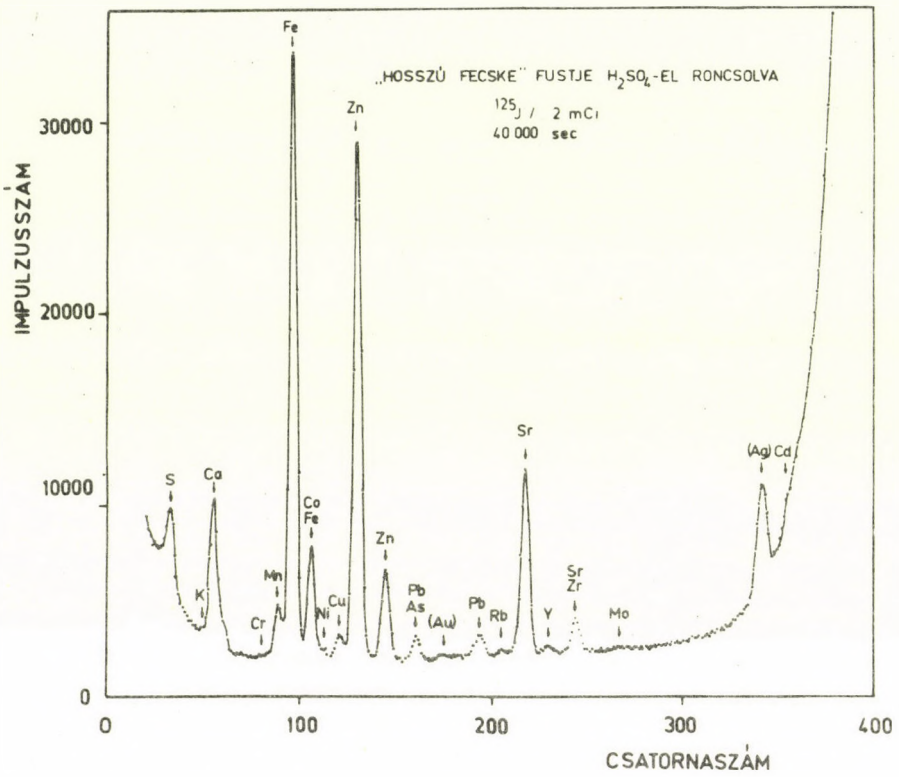
1.táblázat. A gépjárműforgalom hatása különböző növények Pb és Br tartalmára.

Table 1. The effect of motor-vehicle traffic on the Pb and Br content of different plants.

Таблица 1. Эффект автомобильного движения на Pb и Br содержание разных растений.

Egy másik ebbe a témakörbe is besorolható vizsgálat történt a cigarettán és égéstermékein [15]. Vizsgáltuk a cigaretta dohánya, papirja, a hamu és füstszürővel, illetve füstszürő nélkül elszivott cigaretta füstjének összetételét. A füstök elemi összetételének vizsgálatára uj módszert dolgoztunk ki. Az egyes komponensekben vizsgált elemek száma 28, az átfogott koncentráció

tartomány 400000-0,05 ppm (7 nagyságrend) volt. A módszer alkalmas a dohányipari alapanyag és termékek elemi összetételének meghatározására, valamint a füstszürők hatásfokának vizsgálatára. A 6.ábrán egy jellemző füst spektrumot mutatunk be.




6.ábra. Savas roncsolással koncentrált dohányfüst spektruma.

Fig.6. Spectrum of tobacco smoke digested with sulfuric acid.

Рис.6. Спектр табачного дыма, концентрированного сернокислым разрушением.

*d./ Orvosbiológiai mérések*

A növények Pb- tartalmának meghatározása után kezdtünk foglalkozni az emberi haj ólomtartalmának vizsgálatával. Megállapitást nyert, hogy a városi ember hajának Pb- tartalma magasabb a falusi ember hajának ólomtartalmánál, (5 ÷ 10-szerese).

A módszer lehetővé teszi, sokcsatornás jellegénél fogva, az összes mérhető koncentrációban előforduló nyomelem egyidejü vizsgálatát. Ez a lehetőség kinálja az összefüggés keresését a hajban előfroduló makró- és mikroelemek, esetleg ezek időbeli változása, valamint egyes betegségek között. Ilyen összefüggések megállapitásához mindenekelőtt ismerni kell az egészséges emberek hajának összetételét. Biológiai mintáról lévén szó, természetes egy bizonyos szórás. Összefüggés felismerése csak akkor reményteljes, ha a természetes szórás mértékét meghaladó

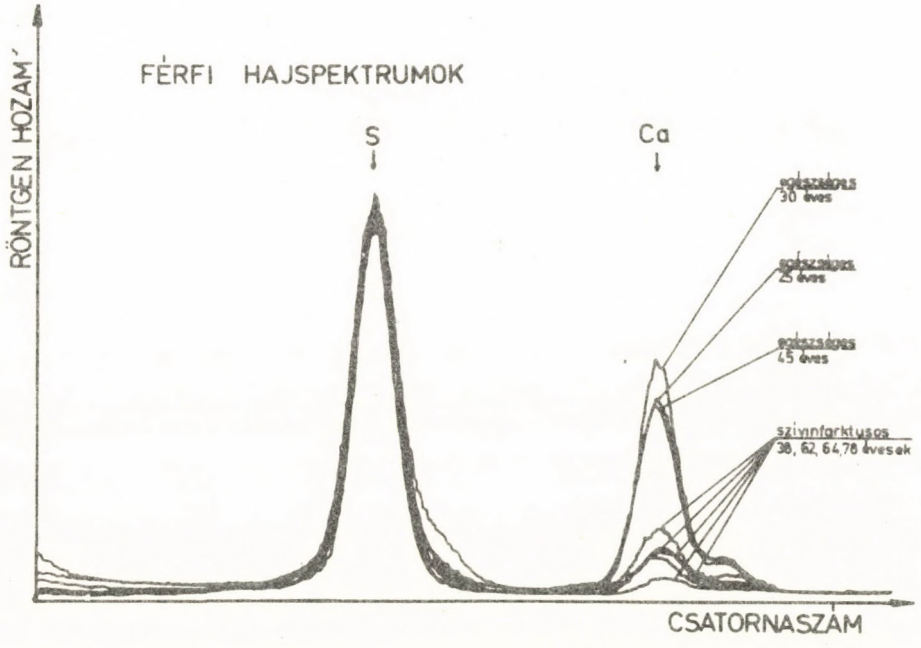
eltérések léteznek és ezek kimutathatók.

Az emlitett összefüggések keresése céljából kezdtük gyüjteni több tucatnyi ember haját. Az önkéntes hajadók között a csecsemő kortól az aggkorig minden korosztály és mindkét nem képviselve van. A hajösszetétel és különböző betegségek közötti összefüggések keresése a DOTE III.Belklinikájával együttmüködésben történik, ahonnan a beteg egyének haját kapjuk.

A mérések több szempontból értékelhetők. Többek között a következő kérdésekre szeretnénk választ kapni:

a) Közös háztartásban élő, felnőtt féri és nő közül a nő hajában miért több az ólom?

b) Miért vannak tanulási problémái azoknak a gyerekeknek, akiknek a hajában a Zn koncentrációja jóval az átlag 200 ppm alatt van? Befolyásolhatók-e ezek?

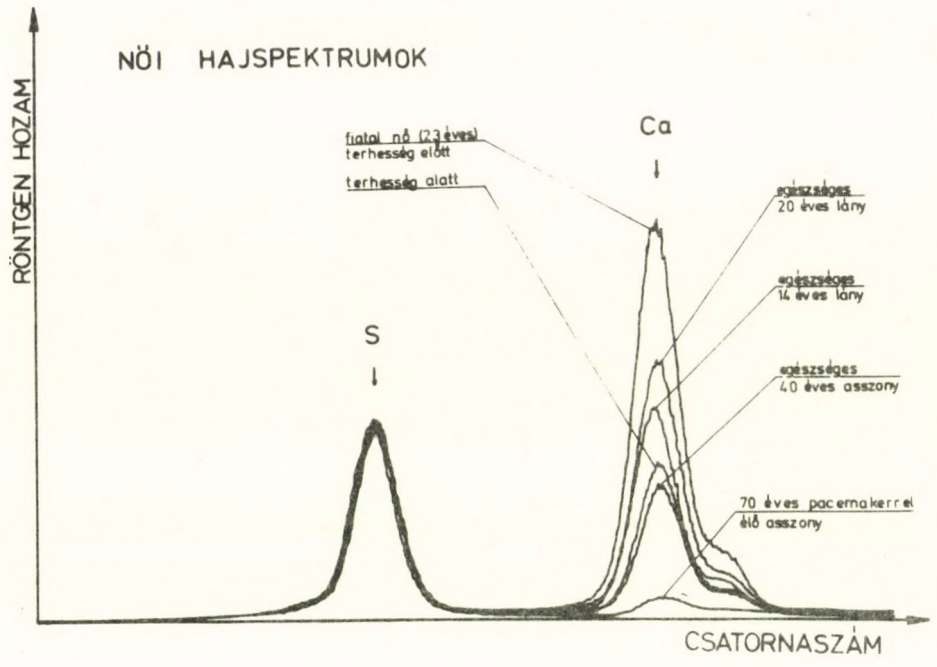



7.ábra. Férfi hajak röntgenfluoreszcencia spektruma.

Fig.7. X-ray fluorescent spectra of male patients' hair.

Рис.7. Рентгено-флюоресцентный спектр различных мужских волос.

Az eddig végzett előzetes mérésekből ugy tünik, hogy a szivinfarktus nem a korábban vélt mikroelem-változással, hanem a haj, illetve a szervezet S/Ca arányának növekedésével mutat összefüggést. A S/Ca arány egészséges férfiaknál jóval nagyobb, mint az egészséges nőknél és legnagyobb szivinfarktusban,vagy egyes más betegségben szenvedő egyéneknél.




8.ábra. Női hajak röntgenfluoreszcencia spektruma.

Fig.8. X-ray fluorescent spectra of female patients' hair.

Рис.8. Рентгено-флюоресцентный спектр различных женских волос.

A 7. és 8.ábrán férfi és női hajak spektruma látható. A jobb összehasonlithatóság kedvéért a S röntgenhozamára van normálva minden spektrum.

*Szakmai lektor: Szalay Sándor*

## Irodalom

[1] Bacsó J., ATOMKI Közl., 12 (1970) 5.

[2] Goulding F.S., Nucl.Instr.Meth., 43 (1966) 1.

[3] G.Dearnaley and J.C.Lewis, Nucl.Instr.Meth., 25 (1964) 237.

[4] Bacsóné, Kusniruk V.F., Szubbotin V.G. Ter-Akopján Z.A., Haritonov Ju.P. és Zo-Zen-Szam. Preprint OIJAI, P-13-3718 (1968) 3.

[5] Bacsó J., Lakatos T., ATOMKI Közl., 13 (1971) 107.

[6] J.Bacsó, T.Lakatos, P.T.E. No5. (1975) 219.

[7] KEVEX-RAY Specifications Bulletin, June 1, (1976) .

[8] Bacsó J., Kis Varga M., Kalinka G., Talaj-, talajviz és növényminták makro- és mikroelemeinek meghatározása REA-i módszerrel. Kutatási jelentés, 1974. ATOMKI.

[9] Bacsó J., Kovács P., Telkibánya II. szerkezetkutató perspektivikus furás kőzet- és ásványminta energiadiszperziv röntgenfluoreszcenciás analitikai vizsgálata, Kutatási jelentés, 1975. ATOMKI.

[10] J.Bacsó, K.Balogh, Journal of Radioanalytical Chemistry 22 (1974) 158.

[11] Bacsó J., Kis Varga M., Kovács P., Délkelet-dunántuli ultrabázikus kőzetminták energiadiszperziv röntgenemissziós analitikai vizsgálata. Kutatási jelentés 1976. ATOMKI.

[12] Kis Varga M., Term.tud.doktori értekezés 1975. ATOMKI.

[13] Kis Varga M., Bacsó J., ATOMKI Közl., 18 (1976) 577.

[14] Bacsó J., Kovács P., ATOMKI Közl., Megjelenés alatt.

[15] Bacsó J., Kalinka G., ATOMKI Közl., 18 (1976) 565.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 565-575.

# CIGARETTADOHÁNY ÉS ÉGÉSTERMÉKEINEK VIZSGÁLATA RÖNTGENEMISSZIÓS ANALIZISSEL

BACSÓ J., KALINKA G.

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Cigarettadohány, cigarettapapir, dohányhamu, valamint a füst szervetlen összetevőit vizsgáltuk röntgenemissziós analitikai módszerrel. Mintánként 28 elem kvantitatív elemzését végeztük el, 400 000 - 0,06 ppm koncentrációtartományban. Vizsgáltuk az egyes elemek utját a dohányból a füstbe, megállapitottuk a füstszürő hatásfokát, és becsléseket végeztünk egyes mérgező elemeknek a dohányzásban játszott káros hatását illetően.

ANALYSIS OF TOBACCO AND ITS BURNING PRODUCTS BY X-RAY EMISSION SPECTROSCOPY.
Cigarette tobacco, cigarette paper, ash, butt and smoke have been analysed for inorganic components by X-ray emission analysis. 28 elements were determined quantitatively in each sample, covering the 400 000 - 0,06 ppm range. We examined the way of these elements from cigarette into smoke, determined the efficiency of the filter, and estimated the toxicity of some elements for smokers.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИГАРЕТНОГО ТАБАКА И ЕГО ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ МЕТОДОМ РЕНТГЕНО-ЭМИССИОННОГО АНАЛИЗА.
Исследовался неорганический состав сигаретного табака, папиросной бумаги, пепеля и дыма методом рентгено-эмиссионного анализа. В случае каждого образца была определена концентрация 28 элементов. Диапазоном-концентрации был интервал 400 000 - 0,06 г/т. Изучалось движения отдельных элементов из табака в дым, и определялось вредное влияние некоторых ядовитых элементов в курении.

## 1. Bevezetés

Jelen cikk tárgya, cigarettadohány és égéstermékeinek REA módszerrel történő vizsgálata az ATOMKI-ben kifejlesztett berendezés segitségével. Célja: hozzájárulni a dohánykutatásban nemrég megindult vizsgálatokhoz, amelyek a szervetlen anyagok, mérgező elemek mennyiségi meghatározására irányulnak, és segit-

séget nyujtani az emlitett anyagoktól származó egészségkárositó hatás megbecsüléséhez, esetlegesen módszert adni uj, a szervetlen mérgezőkre hatásos füstszürő kidolgozásához.

Nem célunk a REA módszer részletes ismertetése, ebben a témakörben kitünő monográfiák [1], [2] állnak rendelkezésre, csupán a legszükségesebbek emlitésére szoritkozunk.

## 2. A dohányzás egészségügyi hatásai

Ennek a témakörnek szintén igen kiterjedt irodalma van, a legszükségesebbek megtalálhatók Bakács és Jeney [3], illetve Wynder és Hoffmann [4] könyvében.

Ha tárgyilagosak akarunk maradni, el kell ismerni, hogy a dohányzásnak vannak előnyös hatásai is: serkenti a nyál és gyomornedv elválasztását, javitja az agy vérellátását, a mély légzés és a dohányzás müveletsorozata nyugtató hatásu. Letagadhatatlan tény viszont, hogy erős dohányosok között több évtizedes dohányzás után sokszorta gyokoribb (különböző adatok szerint 13-40-szer) a tüdőrák, mint azonos körülmények között élő nemdohányzók körében, az idült hörghurut pedig a dohányzás "megszokott" velejárója. Gázkromatográfiás vizsgálatokkal a 60-as években sikerült több közismerten rákkeltő vegyületet (fenolok, kinonok, antracén) találni a dohányfüstből lecsapódó kátrányban, köztük a rendkivül erős hatásu 3,4-dibenzpirént és az N,N-dimetilnitrozamint. Kiderült azonban, hogy ezen vegyületek mennyisége igen kicsi, valamint az egereken végzett ecsetelési kisérletek sem összehasonlithatók az emberre gyakorolt hatással. A rákkeltő hatás magyarázása céljából ezért feltételezik olyan anyagok jelenlétét, amelyek elősegitik a rákkeltő vegyületek hatását.

Egészen más oldalról közelitette meg a kérdést 1968-ban Green [5], aki arra a következtetésre jutott, hogy különböző illékony fémvegyületek - különösen a vascsoport elemeinek karboniljai (szénmonoxiddal képzett folyékony vegyületek) - valószinüleg nagyobb mértékben felelősek a dohányfüst mérgező és rákkeltő hatásáért, mint a nikotin és a kátrány. Ezzel egyidejüleg más kisérletek [6], [7] is azt igazolták, hogy a szerves vegyületektől aktiv szénnel megtisztitott füst - amely jelenlegi ismereteink szerint a füstgázokon kivül csak csekély mennyiségü hidrogéncianidot, akroleint és illékony fémvegyületeket tartalmaz - ugyanolyan mértékben okozott tüdőrákot egereken, mint a teljes füst. Természetesen a mérgező, illetve rákkeltő hatás erősen függ attól is, hogy milyen kémiai formában vannak jelen ezek az elemek, ennek ellenére mégis nagy jelentőségü lehet ezen a területen a több elem egyidejü meghatározására alkalmas neutronaktivációs analizis és a REA. A mérések tulnyomó többségét jelenleg atomabszorbciós, kisebb részét neutronaktivációs analizissel végzik, REA vizsgálat pedig még csak elvétve fordult elő [8].

## 3. Kisérleti rész

### *3.1. Mintaelőkészités, mérés*

Vizsgálatainkat az Egri Dohánygyár "Hosszu Fecske" nevet viselő füstszürős termékén végeztük. A kvantitativ REA mérésekhez tabletta alaku szilárd mintákat készitettünk a dohánytöltetből, a cigaretta papirjából, a dohány 550°-on történő hamvasztással nyert hamujából, az elszivás után keletkező pergő hamuból (dohány és papir hamuja), illetve a füstszürőn keresztül, valamint anélkül elszivatott dohányfüstből (kondenzátumból).

A füst kinyerésére uj módszert dolgoztunk ki: a szokásos mechanikus kicsapatás vagy hütött acetonban történő elnyeletés helyett a sokkal jobb hatásfoku folyékony nitrogénes kifagyasztást alkalmaztuk. Alacsony hőmérsékletü bepárlással bitumenszerü sötét anyagot kaptunk.

Kalibráció céljából jól megválasztott elemek ismert mennyiségeit tartalmazó mintákat is készitettünk. Erre a célra a 15-23 rendszámu elemek analiziséhez Ca-ot, a nagyobb rendszámu elemekhez pedig Cu-t használtunk.

A mérések az ATOMKI-ban kifejlesztett Si/Li/ félvezető detektoros spektrométer és egy EMG gym. NT31024 analizátor felhasználásával történtek. A mérések idején a rendszer energiafelbontása 260 eV volt 6,4 keV energiánál, 1000 imp/s terhelés esetén.

Gerjesztő forrásként 20 mCi $^{55}Fe$ és 2 mCi $^{125}I$ izotópokat alkalmaztunk, előbbit speciálisan 15-23 rendszámtartomány analizisére.

### *3.2. A mérések kiértékelése*

A röntgenfluoreszcencia elméletéből (pl. [9] ) ismeretes, hogy monoenergetikus gerjesztés esetén valamely i elem koncentrációja és bármely gerjesztett (pl. $K_\alpha$) vonalának intenzitása között

$$I_i \sim C_i K_i \qquad (1)$$

arányosság áll fenn, feltéve, hogy az egyes elemek egymás sugárzásait nem befolyásolják (pl. "könnyü" matrix, vagy kis koncentrációk esetén). A $K_i$ tényező az illető elem megfelelő vonalának az adott mérési elrendezésben (gerjesztő forrás, geometria, detektorhatásfok, abszorbció), és matrixban kapott hozamának a mértéke. A mi mérési összeállitásunkra vonatkozó $K_i$ adatok [10]-ben megtalálhatók.

Valamely j elemre is felirt hasonló összefüggés felhasználásával

$$C_i = I_i \frac{C_j}{I_j} \frac{K_j}{K_i} \qquad (2)$$

Vagyis $K_i$, $K_j$, valamint a $C_j/I_j$ hányados ismeretében $I_i$ mérésével $C_i$ meghatározható. A $C_j/I_j$ arányt a jól megválasztott, a továbbiakban a belső standard szerepét játszó j elem ismert $\Delta C_j$ addiciója következtében fellépő $\Delta I_j$ intenzitásnövekedésből határozzuk meg.

Az intenzitások meghatározását egyrészt a kirajzolt spektrum planimetrálásával, másrészt az analizátor adta lehetőség (integrálás, spektrum lebontás, stb.) kihasználásával: tiszta elemek spektrumának levonogatásával végeztük.

A koncentrációmeghatározás hibájának megállapitásánál (2) szerint a $I_i$, $C_j/I_j$ ill. $K_j/K_i$ hibáit vettük figyelembe.

A mérési adatok az 1-4.táblázatokban találhatók, néhány reprezentáns spektrum pedig az 1.ábrán látható.

## 4. Diszkusszió

1.táblázat (sulyadatok):

Az 1.táblázat figyelemreméltó eredménye az a különbség, amely a füst kifagyasztással és kimosással, illetve füstszürővel és anélkül nyert adatai között tapasztalható. Egyértelmü, hogy a kifagyasztás sokkal tökéletesebb füstkinyerést biztosit, különösen a szürt füst esetében, amely lebegő részecskéktől viszonylag mentes, a fennmaradó gáz, illetve gőzfázisra pedig az alkoholos mosás elégtelennek bizonyult.

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 db | cigaretta dohány átlagsulya | 0,775 | g |
| 1 db | cigaretta hamu átlagsulya (550°C -on hamvasztva) | 0,129 | g |
| 1 db | cigaretta papir átlagsulya | 0,0361 | g |
| 1 db | cigaretta pergő hamu átlagsulya | 0,151 | g |
| 1 db | füstszürő nélküli cigaretta füstkátrány sulya | | |
| | a) kifagyasztással | 0,110 | g |
| | b) alkoholos mosással | 0,090 | g |
| 1 db | füstszürős cigaretta füstkátrány sulya | | |
| | a) kifagyasztással | 0,065 | g |
| | b) alkoholos mosással | 0,010 | g |

1.táblázat. Sulymérési eredmények összefoglalása.

Table 1. Summary of weighting data.

Таблица 1. Резюме результатов взвешивания.

2.táblázat (koncentráció adatok):

28 elemet vizsgáltunk, ebből hármat (Pb, Bi, Hg) L-vonal, a többit K-vonal alapján, a 440 000 - 0,06 ppm koncentrációtartományban. Az érzékenység K-vonalak alapján és $^{125}I$ gerjesztés esetében kb. 10 000 ppm-től (P), kb. 0,05 ppm-ig (Cd) csökken a rendszámtól és a spektrumbeli szomszédoktól, valamint a háttér menetétől függően. $^{55}Fe$ gerjesztés esetén a levegő Ar tartalma, valamint a rendszer (főleg a detektor kerámia tokja) szerkezeti anyagai adnak zavaró hátteret (1.ábra). A kis energiáju röntgensugarak erősen abszorbeálódnak a Be ablakon és főleg a minta - Be ablak közötti levegő rétegben. A minta terének vákuumozásával a Z=13 (Al) esetén <1000 ppm, Z=23 (V) esetén pedig <10 ppm érzékenységet tudunk elérni.
Az egyes oszlopok adatainak összeadásából látható, hogy meghatározott szervetlen anyagok (elemek) mennyisége a dohányban 18 %, a hamuban 83 %, a füstben pedig 3, illetve 1 %.

| | Hosszú Fecske dohány | Hosszú Fecske hamu | Hosszú Fecske pergő hamu | Hosszú Fecske papir | H.F.+ füstje szürés nélkül | H.F.+ füstje füstszürővel |
|---|---|---|---|---|---|---|
| P | ≤ 9000 | | | | < 3000 | < 3000 |
| S | ≤ 13000 | | | | < 800 | < 800 |
| Cl | 24000 ± 7000 | | | | 30000 ± 15000 | 9500 ± 4000 |
| K | 64000 ± 7000 | 380000 ±50000 | 273000± 40000 | ≤ 600 | 200 ± 100 | 500 ± 300 |
| Ca | 72000 ± 10000 | 437000 ±40000 | 276000± 30000 | 59000 ± 10000 | 160 ± 100 | 50 ± 30 |
| Ti | 50 ± 20 | 700 ± 350 | 6600± 1600 | 27400 ± 5000 | < 15 | < 15 |
| V | < 10 | ≤ 200 | ≤ 300 | | < 10 | < 10 |
| Cr | 180 ± 40 | 760 ± 300 | < 180 | < 50 | < 100 | < 100 |
| Mn | 480 ± 75 | 1350 ± 250 | 540 ± 210 | 53 ± 30 | < 20 | < 15 |
| Fe | 2100 ± 500 | 8200 ± 2200 | 7020 ± 1400 | 235 ± 70 | 95 ± 20 | 16 ± 9 |
| Co | < 90 | ≤ 400 | ≤ 300 | ≤ 30 | < 20 | < 10 |
| Ni | 50 ± 24 | 115 ± 100 | 88 ± 40 | < 7 | ≤ 3 | ≤ 4 |
| Cu | 47 ± 15 | 209 ± 48 | 146 ± 40 | 19,5± 11 | 7,1± 4 | 10 ± 5 |
| Zn | 93 ± 15 | 408 ± 80 | 240 ± 40 | 10,3± 6 | 9,3± 3 | 14 ± 5 |
| Ga | ≤ 3 | 20 ± 15 | ≤ 10 | | | |
| Pb | 7,8 ± 2,2 | 36 ± 15 | 34 ± 16 | ≤ 3 | 6,0± 2 | 3,5 ± 1 |
| As | ≤1,3 | ≤ 1,5 | ≤ 5 | | 1,6 ± 1 | 1,6 ± 1,2 |
| Se | ≤ 1,5 | 9,0 ± 6 | ≤ 6 | | < 0,8 | < 0,5 |
| Br | 110 ± 10 | 474 ± 50 | 367 ± 30 | 10,9 ± 2 | 10,8 ± 1 | 10 ± 2 |
| Rb | 7,9 ± 3,1 | 75 ± 25 | 56 ± 16 | 0,9 ± 0,3 | | |
| Sr | 168 ± 7 | 1000 ± 60 | 730 ± 50 | 15,5 ± 4 | 0,75± 0,2 | 0,8 ± 0,3 |
| Y | 1,4 ± 1,0 | 6 ± 3 | ≤ 3,2 | 0,5 ± 0,3 | | |
| Zr | 2,5 ± 1,8 | 37,8± 11 | 23 ± 7 | 3,4 ± 0,8 | | |
| Nb | 0,4 ± 0,2 | 3,0± 1,4 | 3,6 ± 1,5 | 0,9 ± 0,3 | | |
| Mo | 0,7 ± 0,3 | 2,7± 1,6 | 1,7 ± 1,0 | ≤ 0,2 | | ≤ 0,06 |
| Cd | ≤0,7 | 4,0± 3,3 | ≤ 1 | | ≤ 0,17 | |
| Bi | | | | ≤ 2,5 | | |
| Hg | <2,6 | < 13 | < 15 | < 3 | < 3 | < 3 |

+= H.F. = Hosszu Fecske

2.táblázat. Koncentráció adatok ppm-ben.
Table 2. Concentrations in ppm.
Таблица 2. Концентрации в г/Т.

3. és 4. táblázat (egy cigarettára vonatkoztatott suly, ill. %-os adatok):

Bizonyos következtetések levonására ezek a táblázatok alkalmasabbak: mennyiségileg jobban nyomon követhető az egyes elemek sorsa a dohányzás folyamán. Az általunk mért elemek mennyisége 1 cigarettára vonatkoztatva a dohányban 146 mg, a papirban 3 mg, a hamuban 105 mg, a pergő hamuban 85 mg, a füstszürő nélküli füstben 3 mg, a szürt füstben 0,7 mg. Látható, hogy a dohányzás folyamán a szervetlen anyag jelentős hányada elillan, de ennek csak kis része kerül a beszivott un. főfüstbe, ami veszélyt jelenthet a nemdohányzókra, hiszen a hiányzó rész a felszálló, mellékfüsttel távozik.

| | Hosszú Fecske dohány | Hosszú Fecske hamu | Hosszú Fecske pergő hamu | Hosszú Fecske papir | H.F.+ füstje szürés nélkül | H.F.+ füstje füstszürővel |
|---|---|---|---|---|---|---|
| P | < 9000 | | | | < 300 | < 200 |
| S | < 10000 | | | | < 80 | < 50 |
| Cl | 18000 ± 5000 | | | | 3300 ± 1600 | 620 ± 250 |
| K | 50000 ± 5500 | 49000 ± 6000 | 41000 ± 6000 | ⩽ 2,1 | 20 ± 10 | 32 ± 20 |
| Ca | 56000 ± 8000 | 56300 ± 5000 | 42000 ± 5000 | 2140 ± 560 | 18 ± 10 | 3 ± 2 |
| Ti | 40 ± 15 | 90 ± 45 | 990 ± 240 | 980 ± 280 | < 1 | < 0,6 |
| V | < 8 | ⩽ 26 | < 45 | | < 1,5 | < 1,0 |
| Cr | 140 ± 30 | 98 ± 39 | < 27 | < 1,2 | < 10 | < 7,0 |
| Mn | 370 ± 60 | 174 ± 32 | 81 ± 32 | 1,90 ± 1,1 | < 2,2 | < 1,0 |
| Fe | 1630 ± 400 | 1060 ± 280 | 1050 ± 200 | 8,5 ± 2,5 | 10,5± 2,2 | 1,04± 0,6 |
| Co | ⩽ 70 | ⩽ 52 | ⩽ 45 | ⩽ 0,97 | < 2 | < 0,7 |
| Ni | 39 ± 19 | 15 ± 13 | 13,2 ± 6 | ⩽ 0,25 | < 0,3 | ⩽ 0,26 |
| Cu | 37 ± 12 | 27 ± 6 | 22 ± 6 | 0,70 ± 0,40 | 0,79± 0,40 | 0,65 ± 0,32 |
| Zn | 72 ± 12 | 52,5 ± 1o | 36 ± 6 | 0,41 ± 0,20 | 1,03± 0,30 | 0,91 ± 0,32 |
| Ga | ⩽ 2,3 | 2,6 ± 1,9 | ⩽ 1,5 | | | |
| Pb | 6 ± 1,7 | 4,7 ± 1,9 | 5,1 ± 2,4 | ⩽ 0,10 | 0,67± 0,20 | 0,23 ± 0,07 |
| As | ⩽ 1,0 | ⩽ 0,2 | ⩽ 0,7 | | 0,18± 0,10 | 0,10 ± 0,08 |
| Se | ⩽ 1,2 | 1,1 ± 0,8 | ⩽ 0,9 | | < 0,09 | < 0,03 |
| Br | 85 ± 8 | 6 1 ± 6,5 | 55 ± 4,5 | 0,40 ± 0,12 | 1,20 ± 0,10 | 0,65 ± 0,13 |
| Rb | 6,1 ± 2,4 | 9,6 ± 3,2 | 8,4± 2,4 | 0,03 ± 0,01 | | |
| Sr | 130 ± 5,5 | 128 ± 7,7 | 11o± 7,5 | 0,56 ± 0,26 | 0,08 ± 0,02 | 0,05 ± 0,02 |
| Y | 1,1 ± 0,8 | 0,76± 0,4 | ⩽ 0,48 | 0,02 ± 0,01 | | |
| Zr | 1,9 ± 1,4 | 4,9 ± 1,4 | 3,5 ± 1,0 | 0,12 ± 0,03 | | |
| Nb | 0,3 ± 0,15 | 0,39± 0,18 | 0,54± 0,23 | 0,03 ± 0,01 | | |
| Mo | 0,55 ± 0,23 | 0,35± 0,20 | 0,25± 0,15 | 0,008± 0,006 | | |
| Cd | ⩽ 0,55 | 0,51± 0,42 | ⩽ 0,15 | | ⩽ 0,02 | ⩽ 0,04 |
| Bi | | | | < 0,09 | | |
| Hg | < 2 | < 1,7 | < 2,2 | | < 0,30 | < 0,25 |

+ H.F. = Hosszu Fecske

3.táblázat. Koncentráció adatok µg/cigaretta értékben.

Table 3. Contents in µg/cigarette.

Таблица 3. Концентрации в мкг/сигарета.

A legszemléletesebb a 4.táblázat, melyből látható, hogy:
- a dohány 550°C -os hamvasztása - melynek célja koncentrációnövelés volt - bizonyos elemek pl. Ni, Mn jelentős veszteségével járt,
- a cigaretta szivásánál keletkező pergő hamuban tovább nő az egyes elemek hiánya, főleg Cr, Mn, Ni, Cd, Zn, Cu esetén,
- a füstben nem feltétlenül az előbb emlitett illékony elemek vannak nagy %-os mennyiségben, hanem pl. Cl, (As), Pb, Se , ill. (Cd), Cu, Zn, Br. Ez azt jelenti, hogy a főfüstben nem lévő, de illékony elemek feltehetően a mellékfüsttel távoznak (nemdohányzók!). A főfüstbe nagy %-os arányban bekerülő elemek nagy mennyisége, eleve figyelmeztető lehet a felhasználás szempontjából,
- jó a füstszürő hatásfoka a Fe, Cl, Pb, (As), Se, Br, Ca, (Co), Cd esetén, a többi elemre ∿l, vagy pedig a nagy hibák miatt semmit sem tudunk mondani róla.

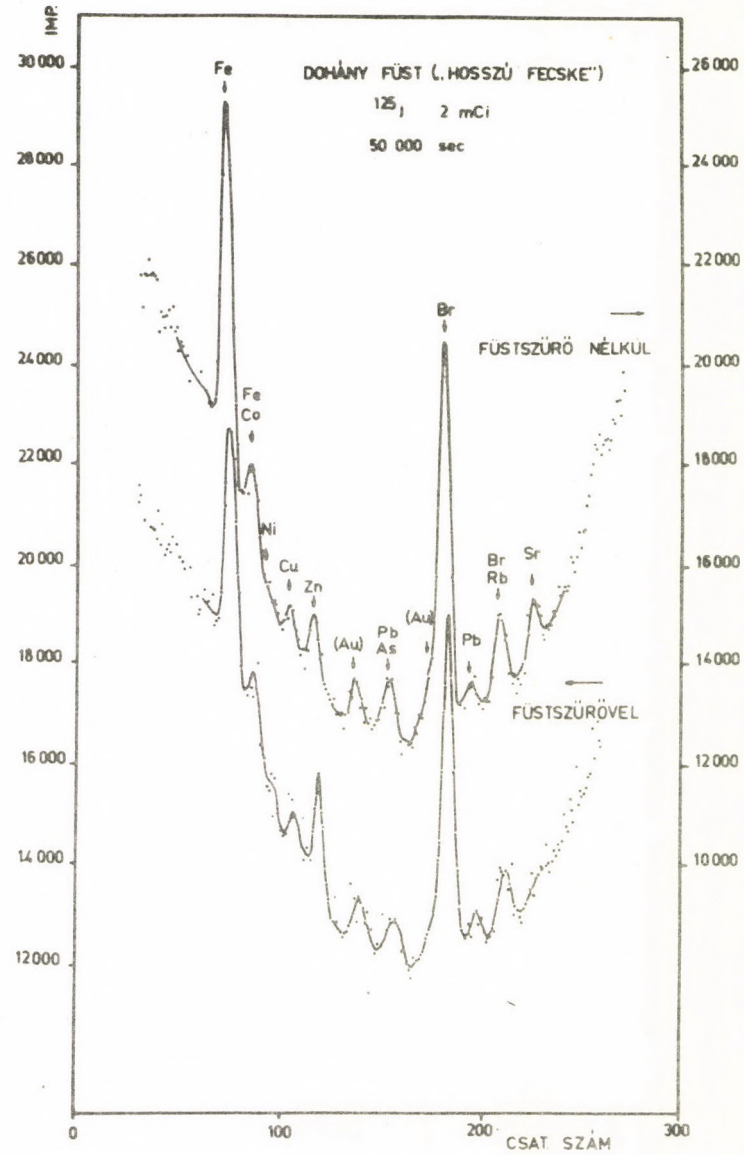
| | DOHÁNY | HAMU | PERGŐ HAMU | SZÖRETLEN FÖST | SZÖRT FÖST | SZÖRETLEN FÖST ° | SZÖRT FÖST ° |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| P | 100 | | | | | | |
| S | 100 | | | | | | |
| Cl | 100 | | | 18 ± 10 | 3,4±1,7 | | |
| K | 100 | 98 ± 18 | 82 ± 15 | 0,04±0,02 | 0,06±0,04 | | |
| Ca | 100 | 100 ± 17 | 75 ± 14 | 0,03±0,02 | 0,05±0,04 | | |
| Ti | 100 | 225 ± 140 | 2470 ** | < 2,5 | < 1,5 | | |
| V | 100* | 325* | 562 * | 19* | 12* | | |
| Cr | 100 | 70 ± 32 | < 19 | < 7,1 | < 5 | 0,64 | 0,43 |
| Mn | 100 | 47 ± 11 | 22 ± 9 | < 0,6 | < 0,3 | | |
| Fe | 100 | 65 ± 23 | 64 ± 20 | 0,64±0,21 | 0,06±0,04 | 1,3 - 2 | 0,17 |
| Co | 100* | 74* | 64* | 28* | 10* | 4 - 10 | 0,87 |
| Ni | 100 | 38 ± 38 | 34 ± 23 | < 0,8 | < 0,7 | 0,1 - 15 | |
| Cu | 100 | 72 ± 29 | 59 ± 25 | 2,1± 1,3 | 1,7±1,1 | | |
| Zn | 100 | 72 ± 18 | 50 ± 12 | 1,4± 0,5 | 1,3±0,6 | 0,4-2,7 | 0,42 |
| Ga | 100* | 113* | 65* | | | | |
| Pb | 100 | 78 ± 39 | 85 ± 47 | 11,2±4,6 | 3,8±1,6 | 1,9 | |
| As | 100* | 20* | 70* | 18* | 10* | 4 - 38 | 0,52 |
| Se | 100* | 91* | 75* | 7,5* | 2,5* | 5,2 | 2,5 |
| Br | 100 | 71 ± 10 | 64 ± 8 | 1,4±0,2 | 0,8±0,2 | 0,34 | 0,02 |
| Rb | 100 | | | | | | |
| Sr | 100 | 99 ± 7 | 85 ± 7 | 0,06±0,02 | 0,04±0,02 | | |
| Y | 100 | 69 ± 62 | < 43 | | | | |
| Zr | 100 | 257 ± 200 | 180 ±146 | | | | |
| Nb | 100 | 130 ± 88 | 180 ±120 | | | | |
| Mo | 100 | 63 ± 45 | 45 ± 33 | | | | |
| Cd | 100* | 92* | 27* | 3,6* | 0,7* | 7 - 10 | |
| Bi | 100 | | | | | | |
| Hg | 100 | | | | | 29 | |

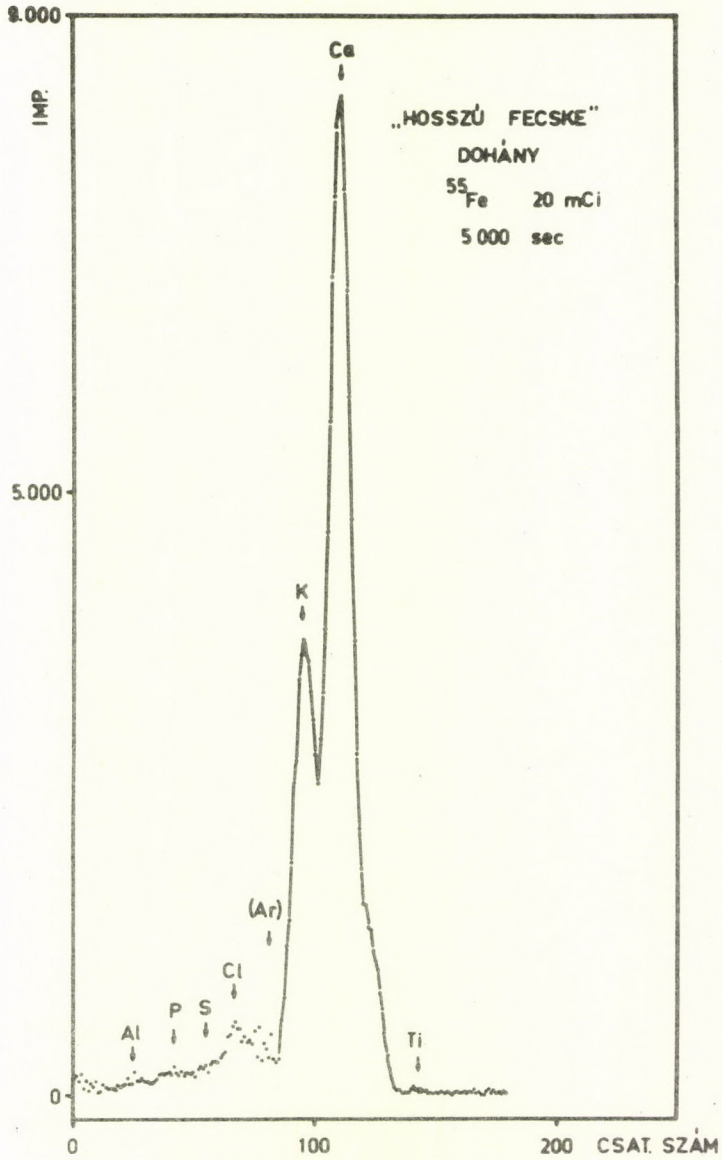
Irodalmi adatok [11] alapján

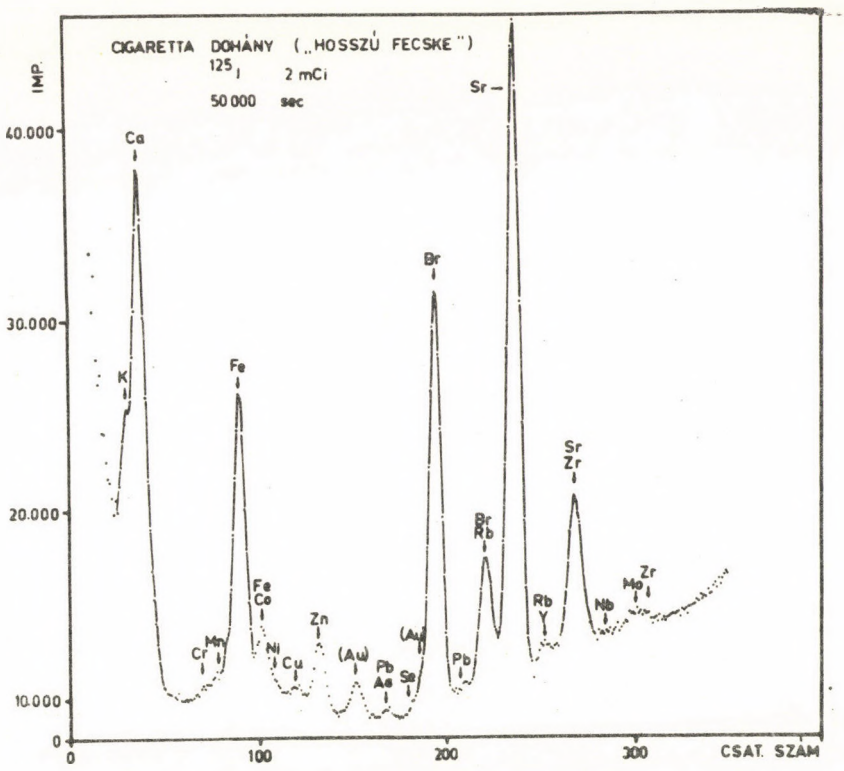
x Az illető elemre $C_i$ $C_{min}$ kimutatási határ

xx A Ti a cigarettapapirból került a hamuba

4.táblázat. Az egyes elemek relativ mennyisége a dohányban és égéstermékeiben.
Table 4. The relative amounts of the elements in tobacco and its combustion products.
Таблица 4. Относительные количества отдельных элементов в табаке и продуктах сгорания.


IMP.
DOHÁNY FÜST (.HOSSZÚ FECSKE")
$^{125}$I 2 mCi
50 000 sec
Fe
Fe
Co
Ni
Cu
Zn
(Au)
Pb
As
(Au)
Br
Pb
Br
Rb
Sr
FÜSTSZŰRŐ NÉLKÜL
FÜSTSZŰRŐVEL
CSAT. SZÁM


IMP.
„HOSSZÚ FECSKE"
DOHÁNY
$^{55}$Fe 20 mCi
5 000 sec
Ca
K
(Ar)
Cl
P
S
Al
Ti
CSAT. SZÁM




1.ábra. Néhány reprezentáns röntgen-emissziós spektrum.

Fig.1. Some typical X-ray emission spectra.

Рис.1. Несколько типичных рентгено-эмиссионных спектров.

5.táblázat (mérgező elemek a füstben):

Az 5.táblázatban tüntettük fel a jelenleg mérgezőnek tartott elemeket és maximális megengedett koncentrációjukat a munkahely levegőjében (1955-ös előírás, napi 8 órás munkaidőre) a jobb szélső oszlopban feltüntetett kémiai forma esetére. A Fe, Co, Ni és vegyületei általában nem erős mérgek, kivéve a karbonilokat [7].

A 3.táblázat adatait felhasználva és abból a durva feltevésből kiindulva, hogy 1 db cigaretta elszivásánál 10 liter füstgáz keletkezik, meghatároztuk a beszivott füstre vonatkoztatva ezen mérgező elemek koncentrációját. Természetesen nem tételezhető fel, hogy bárki is napi 8 órán keresztül csak cigarettafüstöt lélegezzék. Figyelemre méltó, hogy ilyen irreális összehasonlításban egyes elemek (V, Cr, Ni, Pb) koncentrációja a megengedettnél nagyobb, mig másoké (Mn, As, Se, Cd, Hg) jóval alatta marad. Megkülönböztetett figyelmet érdemelnek a Fe- csoport elemei, amikre a MAK nem tartalmaz korlátozást. Ha ezek karbonil formában vannak a füstben, mintegy 30-100-szor haladják meg a [7] -ben közölt szabványértéket. Bármilyenek is a becslések és szabványok, a statisztikai tények önmagukért beszélnek,

miszerint a dohányosok körében a tüdőrák előfordulása 13-40-szeres.
Feltűnően nagy a füst Cl tartalma, azonban a Cl-t tartalmazó vegyület ismeretének hiányában ennek egészségügyi hatásáról semmit sem lehet mondani.

| | Szüretlen füstben | Szürt füstben | MAK[x] (1955) |
|---|---|---|---|
| Cl | 330 | 65 | |
| V | 1 | 1 | 0,5 ($V_2O_5$) |
| Cr | 1 | 0,7 | 0,1 ($CrO_3$) |
| Mn | 0,2 | 0,1 | 0,3 (fém) |
| Fe | 1 | 0,1 | |
| Co | 0,2 | 0,1 | |
| Ni | 0,03 | 0,03 | 0,001 [xx] ($Ni/CO/_4$) |
| Cu | 0,08 | 0,06 | |
| Zn | 0,1 | 0,1 | |
| Pb | 0,07 | 0,02 | 0,01 (fém) |
| As | 0,02 | 0,01 | 0,3 ($AsH_3$) |
| Se | 0,01 | 0,003 | 0,2 ($SeH_2$) |
| Cd | 0,002 | 0,0004 | 0,1 (CdO) |
| Hg | 0,03 | 0,03 | 0,1 (fém) |

x = MAK: Munkaegészségügyi előírások által megengedett maximális koncentrációk a munkahely levegőjében. [3]

xx = $Ni/CO_4$-re vonatkozó érték [7] alapján.

5.táblázat. Mérgező elemek koncentrációja a beszivott dohányfüstben($mg/m^3$).

Table 5. Concentrations of toxic elements in the inhaled smoke ($mg/m^3$).

Таблица 5. Концентрации ядовитых элементов в вдохнутом дыме ($мг/м^3$).

## Köszönetnyilvánitás

Köszönetünket fejezzük ki Dr.Ujhelyi Csaba tudományos munkatársnak a $^{125}I$ forrás preparálásáért, továbbá Dr.Máté Györgyné és Gábor Márton tudományos segéderők lelkiismeretes és odaadó munkájáért.

*Szakmai lektor: Sámsoni Zoltán*

## Irodalom

[1] L.S.Birks, X-Ray Spectrochemical Analysis, Interscience Publishers, N.Y., 1969.

[2] R.Woldseth, X-Ray Energy Spectrometry, 1973, KEVEX Corporation, Burlingame.

[3] Bakács T., Jeney E., A higiéne tankönyve. Medicina, Budapest, 1960.

[4] E.L.Wynder, D.Hoffmann, Tobacco and Tobacco Smoke Academy Press, London, N.Y., 1967.

[5] G.M.Green, Chem. Engng. News, 1 July (1968) 35.

[6] Anon., Fortune. Jan, (1969) 34.

[7] E.E.Stahly, Chem. and Ind., 7 July (1973) 620.

[8] V.Cretulescu, M.Dumitrescu, Ind.Alim., 23 No7. (1972) 391.

[9] B.C.Clark, Adv. X-Ray Analysis, 17 (1974) 258.

[10] Kis-Varga M., Term.tud.doktori értekezés, Debrecen, 1975.

[11] R.A.Nadkarni, Chem. and Ind., 7 September (1974) 693.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 577-583.

# ENERGIADISZPERZIV RÖNTGENSPEKTROMÉTER ALKALMAZÁSA A SZINES-FÉMKOHÁSZATBAN SÁRGARÉZ ÖTVÖZETEK GYORS ELEMI ANALIZISÉRE

KIS-VARGA M., BACSÓ J.

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Si/Li/ detektoros röntgenspektrométerrel vizsgáltuk sárgaréz ötvözetek gyors, elemi összetétel meghatározásának lehetőségeit. $^{125}I$ és $^{241}Am$ gerjesztő forrásokkal és különböző kalibrációs és korrekciós módszerekkel kapott eredményeket hasonlitunk össze.

APPLICATION OF AN ENERGY DISPERSIVE X-RAY SPECTROMETER IN METALLURGY.
A Si/Li/ detector X-ray spectrometer was used for the rapid elemental analysis of brass alloys. Results obtained by using $^{125}I$ and $^{241}Am$ exciting sources and different calibration and correction methods are compared.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭНЕРГО-ДИСПЕРСИВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА В ЦВЕТНОЙ МЕТАЛЛУРГИИ.

Изучалась возможность быстрого определения элементного состава латунных сплавов с помощью полупроводникового рентгеновского спектрометра. Сравниваются результаты, полученные применением возбуждающих источников I-125 и Ам-241, и калибровочных и поправочных методов.

## Bevezetés

Ebben a közleményben azoknak az előzetes vizsgálatoknak az eredményeiről számolunk be, amelyeket egy konkrét ipari probléma megoldására alkalmas berendezés és módszer megtervezése és kifejlesztése céljából végeztünk.

A Csepel Müvek Fémmüve megbizásából olyan analitikai berendezést dolgozunk ki, amely réz, cink és ólom tartalmu sárgaréz ötvözetek gyors elemi analizisére alkalmas az 50-70 % Cu és 0-4 % Pb koncentráció tartományban. Követelmény, hogy a készülék a réz koncentrációját 1 %-nál, az ólomét pedig (4 % ólomtartalomnál) 5 %-nál kisebb relativ hibával határozza meg 10 percen belül, és ilymódon lehetővé tegye a gyártási folyamatba való beavatkozást a szabványokban előirt összetételü vég-

termék létrehozása érdekében.

További követelmény, hogy a berendezés és a módszer a későbbiekben továbbfejleszthető legyen más ötvözetek (ónbronzok,vörösötvözetek, ólombronzok, stb.) elemi analizisére is.

## A mérőrendszer ismertetése

Az elkészitendő berendezés alapja az ATOMKI-ban kifejlesztett NZ-851 tipusu Si/Li/ detektoros röntgenspektrométer és analóg jelfeldolgozó elektronika, amelyet a feladat követelményeinek megfelelően módositunk. A spektrométer egy EMG 31024 tipusu sokcsatornás analizátorhoz csatlakozik, és a tervek szerint a spektrumkiértékelési feladatok megoldása EMG-666 tip. asztali számológéppel fog történni.

Az egyszerüen kezelhető, ipari körülmények között is megbizhatóan müködő készülék tervezése és megépitése mellett a másik feladat a megfelelő metodika kidolgozása. A röntgenemissziós analizis (REA) módszerével történő összetétel-meghatározásnak két alapvető mozzanata van.

- a mintát alkotó atomok gerjesztése,
- az emittált röntgenspektrum kiértékelése, az összetétel meghatározása.

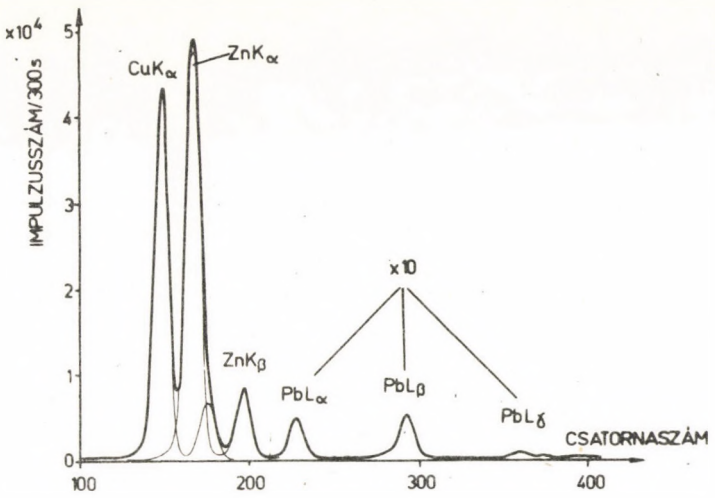
## Gerjesztés

Gerjesztő forrásként radioaktiv izotópot kivánunk használni. A réz, cink és ólom meghatározáshoz a $^{109}Cd$, $^{125}I$ és $^{241}Am$ izotópok a legalkalmasabbak. Figyelembevéve a felezési időt, az árat, valamint azt, hogy a későbbiekben az Sn és Sb analizisére is alkalmas legyen a készülék, az $^{241}Am$ forrás az egyedüli megoldás. Mivel azonban más területen végzett REA vizsgálataink döntő része $^{125}I$ forrással történt, valamint a mérések tervezéséhez alapul szolgáló számitások ugyancsak $^{125}I$ izotópra vonatkoztak, a sárgaréz minták elemzését mindkét forrással elvégeztük és az eredményeket összehasonlitottuk.

## Mérés, spektrumkiértékelés

A méréseket 6.4 keV-nél 250 eV felbontóképességü Si/Li/ röntgenspektrométerrel végeztük, ICA-70-TPAi adatgyüjtő és feldolgozó rendszert használva. A vizsgálatok elvégzéséhez a Csepel Müvek 12 db ismert összetételü sárgaréz mintát bocsátott rendelkezésünkre.

Az 1.ábrán egy sárgaréz minta spektruma látható. A spektrumkiértékelés nehézségét a Cu és Zn K-vonalak átfedése okozza, az ólomhozamok meghatározása nem okoz gondot. A három elem hozamát fix intervallumokban (ablakokban) összegeztük, s az átfedésből eredő hozamnövekedést tiszta elemek vonalalakjainak segitségével korrigáltuk. Megvizsgáltuk azt is, milyen eredményre vezet, ha korrekciót nem alkalmazunk.




1.ábra. Sárgaréz minta röntgenspektruma.

Fig.1. X-ray spectrum of a brass sample.

Рис.1. Рентгеновский спектр латунного образца.

## Koncentrációmeghatározás

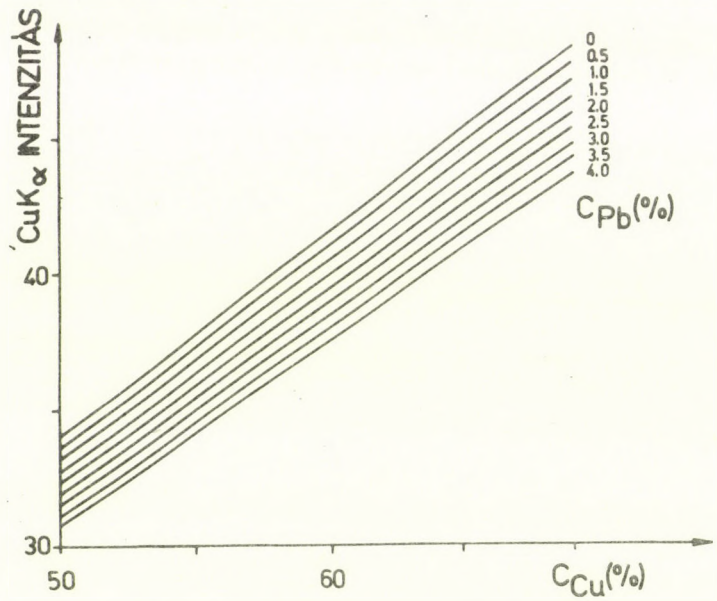
A REA alapja a mintát alkotó elemek mennyisége és az általuk emittált karakterisztikus röntgensugárzás intenzitása közötti monoton összefüggés, amely az elemek közötti zavaró hatások (mátrixabszorpció, belső gerjesztés) miatt a legtöbb esetben nem lineáris.

A mérések megkezdése előtt számitást végeztünk arra vonatkozólag, hogy az 50-70 % Cu, 0-4 % Pb, valamint a maradék Zn tartalmu háromkomponensü minták esetén milyen zavaró effektusok lépnek fel.
Eszerint a mátrixabszorpció dominál, az ólom L-vonalak által okozott Cu és Zn hozamnövekedés elhanyagolható. A $CuK_\alpha$-ra kapott eredményeket mutatja a 2.ábra, ahol látható, hogy adott Pb-tartalomnál az $I_{Cu} - C_{Cu}$ függvény egyenes, és hogy az ólomtartalom növelésével a réz hozam, illetve az egyenes meredeksége csökken.

Mindezek alapján kézenfekvő megoldás az $I_{Cu} - C_{Cu}$ egyenesseregek, valamint az $I_{Pb} - C_{Pb}$ egyenes felvétele megfelelő összetételü standardsorozatokkal. Ez az eljárás azonban sok standardot igényel.

Ha feltételezzük, hogy az egyenesek párhuzamosak (ami szük koncentráció tartományban teljesül), az 1.ábra egyenesserege a

$$C_{Cu} = AI_{Cu} + BI_{Pb} + C \qquad (1)$$




2.ábra. Számitott kalibrációs egyenesek a $CuK_\alpha$-ra különböző ólom koncentrációknál.

Fig.2. Calculated calibration curves for $CuK_\alpha$ at different lead concentration values.

Рис.2. Расчитанная калибровка для линии $CuK_\alpha$ при разных концентраций свинца.

összefüggéssel közelithető, amelyben az A,B és C állandók és ismert összetételü mintákkal kisérletileg meghatározhatók.

Az (1) egyenlet paramétereit, valamint az elemzéseket korrigálatlan és korrigált Cu- hozamokra mind $^{125}I$, mind $^{241}Am$ forrással meghatároztuk.

Az elemek közötti hatások korrigálására gyakran használt empirikus eljárás [1] az, amely a

$$C_i = R_i \sum_{j=1}^{n} \alpha_{ij} C_j \qquad i = 1,2,3,\ldots,n \qquad (2)$$

egyenletrendszert használja, ahol C-vel a koncentrációkat, R-rel a mért relativ intenzitásokat, $\alpha_{ij}$-vel pedig az i-edik elemre a j-edik elem által gyakorolt hatást kifejező koefficienst jelöltük. A koefficiensek standardok segitségével határozhatók meg, s azok ismeretében a vizsgálandó minta összetétele a (2) egyenletrendszerből kiszámitható. E módszer használata viszonylag sok számolást igényel, tehát alkalmazásához számitógép szükséges.

A zavaró hatások korrigálása elméleti uton is lehetséges, a koncentráció és az intenzitás között bizonyos egyszerüsitő felte-

vések alapján levezethető összefüggés segitségével. Egyetlen ismert összetételü mintát használva, az ismeretlen összetétel iterativ uton számitógép segitségével gyorsan meghatározható [2].

## Az eredmények értékelése

Vizsgálataink célja az volt, hogy a $^{125}I$ és $^{241}Am$ forrásokkal, illetve az ismertetett három módszerrel kapott eredményeinket összehasonlitsuk a Csepel Müvek által megadott összetételekkel. Ebből a célból 5 db mintát ismeretlennek tekintettünk, 7 db pedig etalonként szerepelt. Valamennyi spektrumot 5 percig gyüjtöttük. A $^{125}I$ forrás 7,5 mCi, a $^{241}Am$ pedig 30 mC aktivitásu volt. Olyan geometriát használtunk, hogy 2000 imp/s terhelés érte a rendszert.

Az elemzések eredményeit foglalja össze az alábbi táblázat:

| Mintaszám | Koncentráció [%] | | | Jellemzők | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Cu | Zn | Pb | Forrás | Spektrum kiért. | Módszer |
| 3/2. | 59.3 | 40.3 | 0.4 | | | |
| | 60.8±0.7 | 38.9±0.7 | 0.29±0.16 | Am | n k* | |
| | 60.0±0.6 | 39.7±0.7 | 0.29±0.16 | Am | k | a. |
| | 57.9±0.6 | 41.8±0.8 | 0.34±0.09 | I | n k | |
| | 59.3±0.6 | 40.4±0.8 | 0.34±0.09 | I | k | |
| | 57.0±1.2 | 42.8±1.1 | 0.20±0.16 | Am | n k | |
| | 57.1±1.2 | 41.7±1.0 | 0.21±0.16 | Am | k | b. |
| | 59.1±0.5 | 40.8±0.5 | 0.12±0.07 | I | n k | |
| | 59.0±0.5 | 40.8±0.5 | 0.12±0.07 | I | k | |
| | 59.3±0.4 | 40.3±0.4 | 0.33±0.09 | I | k | c. |
| 4788. | 58.6 | 39.8 | 1.6 | | | |
| | 59.5±0.6 | 38.6±0.7 | 1.90±0.21 | Am | n k | |
| | 58.7±0.6 | 39.4±0.7 | 1.90±0.21 | Am | k | a. |
| | 58.7±0.5 | 39.6±0.6 | 1.66±0.11 | I | n k | |
| | 60.0±0.6 | 38.3±0.7 | 1.66±0.11 | I | k | |
| | 59.7±0.9 | 38.6±0.8 | 1.71±0.17 | Am | n k | |
| | 55.4±0.8 | 42.9±0.9 | 1.68±0.16 | Am | k | b. |
| | 59.7±0.6 | 38.5±0.5 | 1.76±0.17 | I | n k | |
| | 59.5±0.5 | 38.7±0.5 | 1.76±0.17 | I | k | |

| Mintaszám | Koncentráció [%] | | | | Jellemzők | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Cu | Zn | Pb | Forrás | Spektrum kiért. | Módszer |
| 208/16. | 58.5 | 39.9 | 1.6 | | | |
| | 59.3±0.6 | 38.9±0.8 | 1.76±0.21 | Am | n k | |
| | 58.5±0.6 | 39.7±0.8 | 1.76±0.21 | Am | k | |
| | 56.2±0.5 | 41.9±0.8 | 1.82±0.11 | I | n k | a. |
| | 57.6±0.5 | 40.6±0.8 | 1.82±0.11 | I | k | |
| | 59.8±0.7 | 38.4±0.7 | 1.80±0.12 | Am | n k | |
| | 54.9±0.7 | 43.3±0.8 | 1.82±0.13 | Am | k | b. |
| | 57.7±0.5 | 40.7±0.8 | 1.64±0.08 | I | n k | |
| | 57.8±0.5 | 40.6±0.8 | 1.64±0.08 | I | k | |
| | 57.9±0.7 | 40.3±0.6 | 1.8 ±0.5 | I | k | c. |
| 205/12. | 58.1 | 39.7 | 2.2 | | | |
| | 59.2±0.6 | 38.8±0.6 | 2.0 ±0.22 | Am | n k | |
| | 58.4±0.6 | 39.6±0.5 | 1.99±0.22 | Am | k | a. |
| | 56.8±0.5 | 41.1±0.7 | 2.08±0.12 | I | n k | |
| | 58.1±0.5 | 39.8±0.7 | 2.08±0.12 | I | k | |
| | 54.7±0.8 | 43.4±0.8 | 1.91±0.13 | Am | n k | |
| | 61.2±0.9 | 37.0±0.8 | 1.86±0.13 | Am | k | b. |
| | 58.0±0.6 | 40.0±0.8 | 1.95±0.16 | I | n k | |
| | 58.0±0.6 | 40.0±0.8 | 1.95±0.16 | I | k | |
| | 58.4±0.8 | 39.3±0.6 | 2.3 ±0.4 | I | k | c. |
| 4429. | 57.3 | 39.5 | 3.2 | | | |
| | 58.1±0.6 | 38.7±0.7 | 3.24±0.29 | Am | n k | |
| | 57.3±0.6 | 39.5±0.7 | 3.24±0.29 | Am | k | a. |
| | 55.5±0.5 | 41.2±0.8 | 3.25±0.15 | I | n k | |
| | 56.9±0.5 | 39.8±0.7 | 3.25±0.15 | I | k | |
| | 56.3±0.9 | 40.5±0.8 | 3.25±0.18 | Am | n k | |
| | 59.1±1.1 | 37.7±0.8 | 3.18±0.18 | Am | k | b. |
| | 56.8±0.6 | 39.7±0.8 | 3.44±0.15 | I | n k | |
| | 56.9±0.6 | 39.6±0.8 | 3.45±0.15 | I | k | |
| | 57.5±0.7 | 39.1±0.6 | 3.32±0.6 | I | k | c. |

a., $C_{Cu} = AI_{Cu} + BI_{Pb} + C$

b., $C_i = R_i \sum_{j=1}^{n} \alpha_{ij} C_j \qquad i = 1,2,3,\ldots,n$

c., Iterációs korrekciós eljárással [2]

*nk: Nem korrigált
k: Korrigált
} Cu és Zn K-vonalakkal.

A táblázat első soraiban a Csepel Müvek által megadott összetételeket, a többi sorban a különböző gerjesztő forrást, illetve kiértékelési eljárást használva kapott összetételeket tüntettük fel. Az ötödik oszlopban "n k"-val azt jelöltük, hogy korrigálatlan, "k" -val pedig azt, hogy átfedésre korrigált Cu és Zn hozamokat használtunk. Az utolsó oszlop a koncentráció meghatározásának módszerére utal. A három módszerrel kapott eredményeket összehasonlitva a tényleges összetételekkel azt kaptuk, hogy az a.-val jelölt legegyszerübb módszerrel kapott koncentráció értékek jobban egyeznek a megadottakkal, mint a b. eredmények. A ténylegestől való eltérések átlaga az a. esetben Cu-ra 1 %, 3.2 % Pb-tartalomnál pedig Pb-re 1,4 %. A c. módszer igen jól egyező Cu és Zn koncentrációkat ad, az ólomértékek eltérései és hibái azonban elég jelentősek.

Az $^{241}Am$ és $^{125}I$ forrásokkal kapott eredmények összehasonlitása azt mutatja, hogy jód esetén jobb az egyezés, mint americiumot használva. Az ólommeghatározás relativ hibája azonban még igy is kisebb 5 %-nál 3.2 % Pb-tartalom mellett. Az eredmények összegezéséből az is kiderült, hogy az átfedésre korrigált intenzitások használata pontosabb eredményre vezet.

Mindent összegezve, a sárgaréz minták rutinszerü analizise 30 mCi $^{241}Am$ gerjesztő forrással, az a.-val jelölt egyszerü kalibrációs eljárással 10 percen belül kielégitő pontossággal lehetséges. Az eddig megvizsgált minták összetétele az 54-60 % Cu és a 0-3.2 % Pb tartományt fogta át. További vizsgálatokat igényel a módszer használhatóságának, esetleg egyéb módszereknek az ellenőrzése a 60-70 % Cu-intervallumban is. Az azonban már most látható, hogy a sárgaréz minták elemzése viszonylag egyszerü módon megoldható.

*Szakmai lektor: Kádár Imre*

## Irodalom


[1] M.Fatemi, L.S.Birks, Anal.Chem. 45 (1973) 1443.

[2] Kis-Varga M., Analitikai vizsgálatok Si/Li/ röntgenspektrométerrel. Egyetemi doktori értekezés, Debrecen, 1975.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 585-592.

# GYORSAN VÁLTOZÓ KONCENTRÁCIÓJU GÁZELEGY-KOMPONENSEK SZIMULTÁN ANALIZISE KVADRUPÓL TÖMEGSPEKTROMÉTERREL

BERECZ I., BOHÁTKA S., LANGER G.

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Áttekintjük a több komponensü gázelegy gyors, szimultán mérésének elvi lehetőségeit. Kimutatjuk a kvadrupól tömegspektrométer használatának előnyeit a szimultán, gyors analizisben. Foglalkozunk a mérés érzékenységét és sebességét befolyásoló egyéb tényezőkkel (gázmintavétel, ionforrás, iondetektálás). A leirt elvek alapján orvosi célu gázelemző készült az ATOMKI-ban.

SIMULTANEOUS ANALYSIS OF GAS MIXTURES OF QUICKLY CHANGING CONCENTRATION BY QUADRUPOLE MASS SPECTROMETER. Theoretical possibilities of the simultaneous multicomponent analysis of gas mixtures of quickly changing concentration are reviewed. The advantages of applying a quadrupole mass spectrometer for this purpose are shown. Other factors affecting the sensitivity and speed of the analysis are dealt with (eg. gas-sampling, ion-source, ion-detection). A medical gas analyser has been built in ATOMKI on the basis of the principles described here.

ПРИМЕНЕНИЕ КВАДРУПОЛЬНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА ГАЗОВОЙ СМЕСИ С БЫСТРО ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ.
Описываются теоретические возможности одновременного анализа газовой смеси с быстро изменяющейся концентрацией. Показаны выгодные свойства квадрупольного масс-спектрометра при одновременном и быстром анализе. Изучаются факторы (отбор газового образца, ионный источник, измерение ионов) влияющие на чувствительность и быстроту измерений. В АТОМКИ построен медицинский анализатор газов на основе описанного принципа.

## Bevezetés

Gázreakciók vizsgálatakor, gázfejlődéssel járó folyamatoknál, vagy gázanyagcsere méréseknél igen sokszor kivánatos több gáz-

komponens koncentrációjának egyidejü és gyors meghatározása. Ismeretesek olyan berendezések, amelyekkel egy-egy gázkomponens mérhető, - pl. $O_2$-mérő, $CO_2$-mérő, Co-mérő müszerek -, azonban ezek specifikusak, velük más gázt mérni nem lehet [1].Több gázkomponens szimultán mérése esetén ezekből annyi müszert kell használni, ahány komponenst akarunk mérni, ráadásul egy részük meglehetősen lassu, csupán néhány perces válaszidővel rendelkezik. Ezek a mérőeszközök rendszerint az infravörös abszorpciós, paramágneses, hővezetéses, vagy más fizikai elv alapján mükdönek. A kémiai gázelemzés ezeknél még lassubb és néhány esetben nem is alkalmazható (pl. nemesgázok).

Célunk egy olyan módszer leirása, melynek alapján kvadrupól tömegspektrométerrel több gázkomponens koncentrációját gyorsan és egyidejüleg lehet mérni, ugyanazzal a berendezéssel. A módszerrel igen gyors (0,1 sec, vagy annál rövidebb idejü) változások is mérhetők.

## A gyors szimultán mérés elvi lehetőségei tömegspektrométerrel

A probléma általános érvényü megoldása érdekében csak több gázkomponens egyidejü mérésének lehetőségét vizsgáljuk, egyetlen komponens mérésével e cikk keretében nem foglalkozunk. Több komponens szimultán méréséhez szükség van egy olyan analizátorra, amely nem specifikus, tehát minden gáz érzékelésére egyaránt használható. Ilyen eszközök a tömegspektrométerek, amelyek a gázkomponenseket a molekuláik, ill. atomjaik tömegszáma szerint különböztetik meg. A jelenleg ismert módszerek közül ez mentes leginkább a specifikusságtól, hiszen csak néhány esetben találunk azonos tömegü atomokat, vagy molekulákat. (Elvileg mindig van tömegkülönbség az azonos névleges tömegszámu molekulák között is, pl. a CO(27,995 a.t.e) és a $N_2$(28,006 a.t.e.) között 0,011 a.t.e.. E kis tömegkülönbségek érzékelése természetesen sokkal nehezebb, s rendszerint az anyagi lehetőségek szabnak határt az ilyen irányu finomitásoknak).

Tehát ugyanazzal a berendezéssel - a mérési tartományán belül eső - bármely tömegszámu gázkomponens mérhető. A tömegspektrométerek közül az elvi, technikai és anyagi lehetőségek figyelembevételével a kitüzött célok elérése szempontjából elsősorban a mágneses és a kvadrupól tömegspektrométer jöhet számitásba, ezért a továbbiakban csak e két fajtával foglalkozunk.

Szimultán akkor tudjuk több komponens parciális nyomását mérni, ha van olyan tömegspektrométerünk, amely valóban egyidőben és ugy képezi le az egymástól eltérő tömegü ionokat, hogy azok áramát a tömegspektrométer detektor- és jelfeldolgozó rendszerével egymástól függetlenül értékelhetjük ki. Elvileg ilyen a mágneses tömegspektrométer, amely az azonos energiáju és különböző tömegü ionokat különböző helyre képezi le. A kérdéses tömegszámu ionok leképezési helyére iondetektorokat téve, egymástól független ionáramokat mérhetünk szimultán. Ennek a megoldásnak azonban jelentős hátrányai is vannak:

- az ionok leképezési helyeinek távolsága kicsiny, a nagyobb tömegszámok felé egyre kisebb, és gyakorlatilag igen nehéz több detektort ugy beállitani, hogy midegyiken a megfelelő tömegszámu ion áramát detektáljuk;
- még nehezebb a beállitott tömegszámon változtatni, pl. ha az egyik csatornán előzőleg a 28-as tömegszámu $N_2$ molekulát figyeltük meg, és később a 32-es tömegszámu $O_2$ molekulát akarjuk megfigyelni. Ezért ennek a megoldásnak komoly - főleg technikai - korlátai vannak.

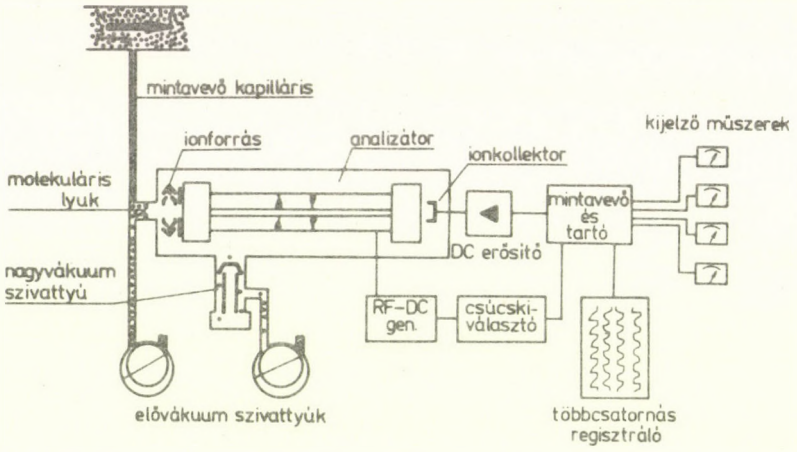
Más lehetőségek is kinálkoznak, ha lemondunk a mérésnek a szószoros értelmében vett szimultán jellegéről. Ha pl. egy 10 sec alatt végbemenő változást akarunk nyomon követni, elegendő 1 sec-onként megmérni a gázkomponens koncentrációját és ezzel a szakaszos közelitéssel is pontosan meghatározható a változás. Ha pedig több komponenst, pl. tizet kell egyszerre megfigyelni és van olyan tömegspektrométerünk, amelyen 0,1 sec-onként lehet váltani a mérendő tömegszámot (mérési csatornát), akkor egymás után 0,1 sec-onként mérjük az egyes komponenseket, majd 1 sec után ujra ugyanazt a komponenst mérjük és igy 10 sec alatt - a mérendő változás idején belül - minden gázkomponensről 10 mérési adatot kapunk, amely bőven elegendő a változás leirásához. A változás időtartamához képest az egyes komponensek mérése közötti 0,1 sec-os időbeli eltolódás elhanyagolható, igy a komponensek mérése tulajdonképpen kváziszimultán történik. A mérés sebességét ilyenkor a komponensek száma, a tömegspektrométernek egyik tömegről a másikra való átállási ideje és a gázmintavevő rendszer szabja meg.

Ez a kváziszimultán módszer a mágneses tömegspektrométernél nehezen alkalmazható, mert a mágneses térerő változtatása lassu, az ionenergia változtatása pedig az amugy is kis intenzitásu ionforrás hozamát rontja.

A kvadrupól tömegspektrométernél már sokkal inkább alkalmazható a kváziszimultán mérési módszer. A kvadrupól a rudpárjaira táplált meghatározott feszültségnél csak egyetlen tömegszámot enged át. A rudak feszültségét a tömegszámoknak megfelelően ugrásszerüen változtatva szinte tetszőleges számu komponens mérhető kváziszimultán. A kvadrupól beállási ideje - tehát egyik tömegről a másikra való átállásának ideje - igen kicsiny: 1 a.t.e. környezetében 5 µsec, 400 a.t.e. környezetében 100 µsec. A nagyobb tömegszámokra való ráállás is ugyanugy megoldható, mint a kisebb tömegszámoknál. Ha csak a kvadrupólon mulna, akár 10 komponens 1 msec-on belüli változásai is mérhetőek lennének.

## A mérés sebességét és érzékenységét befolyásoló egyéb tényezők

A mérés eredő sebességét azonban jelentősen befolyásolja az ionárammérésnek, valamint a mintagáz analizátorba való bevezetésének, azaz a mintavételezésnek a sebessége is. Az ionárammérések lehetőségei közül a Faraday-kalitkás detektálás és elektrométeres erősités előnye, hogy stabil érzékenységet biztosit és a külön-




1.ábra. Kváziszimultán mérésre alkalmas kvadrupól tömegspektrométeres mérőrendszer vázlata.

Fig.1. Schematic drawing of a quadrupole mass spectrometric system for quasi-simultaneous analysis.

Рис.1. Блок-схема квадрупольного масс-спектрометра для квазиодновременного измерения.

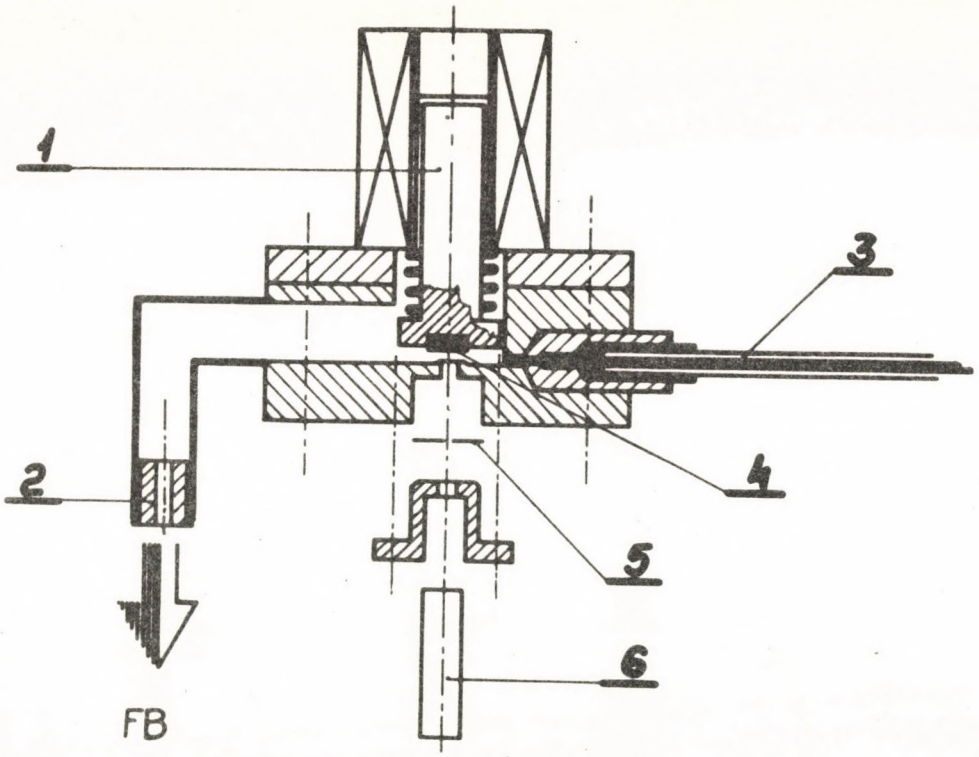
böző gázokra nem szelektiv. Hátránya, hogy érzékenységét csak a mérési sebesség lényeges romlása árán lehet növelni. Iondetektorként elektronsokszorozó is használható. Ez növeli a mérőrendszer érzékenységét és sebességét is, de érzékenysége a különböző tömegszámu ionokra nem azonos és idővel romlik; a fellevegőzések és egyes gázok tönkre tehetik.

A kvadrupol tömegspektrométerhez nagyhozamu ionforrás használható, hiszen a vele szemben támasztott követelmények nem olyan szigoruak, mint a mágneses tömegspektrométernél. Méréseinket az intézetünk Elektronikus Osztályával közösen kifejlesztett kvadrupól tömegspektrométerrel végeztük. A nagy hatásfoku, értöltéses ionforrás révén tömegspektrométerünkkel $7.10^{-4}$ A/Torr érzékenységet értünk el, amely lehetővé tette Faraday-kalitka használatát is.

A vákuumtérben végbemenő gázfolyamatok vizsgálatánál nem kell külön gondoskodni a gázbevezetésről. A kvadrupól előnye, hogy jól bemerithető abba a vákuumtérbe, amely gázösszetételének változásait vizsgálni akarjuk. Ilyenkor nincs szükség csatoló rendszerre és természetesen annak hibái nem rontják a mérés pontosságát.

Atmoszférikus nyomásu gáz vizsgálata esetén több fokozatu nyomáscsökkentő rendszert használunk. Ennek sematikus rajzát a 2.ábra mutatja.

A mintavevő forgószivattyuhoz csatlakozik, amely a mintagázt átszivja egy hosszu kapillárison. A kapilláris végén, a mintavevő szelep házában igy csökkentett nyomás - néhány torr - alakul ki




2.ábra. A gázmintavevő rendszer vázlata
(1,4: szelepszár és tömités; 2: csatlakozó a forgószivattyuhoz; 3: kapilláris; 5: molekuláris lyuk; 6: gáztерelő cső).

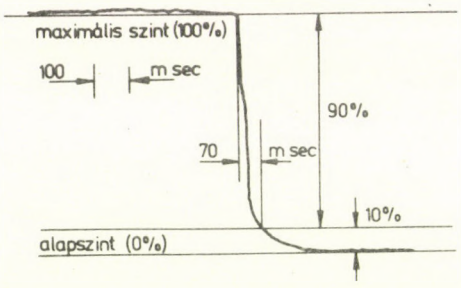
Fig.2. Drawing of the gas sampling system
(1,4: shaft of the valve and its sealing; 2: connection to the mechanical pump; 3: capillary; 5: molecular leak; 6: gas guiding tube).

Рис.2. Схема системы отбора газового образца
(1,4: ось вентиля и её уплотнение, 2: соединение к механическому насосу, 3: капилляр, 5: молекулярная течь, 6: газоотводная трубка).

és innen vezetjük be a gáz megfelelő kis hányadát egy molekuláris lyukon át a kvadrupól tömegspektrométer nagyvákuum terébe.

A gázfogyasztás az általunk megvalósitott rendszerben kb. 25 $cm^3$/perc. Megjegyezzük, hogy a mintavevő kapilláris végének megfelelő kiképzésével folyadékok oldott gáztartalmának mérése is lehetséges. Ennek megoldása azonban bonyolult feladat, ezzel egy későbbi cikkben külön foglalkozunk.

A mintavevő felépitése döntően befolyásolja az egész analizáló rendszer mérési sebességét, melyet a 90 %-os válaszidővel jellemeztünk. Ha a mintavétel során az egymásután érkező gázadagok keverednek, akkor ez elkeni a változást, a válaszidőt növeli. A vékony - kb. 0,3 mm belső átmérőjü - kapillárisban lamináris áramlás alakul ki, ami kizárja a keveredés lehetőségét a nyomáscsökkentés első szakaszában. A molekuláris lyuk




3.ábra. Válaszidő mérése $CO_2$ gázzal.

Fig.3. Response-time measurement with $CO_2$.

Рис.3. Измерение времени реакции газом $CO_2$.

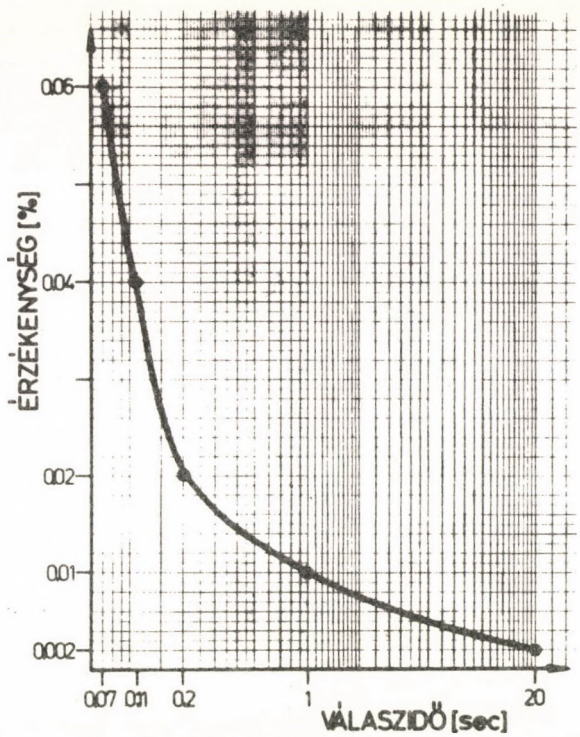
biztositja, hogy a lamináris áramlás és a nagyvákuum térben létrejövő molekuláris áramlás között minél kisebb uthosszon, minél kisebb gázkoncentráció-torzulással valósuljon meg az átmenet. Erre a célra jelenleg 0,01 mm vastagságu aluminium fóliába furt 0,03 mm átmérőjü lyukat használunk. A mintavevő szelep holttérfogatainak minimálisra való csökkentésével és a gáznak az ionforrásba való közvetlen bevezetésével igen jó válaszidőt: 50-100 msec-ot értünk el jó érzékenységnél. A válaszidő és az érzékenység - vagy más megfogalmazásban a minimálisan detektálható parciális nyomás - szorosan összefüggő mennyiségek, hiszen a kimenő jel zajának szüréssel történő csökkentésével az elektronikus jelfeldolgozó egység válaszideje nő meg, amely meghaladhatja a mintavevő válaszidejét is. A 4.ábrán a méréseink során még detektálható $CO_2$-koncentráció értékeit tüntettük fel a válaszidő függvényében.

## Kisérleti eredmények kvadrupól tömegspektrométerrel

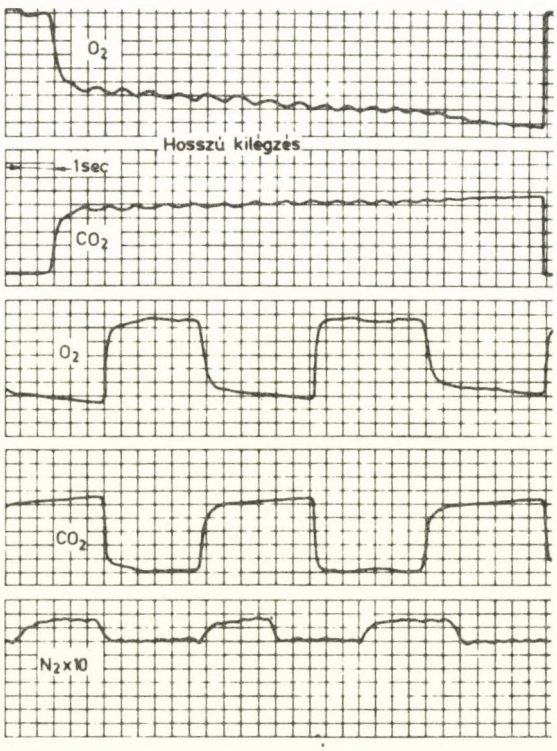
A cél, amelynek érdekében a gázkeverékek több komponensét szimultán és gyorsan analizáló kvadrupól tömegspektrométeres gázanalizátort kidolgoztunk, egy orvosi alkalmazásu légzésvizsgáló készülék megépitése volt. Az 5.ábrán példaként bemutatott mérési eredmények is egy-egy légzés során mérhető $O_2$, $Co_2$, és $N_2$ koncentrációt mutatják.

Az 5.ábra felső része egy erőltetett, hosszu kilégzés $O_2$- és $CO_2$ görbéit mutatja. Amint az ábra felső részén látható, a regisztrátum jól követi a sziv ritmusa szerinti gyors koncentrációváltozásokat is. Az ábra középső részén egy szabályos légzés $O_2$ és $CO_2$ görbéi láthatók, mig legalul egy másik légzés során felvett és 10-szeresen kinagyitott $N_2$-koncentráció változás figyelhető meg.

Megjegyezzük, hogy az ismertetett gázanalizátornak a légzésvizs-




4.ábra. Az érzékenység és válaszidő viszonya $CO_2$ mérésekor.
Fig.4. Correlation between sensitivity and response time measured with $CO_2$.
Рис.4. Связь чувствительности и времени реакции при измерении $CO_2$.




5.ábra. Légzésgörbék.
Fig.5. Respiration curves.
Рис.5. Дыхательные кривые.

gálat csak egy speciális alkalmazási területe, kis változtatással tetszőleges gázelegy hasonló érzékenységü és gyorsaságu analizisére is használható.

## Összefoglalás

Cikkünkben vázoltuk a gyors, szimultán gázanalizis lehetőségeit, bemutattuk a kvadrupól tömegspektrométer előnyeit és lehetőségeit ezen a téren. A leirt elgondolások alapján egy orvosi alkalmazásu gyors gázanalizátort fejlesztettünk ki az ATOMKI-ban. E fejlesztés elektronikus, vákuumtechnikai és mechanikus tervezési vonatkozásaival további szerzők és cikkek hivatottak foglalkozni. A kvadrupól tömegspektrométer és a mintavevő gyorsaságát, érzékenységét nemcsak egy ilyen orvosi berendezésben, hanem a fizikai és kémiai kutatás vagy az ipari alkalmazás területén is hasznositani lehet.

*Szakmai lektor: Balogh Kadosa*

## Irodalom

[1] Berecz I., Bohátka S., Murányi L., Fizikai Szemle 26 3. (1976) 81-87.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 593-598.

# GENERAL DESCRIPTION OF TIME-DEPENDENT DECAY IN NUCLEAR REACTIONS

L.SARKADI

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

A new phenomenological expression describing the equilibration process in nuclear reactions is presented. In time-independent case the formula leads to the compound decay probability. As an illustration, a simple calculation based on the Griffin-Blann exciton model is given. The form of the deduced energy spectrum is in good agreement with experimental one.

AZ IDŐTŐL FÜGGŐ BOMLÁS ÁLTALÁNOS LEIRÁSA MAGREAKCIÓKBAN.
A cikk egy uj fenomenologikus kifejezést ismertet, amely magreakciókban a statisztikus egyensuly kialakulásának folyamatát irja le. Időtől független esetben a formula a kompaund bomlási valószinüséget adja meg. A módszert Griffin-Blann exciton modelljén alapuló egyszerü számitás illusztrálja. A kapott energiaspektrum alakja jól egyezik a tapasztalattal.

ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ РАСПАДА ЗАВИСЯЩЕГО ОТ ВРЕМЕНИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ.
Представлено новое феноменологическое выражение для описания процесса установления статичтического равновесия в возбужденном ядре. В независящем от времени случае формула ведет к вероятности распада, полученной по статистической теории. Простой расчёт произведен на основе экситонной модели Гриффина-Бланна. Полученная форма энергетического спектра хорошо согласуется с опытом.

## Introduction

The investigation of the time evolution of a composite nucleus from the initial moment of the nuclear reaction to the equilibrium has an increasing importance. The improving experimental technique gives more and more accurate information of time evolution. The time-dependent pre-equilibrium model [1,2,3] proved to be good for the description of the equilibration

process. In this model the energy spectrum of the emitted particle (denoted by $\nu$) is given by

$$S_\nu(\varepsilon)d\varepsilon = \int_0^\infty \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} P(n,t)W_\nu(n,\varepsilon)dtd\varepsilon \ , \qquad (1)$$

where $W_\nu(n,\varepsilon)d\varepsilon$ is the decay rate of the n-exciton state via particle $\nu$ with energy between $\varepsilon$ and $\varepsilon+d\varepsilon$; $P(n,t)$ is the probability of finding the nucleus in the n-exciton state at moment $t$. $P(n,t)$ is the solution of a system of differential equations. These master equations contain a term [3] describing the decay. This term causes that $P(n,t)$ is less than one and decreases with time, so that the above expression is finite.

In this article a general description of the decay is given. It does not contain any microscopic model assumptions. A simple calculation based on the time-dependent pre-equilibrium model [2] shows that, using this new method, it is not necessary to introduce the decay term into the master equations. The condition $\sum_n P(n,t) = 1$ is required.

## Derivation of the energy spectrum

Let $N_o$ be the number of the composite nuclei at t=0 produced in the same initial state by the incoming particles. The contribution of these nuclei to the energy spectrum of the emission of particle $\nu$ is to be determined. At moment $t$ their number is $N(t) < N_o$ because of the decay. Let $\Lambda_\nu(\varepsilon,t)$ denote the decay rate of a nucleus through emitting particle $\nu$ of energy between $\varepsilon$ and $\varepsilon+d\varepsilon$ at moment $t$. The number of the emitted $\nu$ particles of energy $\varepsilon$ in the time interval $t$, $t+dt$ is

$$dN_\nu(\varepsilon)d\varepsilon = N(t)\Lambda_\nu(\varepsilon,t)\, d\varepsilon\, dt. \qquad (2)$$

The energy spectrum is

$$N_\nu(\varepsilon)\, d\varepsilon = \int_0^\infty N(t)\Lambda_\nu(\varepsilon,t)\, dt\, d\varepsilon \qquad (3)$$

Now we determine $N(t)$. Its decrease during the time dt can be expressed as

$$dN(t) = -\sum_{\nu'} \int_0^{\varepsilon_{max\nu'}} dN_{\nu'}(\varepsilon')\, d\varepsilon'$$

$$= -\sum_{\nu'} \int_0^{\varepsilon_{max\nu'}} N(t)\Lambda_{\nu'}(\varepsilon',t)\, d\varepsilon'\, dt. \qquad (4)$$

From here

$$dN/N = -[\sum_{\nu'} \int_0^{\varepsilon_{max\nu'}} \Lambda_{\nu'}(\varepsilon',t)\, d\varepsilon']dt. \qquad (5)$$

The solution of this differential equation is

$$N(t) = N_o \exp\left(-\int_o^t \sum_{\nu'} \int_o^{\varepsilon_{max\nu'}} \Lambda_{\nu'}(\varepsilon',t')\, d\varepsilon'\, dt'\right). \qquad (6)$$

Inserting expression (6) in (3) we get

$$N_\nu(\varepsilon)\, d\varepsilon = N_o \int_o^\infty \Lambda_\nu(\varepsilon,t) \exp\left[-\int_o^t \sum_{\nu'} \int_o^{\varepsilon_{max\nu'}} \Lambda_{\nu'}(\varepsilon',t')\, d\varepsilon'\, dt'\right] dt\, d\varepsilon \qquad (7)$$

It is easy to show that the integral of the obtained energy spectrum in terms of $\varepsilon$ summed over $\nu$ gives the result $N_o$.

Eq. (7) includes both the pre-equilibrium and equilibrium emissions. Let us assume that $\Lambda_\nu(\varepsilon,t)$ does not depend on $t$ (compound theory). After integrating (7) in terms of $\varepsilon$ we get

$$N_\nu = N_o F_\nu \int_o^\infty \exp\left(-\sum_{\nu'} F_{\nu'}\, t\right) dt = N_o F_\nu / \sum_{\nu'} F_{\nu'} \qquad (8)$$

using the notation

$$F_\nu = \int_o^{\varepsilon_{max\nu}} \Lambda_\nu(\varepsilon)\, d\varepsilon\ . \qquad (9)$$

Eq. (8) is the starting point of the compound theory.

## A simple calculation

As an illustration a simple calculation using eq. (7) is given. In order to make the problem analytically soluble, some approximations to the exciton model will be applied. It is assumed that only one kind of particles is emitted. The calculation is based on the time-dependent pre-equilibrium model given by Cline and Blann [2], where $P(n,t)$ is normalized, so one can get a finite spectrum from eq. (1) only if the upper limit of the integral is finite ($t_{eq}$). The equilibration time ($t_{eq}$) is not exactly determined in their model. The $\Lambda(\varepsilon,t)$ decay rate corresponds to the instantaneous energy spectrum $I(\varepsilon,t)$ in ref. [2]:

$$\Lambda(\varepsilon,t) = I(\varepsilon,t) = \sum_n P(n,t) W(n,\varepsilon)\ , \qquad (10)$$

where

$$W(n,\varepsilon) = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3}\, \mu\varepsilon\sigma_{inv}(\varepsilon)\, \frac{\omega(n-1,U)}{\omega(n,E)}\ . \qquad (11)$$

For the state-density expression the simpler form

$$\omega(n,E) = \frac{g^n E^{n-1}}{n!(n-1)!} \tag{12}$$

is used.
The quantities in eqs. (11) and (12) are defined as

$$E = \varepsilon_o + B_o = \varepsilon + B + U \ , \tag{13}$$

where $\varepsilon_o, \varepsilon$ are the kinetic energies of the incoming and outgoing particles, $B_o, B$ are the respective binding energy values, g is the density of the single-particle states, s, $\mu$ are the spin and reduced mass of the emitted particle, respectively and $\sigma_{inv}(\varepsilon)$ is the inverse cross-section.

From eqs. (11) and (12) we get

$$W(n,\varepsilon) = L(\varepsilon,E)\varepsilon\left(\frac{U}{E}\right)^{n-2} n(n-1) \ , \tag{14}$$

where

$$L(\varepsilon,E) = \frac{2s+1}{\pi^2\hbar^3} \frac{\mu\sigma_{inv}(\varepsilon)}{gE} \sim L(E) \ . \tag{15}$$

In this equation it is assumed that $\sigma_{inv}(\varepsilon)$ does not depend on $\varepsilon$.

P(n,t) is the solution of the master equations (9) of ref. [2]. In this calculation the solution P(n,t) is replaced by a very simple function:

$$P(n,t) = \delta_{n,<n>} = \begin{cases} 1, & \text{if } |n - <n>| \leq 1 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \tag{16}$$

where <n> is the average exciton number at moment t and is approximated by

$$<n> = \bar{n} - (\bar{n} - n_o)\exp(-ct), \quad c>0 \ . \tag{17}$$

This equation indicates that the average exciton number starts from an initial value ($n_o$) and tends to a value ($\bar{n}$) characterizing the equilibrium (see the occupation probability dependence in fig.2. of ref. [2]). The approximate P(n,t) is normalized.

From eqs. (10), (14), (15) and (16) we get

$$\Lambda(\varepsilon,t) = \sum_n \delta_{n,<n>} W(n,\varepsilon) = W(<n>,\varepsilon) = L\varepsilon(U/E)^{<n>-2} <n>(<n>-1) \tag{18}$$

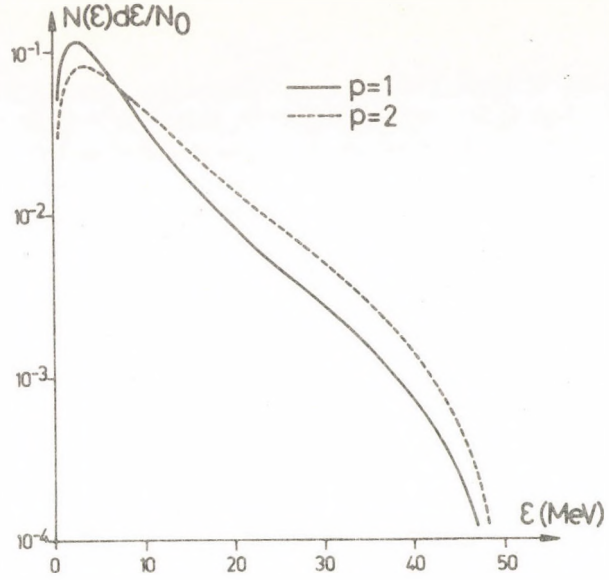



Fig.1.a. Theoretical energy spectra.

1.a.ábra. Elméleti energiaspektrumok.

Рис.1.а. Теоретические энергетические спектры.

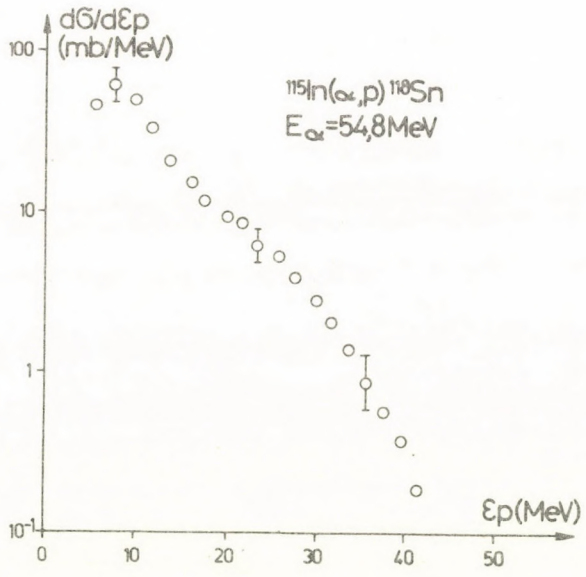



Fig.1.b. Experimental energy spectrum.

1.b.ábra. Kisérleti energiaspektrum.

Рис.1.b. Экспериментальный энергетический спектр.

with a generalization of eq. (12) for non-integer values of n. After performing the integration in the exponential function in eq. (7), we get

$$N(\varepsilon)d\varepsilon/N_o = \int_o^{\infty} L\varepsilon(U/E)^{<n>-2} <n>(<n> - 1)\exp(-LE^2t)\,dtd\varepsilon \qquad (19)$$

where $<n> > 1$ and $(1 - B/E)^{<n>} \sim 1$ were assumed. Inserting (17) into (19) and using the substitution $u = \exp(-ct)$, we obtain

$$N(\varepsilon)d\varepsilon/N_o = (L/c)\varepsilon(U/E)^{\bar{n}-2} \int_o^1 (a_1+a_2u+a_3u^2)u^{p-1}\exp(bu)du, \qquad (20)$$

where the following notations have been used

$$a_1 = \bar{n}(\bar{n}-1),\ a_2 = -2(\bar{n}-n_o)\bar{n} + (\bar{n}-n_o),\ a_3 = (\bar{n}-n_o)^2 \qquad (21)$$

$$p = LE^2/c \qquad (22)$$

$$b = -(\bar{n}-n_o)\ln(U/E). \qquad (23)$$

The quantity p has been considered as an adjustable parameter. If p is an integer, expression (20) can be integrated analitically. Calculations have been performed with p=1 and 2. In both cases E=50 MeV, $\bar{n}$=30, $n_o$=3, B=0 MeV were taken. The calculated spectrum forms are compared with a typical experimental one [4] in fig.1. Fig.1.a shows that the pre-equilibrium emission increases with increasing p. It is seen from eqs. [22], [19] and [17] that the parameter p reflects the competition between the decay and the relaxation. A large p means that a significant propotion of the nuclei decay before reaching the equilibrium.


## Acknowledgements

The author is indebted to Z.Bődy for the valuable discussions.

*Referee: Z.Bődy*


## References


[1] G.D.Harp, J.M.Miller and B.J.Berne, Phys.Rev. 165 (1968) 1166.

[2] C.K.Cline and M.Blann, Nucl.Phys. A172 (1971) 225.

[3] C.K.Cline, Nucl.Phys. A193 (1972) 417.

[4] N.Chevarier et al., Phys.Rev. C8 (1973) 2155.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 599-604.

# UJ MEGOLDÁSU ZAJDISZKRIMINÁCIÓS IDŐZITŐ ELJÁRÁS

GÁL JÁNOS, BIBOK GYÖRGY

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

A cikk egy uj, állandó szintü időzitési módszert ismertet. A "walking" csökkentése érdekében a diszkriminációs szintet a zaj alá állitottuk be, és uj rendszerü jelalak diszkriminációval kapuztuk ki a zajokból származó téves triggerelést.

A NEW SOLUTION OF NOISE SUPRESSED TIMING.
A short description of a new timing method is given. For reduction of the time walk the constant discrimination level is set under the noise level, and the discrimination between the pulses from signal and from noise is realised by a new method of pulse shape discrimination.

НОВЫЙ МЕТОД ВРЕМЕННОЙ ПРИВЯЗКИ С ДИСКРИМИНАЦИЕЙ ШУМОВ.
В статье описан новый метод временной привязки, работающий с постоянным уровнем дискриминации. Для уменьшения временного сдвига уровень дискриминации поставлен ниже шумов, а дискриминация между импульсами от шумов и от сигналов осуществляется новым методом дискриминации по форме.

## Bevezetés

Magfizikai méréseknél az időzités pontosságát több fizikai tényező korlátozza [1]. A zaj határozza meg a beállitható legalacsonyabb diszkriminációs szintet. Mivel a detektorok által szolgáltatott impulzusok amplitudója a detektált sugárzás energiájától függ, és a jel felfutási ideje véges, a zaj által limitált diszkriminációs szintet a különböző amplitudóju jelek a jel kezdetéhez képest különböző időelcsuszással érik el. További időelcsuszást okozhat félvezető detektorok használata esetén az, hogy a jel felfutása két különböző meredekségü szakaszból áll, és a meredekség váltás időpontja a detektorba beérkező sugárzás elnyelődési helyének függvénye. Ezeket az időelcsu-

zásokat energia-, ill. felfutási idő függő walkingnak nevezzük.

A walking kompenzálására többféle eljárást dolgoztak ki, és ezek az eljárások alapvetően két csoportra oszthatók. Az egyik módszer a változó diszkriminációs szintü időzités, amely azon alapul, hogy a különböző amplitudóju, de azonos felfutási idejü impulzusok amplitudójuk adott százalékát azonos idő alatt érik el. Ezt a módszert, melyet "állandó arányu időzités"-nek (constant fraction timing) nevezünk D.A.Gedcke és W.J.Mc Donald [2] alkalmazta először. A módszert később R.L.Chase [3] tovább fejlesztette azáltal, hogy bizonyos korlátok között a felfutási idő változásának hatását is kompenzálta.

A walking csökkentésének egy másik módja az, hogy állandó szintü időzitési módszer használata mellett a diszkriminációs szintet a zaj amplitudója alá állitják be, és valamilyen más módszerrel gondoskodnak a zajok okozta kimenőjelek kiküszöböléséről. A zaj kiküszöbölésének egyik módszere, hogy egy, a zajszint fölé előfeszitett diszkriminátorral kapuzzák ki az alacsony szintü komparátor késleltetett kimenőjeleiből a zajoktól származókat [4].

Egy egyszerübb megvalósitási mód, amikor felhasználjuk azt, hogy a valódi jelek és a zajok különböző szélességüek, igy utólagos impulzusalak-diszkriminációval szétválaszthatóak. A módszert először J.Deroche [5], majd hasonló alapelven Z.H.Cho, S.Beshai és J.Becker [6] valósitották meg késleltetett koincidencia technikával.

## Az intézetünkben kifejlesztett módszer ismertetése

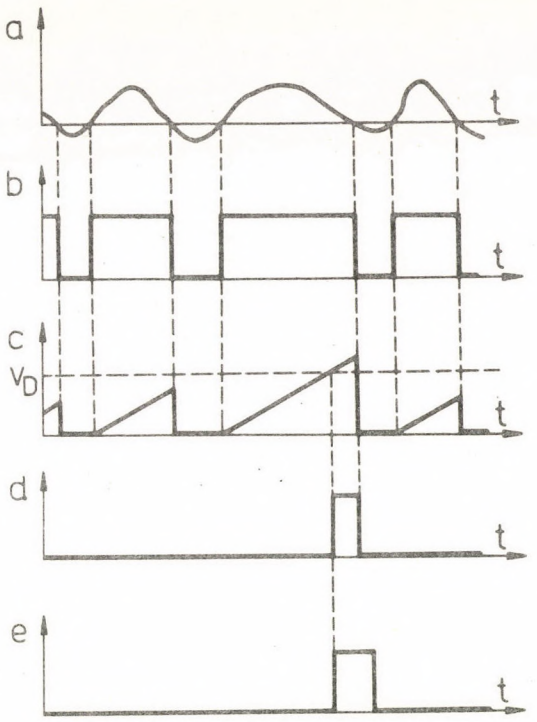
A késleltetett koincidencia módszernél két probléma is jelentkezik: egyrészt a végesre formált impulzus időtartama alatt véletlen koincidencia révén zajimpulzusok is leszámolásra kerülhetnek, másrészt a véges impulzusszélesség holtidőt jelent, ami a hasznos jelek számlálási veszteségében nyilvánul meg.

Az alábbiakban leirt eljárás kiküszöböli az emlitett problémákat és az impulzusalak-diszkrimináció megvalósitására egy egyszerübb módszert használ. A módszer lényegét az 1.ábrán látható idődiagram alapján követhetjük.

Az (a) ábra az időzitő bemenetén látható jelalakot mutatja. Az ábrán a hasznos jelek a zajokra szuperponálódva láthatók. A bemeneten levő időzitő komparátor, melynek triggerelési szintje nullára van állitva, kimenőimpulzusai láthatók a (b) ábrán. Ezek az impulzusok hasznos jelből származó triggerelés esetén hosszabbak, zaj esetén rövidebbek. Ezeket a jeleket egy integrátor fokozatba vezetjük, melynek kimenőjelei a (c) ábrán láthatók. Az integrátor kimenőjelének amplitudója a nullába előfeszitett komparátor kimenőjelének szélességétől függ, igy ezeket a jeleket egy ujabb komparátor segitségével szétválaszthatjuk. Az ábrán $V_D$-vel jelöltük a "szélesség-diszkriminációs" szintet.



MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA



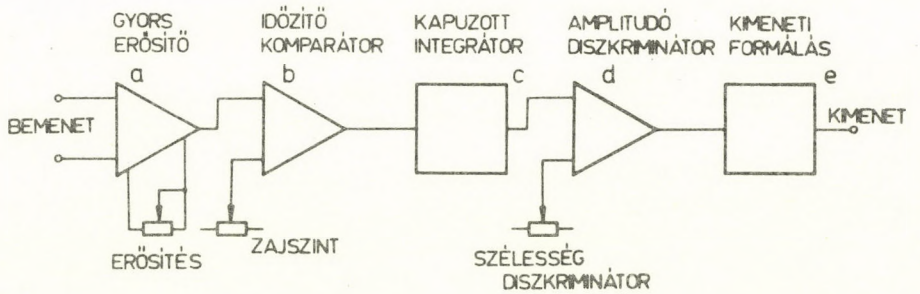

1.ábra. A megvalósitott módszer idődiagramjai.

Fig.1. Time diagram of the timing method.

Рис.1. Временная диаграмма метода привязки.

A (d) ábrán ennek a szélességdiszkriminátornak a kimenőimpulzusát láthatjuk, melynek felfutó éle hordozza az időinformációt, s igy ezzel indithatunk egy mind amplitudóban, mind szélességben egalizált időzitő impulzust előállitó kimeneti formáló fokozatot.

A fenti módszert megvalósitó egység blokkvázlata látható a 2.ábrán. Abból a célból, hogy töltésérzékeny előerősitők köz-

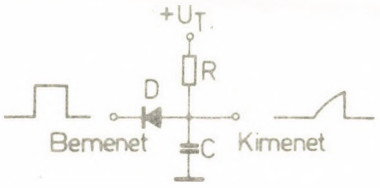



2.ábra. Az időzitő egység blokk-vázlata.

Fig.2. Block diagram of the timing unit.

Рис.2. Блок-схема прибора временной привязки.

vetlenül csatlakozhassanak az egységhez, a bemeneten egy gyors impulzuserősitő található, melynek erősitési tényezője 5-200 között állitható, < 10 ns felfutási idő mellett. Az erősitő bemenetén polaritásváltásra is van lehetőség. Időzitő komparátornak integrált áramkörös, gyors Schottky komparátort alkalmaztunk, DC hiszterézis nélkül. Előfeszitése 0-100 mV között a reprodukálhatóság érdekében 10 fordulatu helikális potenciométerrel történik. Kimenőjele egy integrátorra kerül. Rendkivül fontos, hogy az integrátor a jel megszünése után azonnal alapállapotba kerüljön. Ez a feltétele annak, hogy egymást követő zajimpulzusok hatására szuperpozició ne lépjen fel. Ennek érdekében az integrátor önkapuzó megoldásu, amelynek megvalósitási módját a 3.ábrán láthatjuk. Ha az integrátor bemenetére pozitiv jel érkezik, a D dióda lezár és a C kondenzátor az R ellenálláson keresztül RC időállandóval töltődik. Ha a jel véget ért, a dióda kinyit, a dióda kis nyitóirányu ellenállásán keresztül a C kondenzátor kisül. A gyors müködés érdekében un. "hot carrier" gyors kapcsolódiódát alkalmaztunk. Szélességdiszkriminátorként ugyancsak gyors Schottky differenciálkomparátort alkalmaztunk, melynek kimenete TTL kompatibilis. A diszkriminációs feszültség 1:2 arányban változtatható. Végül a kimeneti formálókör egy integrált áramkörös monostabil multivibrátor, kábel meghajtásra alkalmas kettős tranzisztoros emitterkövetővel kiegészitve.



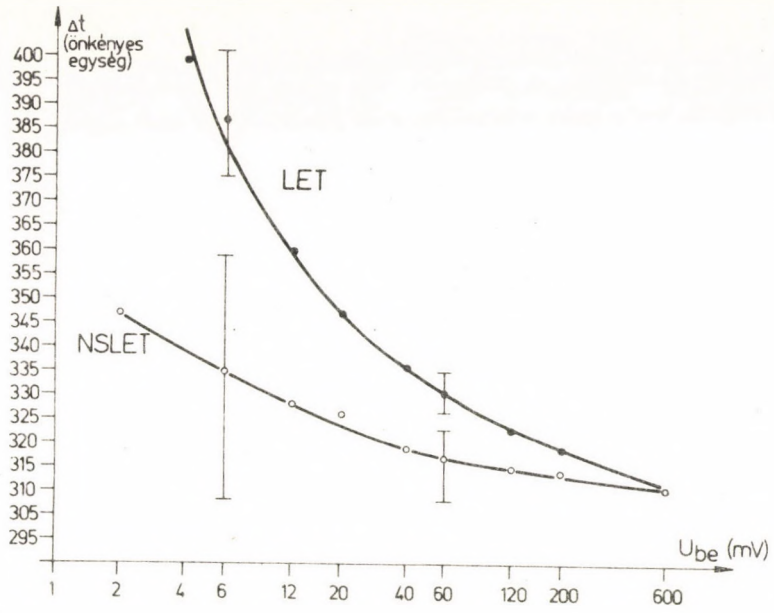

3.ábra. A kapuzott integrátor kapcsolási rajza.

Fig.3. Circuit diagram of the gated integrator.

Рис.3. Принципиальная схема интегратора.

## A módszer felhasználása nukleáris elektronikus egységekben

A fenti időzitési módszer az alkalmazott alacsonyszintü diszkrimináció miatt kedvező walking tulajdonságokat mutat. Ez látható a 4.ábrán, ahol ugyanazon jel/zaj viszony és jelfelfutási idő mellett mértük a kimenőjel időelcsuszását különböző bemenőjel amplitudónál. A LET jelü görbe a hagyományos "leading edge timing", azaz a zajdiszkrimináció nélküli állandó szintü időzités mért értékeit mutatja. Ekkor az időzitő komparátor diszkriminációs szintjét a zaj fölé emeletük, mig a szélesség diszkriminátor szintjét ugy állitottuk be, hogy valamennyi jel triggerelje. Az NSLET jelü az általunk alkalmazott zajcsökken-




4.ábra. Az időzitési módszer "walking"-ja, a LET módszerrel összehasonlitva.

Fig.4. The time walk of the timing method vs. LET.

Рис.4. Временное гуляние выходного сигнала со сравнением с методом LET.

tett időzitési módszerrel (noise supressed LET) mért adatokat ábrázolja. Ennél a mérésnél az időzitő diszkriminátor diszkriminációs szintjét nulláig csökkentettük, és a szélesség diszkriminátort ugy állitottuk be, hogy jel nélkül a zaj ne triggerelje.

A két görbe egybevetéséből látható, hogy a zajdiszkriminációs módszerrel a walking kb. 60%-kal csökkent. Az is látható továbbá, hogy a jitter megnőtt. Ennek magyarázata a nulla vonalnál, azaz a legalacsonyabb jelmeredekségnél történő triggerelés. Azt, hogy mennyire érdemes a zajszintet csökkenteni az optimális feloldási idő érdekében egy adott mérésnél a megkivánt amplitudódinamika, jelfelfutási idő és annak változása, továbbá a zaj dönti el.

A fentebb ismertetett megoldást eredményesen használtuk fel egy start-stop rendszerü impulzusalak diszkriminátor start detektoraként [7]. Sokoldalu feladatot lát el egy röntgen-emissziós analizátor analóg jelfeldolgozó rendszerében: méri a bemeneti, veszteségmentes impulzusszámot, vezérli a pile-up eliminátort és az élő-idő korrektort [8]. Önálló időzitőként az NP-802 tipusu Gyors Diszkriminátorban került alkalmazásra.

*Szakmai lektor: Sztaricskai Tibor*

## Irodalom


[1] Bibok Gy., ATOMKI Közl., 17 (1975) 401.

[2] D.A.Gedcke, W.J.Mc Donald., Nucl.Instr.Meth. 55 (1967) 377.

[3] R.L.Chase., Review of Scientific Instruments 39 (1968) 1318.

[4] Elscint. Ideas in nuclear instrumentation. 1.

[5] J.Deroche., Proc. VI.Intern. Symp. Nucl. Electronics. Warsaw. Sept.23-30. 1971. Dubna 1972.

[6] Z.H.Cho, S.Beshai, J.Becker., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20 (1973) 199.

[7] Gál J., Egyetemi doktori disszertáció Debrecen, 1976.

[8] Bibok Gy., Gál J., Analóg jelfeldolgozó rendszer röntgenemissziós analizátorokhoz. Gépkönyv. Megjelenés alatt.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 605-608.

# A SZEMÉLYI NEUTRONDOZIMETRIA AZ ATOMKI-BEN 1964-1975

MEDVECZKY LÁSZLÓ

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Az ATOMKI-ben KODAK NTA filmet alkalmaztunk a neutronforrásoknál dolgozók személyi dózismérésére. 1964-1975 években összesen 43 személy viselt neutrondozimétert. Valamennyi esetben 200 mrem/2 hét dózisteljesitménynél kevesebbet észleltünk.

PERSONNEL NEUTRON MONITORING IN ATOMKI (1964-1975). KODAK NTA films were applied for routine fast personnel neutron monitoring. During the period above, 43 persons were regularly monitored. The estimated track densities were less than the value corresponding to 200 mrem/2 weeks dosis with every person.

ИНДИВИДУАЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ ДОЗИМЕТРИЯ В АТОМКИ В 1964-1975 гг.
В АТОМКИ использована KODAK NTA пленка для индивидуальной дозиметрии при нейтронных источниках. В 1964-1975 гг. 43 лица использовали нейтронный дозиметр. Все устанавленные значения мощности дозы являются меньшими чем 200 мбэр/2 недели.

Az ATOMKI sugárártalomnak kitett munkahelyein dolgozók rendszeres filmdozimetriai ellenőrzését az idevonatkozó rendelet [1] értelmében az Országos Frédéric Joliot-Curie Sugárbiológiai és Sugáregészségügyi Kutató Intézetben müködő filmdozimetriai szolgálat látja el, ez azonban nem terjed ki a neutrondózis mérésére. Neutron személyi dózismméréssel kapcsolatban az ATOMKI-ben már a rendelet életbelépése előtt is foglalkoztunk [2] , és az igy nyert tapasztalatok alapján kezdtük meg 1964-ben a neutronforrásoknál lévő munkahelyek, illetve az ott dolgozó személyek gyorsneutron-dózisterhelésének mérését. Ezen rövid közleményben az 1964-1975 években végzett rutin dózismérések eredményét összegezzük.

A magfizikai emulziós módszerrel végzett gyorsneutron-dózismérés azon alapszik, hogy a neutronok az emulzióban visszalökött protonokat keltenek, amelyeknek a nyomai előhivás után mikroszkóppal észlelhetők. A nyomsürüségből hasonló neutronspektrummal

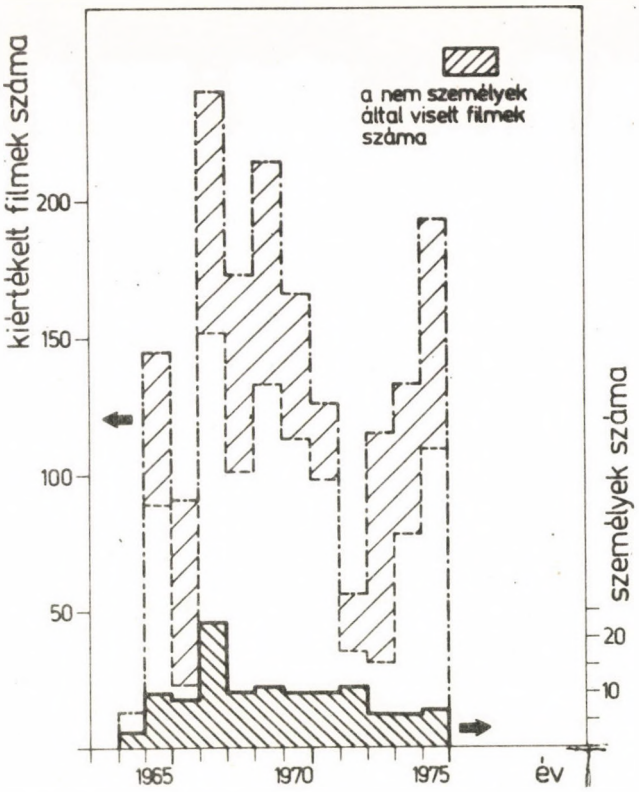
végzett kalibrálás [3] alapján a gyorsneutronok fluensét és az ekvivalens dózisát lehet meghatározni. Ilyen célból leginkább a Kodak cég A tipusu gyorsneutron dozimetriai filmjét, amit elég elterjedten Kodak NTA filmnek is neveznek, szokták alkalmazni.

A KODAK NTA film 30 µm vastag magfizikai emulziós rétegü fényérzékeny rendszer, amit a fogászatban használt röntgenfilmmel azonos méretben hoznak forgalomba. Minthogy az emulziós réteg viszonylag vékony, előhivás, illetve kidolgozás nem igényel sokkal több szakértelmet és gondosságot, mint a tudományos célu fotofilmeké általában. A módszer egyszerü, olcsó és ezen kedvező tulajdonságok miatt az egyéb személyi neutrondozimetriai módszerek mellett még ma is igen elterjedten alkalmazzák [4].

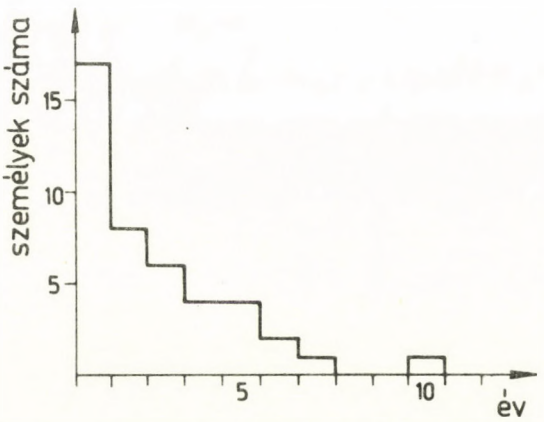
A személyi dozimetriai filmek viselési ideje 14 nap volt. Ennyi idő alatt az előhivható szemcsék, illetve nyomok számában már számottevő ugyan az eltünés (fading), de még nem megy a kiértékelhetőség rovására [5]. A latens képek elhalványodásának csökkentése céljából a már gyárilag fénybiztosan csomagolt filmeket még 4,5 mg/cm$^2$ vastag polietilén fóliából készült tasakba zártuk. A filmek előhivását 1967 márciusáig bórsavval savanyitott amidolos hivóval végeztük. A továbbiakban Kodak DX 80 röntgenfilm-előhivót használtunk. Mind a két hivási eljárásnál a savanyu fixirrel történő rögzités előtt 1 %-os ecetsavas leállitó periódust iktattunk be. A mikroszkópizálást segitette, ha az előhivási szakasz kb. 50 %-os megnyujtásával, a nyomok "hizlalásával" egyidejüleg kismértékü alapfátyol is létrejött. Ez a teljesen viztiszta, "üres" emulzió mikroszkópizálásához képest növeli az észlelő biztonságérzetét abban, hogy az észlelést a megfelelő sikban végzi. Az előhivott filmek átvizsgálását, csatlakozó látóterekkel és folyamatos észleléssel, általában 1000 X nagyitásu mikroszkóppal végeztük. Ha az első látótérsoron (1,56 mm$^2$) a nyomok száma ≥ 4 volt, akkor ujabb sorok átvizsgálásával 6 mm$^2$-re növeltük az átvizsgált terület nagyságát. Az egyes sorok távolsága mindig több volt, mint 0,5 mm. A háttér megállapitásához mindig használtunk egy, az expozició alatt inaktiv helyen tárolt, egyébként a doziméterekkel együtt kezelt összehasonlitó filmet. Protonnyomokat ezeken az összehasonlitó filmeken is észleltünk, de azok sürüsége 2/mm$^2$-nél nem volt nagyobb.

1964-től 1975 végéig az ATOMKI-ben összesen 43 személy viselt neutrondoziméter-filmet. A személyek száma évenként változott (1.ábra), és az egyes személyek is különböző időtartamig részesültek neutrondoziméter-ellátásban (2.ábra). Az évek során összesen 1665 filmet értékeltünk ki. A filmek 58 %-át személyek viselték, 10 % háttér vizsgálathoz szolgált, 7 %-át hitelesitési célból dolgoztuk fel. A maradék 25 %-ot az egyes munkahelyeken kihelyezett doziméter filmek alkották. Az összes kiosztott film további 5 %-a elveszett, megsértült, vagy más okból kiértékelhetetlenné vált.

A doziméterek kiértékelése igen kedvező eredményt mutatott. Egyetlen személyi, illetve munkahelyeken elhelyezett (pl. neutron




1.ábra. A kiértékelt KODAK NTA filmek és a neutron-dózismérésben részesitett személyek számának évenkénti eloszlása.
Fig.1. Number of evaluated KODAK NTA films (left) and monitored persons (right) pro year.
Рис.1. Годовое распределение числа обработанных KODAK NTA пленок и использующих лиц.




2.ábra. A neutrondozimetriában részesitett személyek számának eloszlása a doziméter alkalmazásának időtartama (év) szerint.
Fig.2. Number of persons versus the duration (year) of personnel monitoring.
Рис.2. Распределение числа лиц по периоду (год) индивидуальной дозиметрии.

generátor vezénylőpultja) doziméter sem mutatott a megengedettnél nagyobb dózist jelentő nyomszámot. A mért dózis 6 film kivételével a kétheti 40 mrem-et sem érte el. Ezen 6 filmből 5 esetben a 40-100 mrem közé eső dózist állapitottunk meg. Volt egy olyan film is, amelyiken a megengedettnél jóval nagyobb dózisnak megfelelő nyomsürüséget észleltünk, de ezt a dózist csupán a doziméter kapta. Egyik szabadságra távozott dolgozó ugyanis a neutrongenerátor targetjának környezetében felejtette doziméterét.

Az igy mért adatok természetesen csak a gyorsneutronok által okozott dózist mutatták ki. A teljes sugárterhelésnél azonban az egyéb sugárzások által keltett dózis sem hanyagolható el, mégis megállapitható, hogy a neutronforrások sugárvédelmét jól épitette meg az intézet. A fentebb emlitett néhány eset is abban az időben fordult elő, amikor a neutrongenerátor a jelenlegi helyére történt átköltöztetése (1972) előtt, egy eredetileg más célra épitett helyiségben müködött.

*Szakmai lektor: Uray István*

## Irodalom


[1] Az Egészségügyi Miniszter 4/1965 (XII.7.) Eüm. számu rendelete.

[2] Medveczky L., Izotóptechnika 19 (1976) 348.

[3] L.Medveczky, P.Bornemisza-Pauspertl, Acta Phys.Hung. 28 (1970) 217.

[4] P.N.Krishnamoorthy, G.Venkatakaman, D.Singh, Dayashankar, Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes Proc.Symp.Vienna 1972 IAEA Vienna 1973. Vol.II. p.343.

[5] K.Becker, Atomkernenergie 8 (1963) 74.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 609-615.

# HALF-LIFE SYSTEMATICS OF THE RADIOACTIVE NUCLIDES

BY

L.SARKADI AND I.TÖRÖK

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Summary: Half-life versus mass-number diagrams of all known radioactive nuclides were plotted in 28 figures, using the same scale. Each figure represents a certain class of nuclides of the same decay mode and type (even-even, e-o, o-e, o-o) in a given mass range. The points representing isotopes, isotones or nuclides differing by two neutrons and two protons are connected by different kinds of lines. Three further figures, keeping the same mass and order-of-magnitude scales, give the abundaces of the stable and primordial radioactive nuclides.

A RADIOAKTIV ATOMMAGOK FELEZÉSI IDŐ SZISZTEMATIKÁJA.

Összefoglalás: 28 ábrán végig azonos léptékben megrajzoltuk az összes ismert radioaktiv atommag tömegszám-felezési idő grafikonját. Az egyes ábrákon a bomlásforma és magtipus (páros-páros, páros-páratlan, páratlan-páros, páratlan-páratlan) szempontjából azonos osztályba tartozó magok felezési idejét ábrázoltuk adott tömegszámtartományban. Az izotóp, izoton és egymástól két neutronban és két protonban különböző magokhoz tartozó pontokat különböző fajta vonalakkal összekötöttük. Három további ábrán, azonos léptékben a stabil és a természetben előforduló radioaktiv magok relativ gyakoriságát tüntettük fel.

СИСТЕМАТИКА ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР.
Аннотация: На 28 рисунках в том же масштабе представлены периодов полураспада всех известных радиоактивных ядер. На одном рисунке представлены только те ядра данного района массы, у которых тип ядра (четно-четный, н-н, н-ч, н-н) и тип распада одинаковые. Точки, представляющие изотопы, или ядра различающиеся в двух протонах и двух нейтронах связаны различными линиями. На трёх других рисунках используя тот же самый масштаб для массы и для порядка магнитуды представлены процентные содержания в естественной смеси стабильных и примордиальных радиоактивных ядер.

There are several methods for predicting half-lives of unknown isotopes. Theoretical and semiempirical methods [1,2,3,4 and others] require the knowledge of transition energies, spins and parities of the initial and final states, etc. A rather simple method for half-life predictions is to make a mass-number — half-life systematics and to estimate the unknown half-life by inter- or extrapolation. Despite its simplicity, this method gives, in most cases, reliable results.

In the figures the half-life data vs. mass-number are plotted on the basis of the latest "Chart of nuclides" [5] available to us. Some values were taken from a former "Chart of nuclides" [6] or from current literature [7-26].

The half-lives follow rather smooth curves through wide mass ranges. In these ranges the prediction of half-lives gives good results. Near magic proton and/or neutron numbers, or at the boundaries of different decay modes steep changes occur in the half-life diagrams, so here the predictions are uncertain.

In the case of stable or natural radioactive nuclei the abundance also can give some information on nuclear stability. Therefore, in addition to our half-life diagrams, we have made also abundance diagrams for stable and primordial nuclides using the same mass scale.

The half-life diagrams have been drawn by a programmable electronic calculator (HP9100A equipped with a HP9125A plotter). The half-lives are given in seconds, in the range $10^{-6}$ - $10^{19}$ using a logarithmic scale. A single figure displays 76 mass-numbers with an overlap of 6 mass units between successive figures. In the figures the smallest mass-numbers are as follows: 0, 70, 140, 210.

Each figure represents half-lives for a certain group of nuclides (neutron rich or deficient,* even-even, even-odd, odd-even, odd-odd nuclei) . The mass range above 210 is an exception, here both sides of the stability curve are plotted in the same figure.

Because of page limitations only one of the figures ( Fig.14) is reproduced here. Other figures ( single or all) can be obtained on request directly from the authors. If a great number of requests are received, all the figures will be published in ATOMKI Bulletin.

---

* In the figures the expression "$\beta^+$" or "$\beta^-$" decay mode is used for the nuclides on the neutron-deficient and neutron-rich sides of the stability-line, not regarding other possible decay modes.

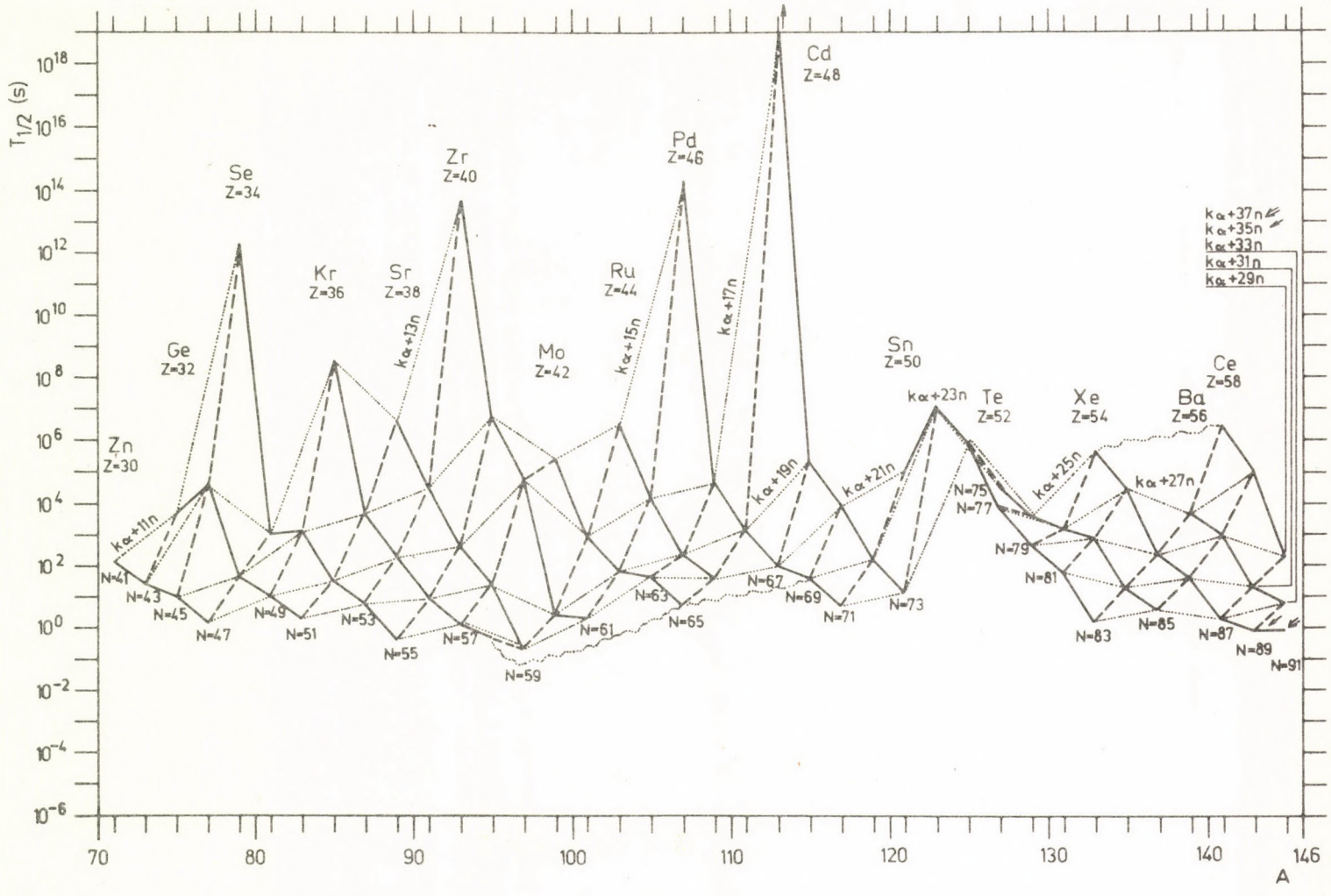



Fig.14. $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=70-146.

All the points representing the half-lives of isotopes of the same element are connected by a full line if the mass differences of the known isotopes are two. When the difference is greater than two (four or six etc.), a wavy line is used. If a stable isotope is between two radioactive ones, then a full circle represents it on this wavy line at the proper mass number.

Dashed line is used to represent the isotones. The point representing the half-lives of nuclides differing in two protons and two neutrons are connected by dotted lines. It is useful to draw the above lines because at certain mass ranges they can be followed through a greater number of nuclides than the isotope or isotone lines, so their tendency can be seen more clearly. In the cases of the isotone lines and in those of the lines of nuclides differing in two protons and two neutrons dashed or dotted wavy lines are used if the mass difference is greater than 2 or 4 mass units.

We have tried to predict the half-lives of some new isotopes, not involved yet in the "Chart of nuclides" [5]. The following table compares the predicted values with the new experimental ones.

Table 1.

| isotope | reference | $T_{1/2}$ | |
|---|---|---|---|
| | | predicted | measured |
| $^{62}$Fe | 7 | 30 days * | (68+2)s |
| $^{69}$Se ** | 8 | 20 s | (27±3)s (14m formerly) |
| $^{81}$Ga | 9 | 0,3 s | 2,2 s |
| $^{89}$Mo | 10 | 10 m | 1-2 m *** |
| $^{111}$Ru | 11,12 | 3 s | (3±1)s; (1,5±0,3)s |
| $^{113}$Ru | 11 | 0,3 s | (3,0±0,7)s |
| $^{119}$Ag ** | 9 | 3 s | 2,1 s (6s formerly) |
| $^{165}$W | 13 | 10 s | (5,1±0,5)s |
| $^{166}$W | 13 | 18 s | (16±3)s |
| $^{176}$Au | 14 | 1,5 s | (1,25±0,3)s |
| $^{250}$No | 15,16 | 10 ms | 0,25 ms |
| $^{242}$Fm | 15,16 | 10 μs | 800 μs |
| $^{254}$Ku | 15,16 | 100 μs | 500 μs |
| $^{255}$Ku | 17 | 30 ms | cca. 1000 ms |

* neighborhood of a magic number

** isotopes, with more accurate new $T_{1/2}$ measurements

*** only upper limit

In addition to the data given in Table 1, the following half-lives, measured recently, are shown in the figures: $^{83}$Zr [18]; $^{106}$Sn [19]; $^{148}$Dy [20]; $^{156}$Er [21,25]; $^{157}$Tm [22,26]; $^{161}$Yb [23]; $^{115}$Te [24]; $^{256}$Ku [17].


## Acknowledgements

The authors are grateful to Prof.A.Szalay for initiating this work, and to T.Fényes for helpful discussions and comments.


## List of figures

1) $T_{1/2}$, even-even nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=0-76.
2) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=0-76.
3) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=0-76.
4) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=0-76.
5) $T_{1/2}$, even-even nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=0-76.
6) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=0-76.
7) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=0-76.
8) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=0-76.
9) $T_{1/2}$, even-even nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=70-146.
10) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=70-146.
11) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=70-146.
12) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=70-146.
13) $T_{1/2}$, even-even nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=70-146.
14) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=70-146.
15) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=70-146.
16) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=70-146.
17) $T_{1/2}$, even-even nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=140-216.
18) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=140-216.
19) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=140-216.
20) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, decaying by $\beta^+$ emission, A=140-216.
21) $T_{1/2}$, even-even nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=140-216.
22) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=140-216.
23) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=140-216.
24) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, decaying by $\beta^-$ emission, A=140-216.

25) $T_{1/2}$, even-even nuclides, $A \geq 210$.

26) $T_{1/2}$, even-odd nuclides, $A \geq 210$.

27) $T_{1/2}$, odd-even nuclides, $A \geq 210$.

28) $T_{1/2}$, odd-odd nuclides, $A \geq 210$.

29) Abundances, A=0-76.

30) Abundances, A=70-146.

31) Abundances, A=140-216.

*Referee: T.Fényes*

## References


[1] S.A.Moszkowski, Phys.Rev., 82 (1951) 35.

[2] C.Gallagher, J.Rasmussen, J.Inorg. Nucl.Chem., 3 (1957) 333.

[3] W.J.Swiatecki, Phys.Rev., 100 (1955) 937; Phys.Rev., 101 (1956) 97.

[4] S.A.E.Johansson, Nucl.Phys., 12 (1959) 449; Nucl.Phys., 22 (1961) 529.

[5] W.Seelmann-Eggebert, G.Pfennig, H.Münzel, Nuklidkarte 4. Auflage 1974. Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe.

[6] N.E.Holden, F.W.Walker, Chart of the nuclides. Eleventh edition-revised to April 1972. Knolls Atomic Power Laboratory, Educational Relations, General Electric Company, Schenectady, N.Y. 12345.

[7] E-M.Franz, T.E.Ward, H.A.Smith, T.E.Ward, Phys.Rev. C12 (1975)2, 616.

[8] E.Nolte, Y.Shida, W.Kutschera, R.Prestele, H.Morinaga, Z.Phys., 268 (1974)3, 267.

[9] K.Alakett, G.Nyman, G.Rudstam, Nuclear Phys., A246 (1975) 2, 425.

[10] R.C.Hagenauer, G.D.O'Kelley, E.Eichler, J.Inorg. Nucl.Chem., 37 (1975) 5, 111.

[11] G.Franz, G.Herrmann, Inorg. and Nucl.Chem. Letters, 11 (1975) 12. 857.

[12] P.Fettweis, P.del Marmol, Z.Physik, A275 (1975) 4, 359.

[13] K.S.Toth, W.D.Schmidt-Ott, C.R.Bingham, M.A.Ijaz. Phys.Rev. C12 (1975) 2, 533.

[14] C.Cabot, C.Deprun, H.Gauoin, B.Lagarde, Y.Le Beyec, M.Lefort, Nucl.Phys., A241 (1975) 2, 341.

[15] V.I.Chepigin, G.N.Flerov, A.S.Iljinov, Yu.Ts.Oganessian, O.A.Orlova, G.S.Popeko, B.V.Shilov, G.M.Ter-Akopyan, S.P.Tretyakova, JINR, E15-9064, Dubna, 1975.

[16] G.M.Ter-Akopyan et al., Nucl.Phys., A255 (1975)2, 509.

[17] Yu.Ts.Oganessian, A.G.Demin, A.S.Iljinov, S.P.Tretyakova, A.A.Pleve, Yu.E.Penionzhkevich, M.P.Ivanov, Yu.P. Tretyakov, Nucl.Phys., A239 (1975) 1, 157.

[18] M.Kaba, K.Miyano, Radiochimica Acta, 21 (1974) 3-4, 203.

[19] В.П.Бурминский, И.В.Гребенщиков, О.Д.Новригин, Г.И.Сыгиков, Письма в ЖЭТФ. 22 (1975) 2, 120.

[20] K.Ya.Gromov, K.Zuber, J.Zuber, A.Latuszynski, I.Penev, A.W.Potempa, A.Zielinski, W.Zuk, Acta Physica Polonica B6 (1975) 3, 421.

[21] А.А.Александров и др., ОИЯИ, 6-8154, Дубна, 1974.

[22] A.Latuszynski, J.Mikulski, I.Penev, A.W.Potempa, A.Zielinski, K.Zuber, J.Zuber, JINR, E6-8516, Dubna, 1975.

[23] I.Adam et al., Izv.A.N. SSSR, Ser.Fiz. 38 (1974) 8, 1572.

[24] A.Charvet, R.Chery, Do Hun Phuoc, R.Duffoit, M.Morgue, J.Phys. (France) 35 (1974) 11, 805-811.

[25] А.А.Александров и др., Изв.АН СССР Сер.Физ., 39 (1975) 8, 1661.

[26] J.C.Putaux, J.Obert, P.Aguer, Nucl.Instr.Meth., 121 (1974) 3, 616.

ATOMKI Közlemények 18 (1975) 617-620.

# KISTÉRERŐSSÉGŰ, KORRIGÁLT SZUPRAVEZETŐ MÁGNES, SZUPRAVEZETŐ RÖVIDZÁRRAL

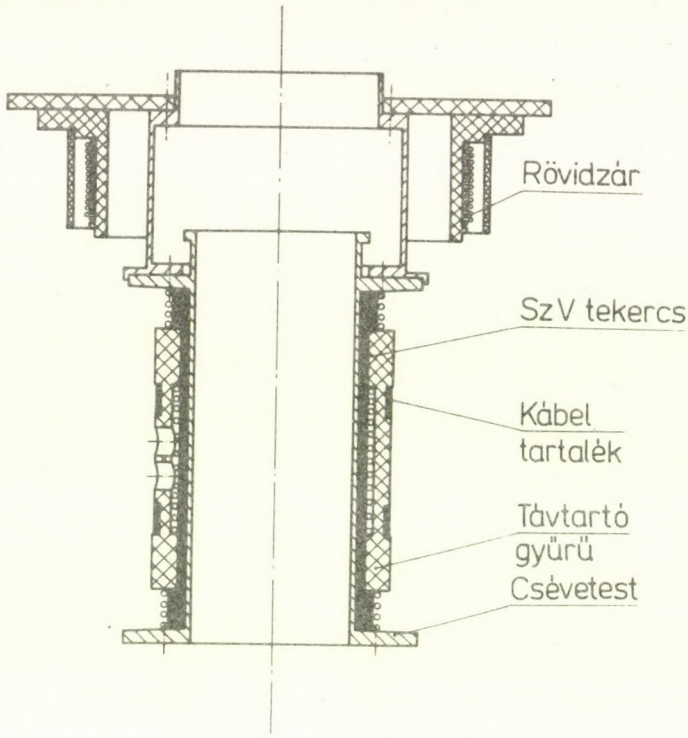
VAD K., NOVÁK D., TÁRKÁNYI F., FÜLE K.
ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

Az ATOMKI-ben épülő szupravezető (SZV) mágneses konverziós elektron spektrométer, valamint a tervezés alatt álló 50 kOe-es, homogén terü SZV mágnes segédberendezéseinek (SZV rövidzár, árambevezetők, mágneses-térerősségmérő) kipróbálására célszerünek látszott egy kis energiatartalmu SZV mágnes készitése. Egy viszonylag nagy térfogatban (100 $cm^3$) homogén térerősségeloszlásu, kis térerősségü (<20 kOe) mágnes egyes szilárdtestfizikai, adiabatikus lemágnesezési és egyéb mágneses mérésekben is előnyösen hasznositható, és a tervezett nagytérerősségü mágnes alkalmazását jól kiegésziti.

## Szupravezető mágnes

A szilárdtestfizikai és lemágnesezési vizsgálatainkhoz 5 cm átmérőjü és legalább 5 cm hosszu hengerben néhány százalékosnál nem nagyobb inhomogenitásu mágneses tér szükséges. A mágnes elkészitéséhez 200 m NIOMAX FMA 61/40 tipusu (Imperial Metal Industries) Nb-Ti kábel állt rendelkezésünkre. A kábel adatait lásd [1]-ben.

Tekercsünk tervezésénél a korrigált tekercsekre vonatkozó szokásos tervezési utat követtük [2]. A SZV mágnes konstrukcióját az 1.ábrán tüntettük fel. A mágnes megtekercselése, leszoritása és a kontaktusok elkészitése az [1]-ben leirt módon történt.



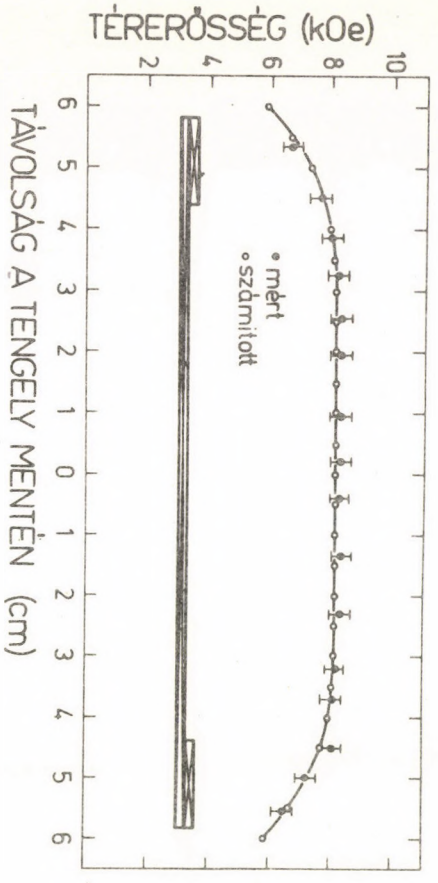

1.ábra. A szupravezető mágnes és a rövidzár konstrukciója.

A mágnes főbb paramétereit az I.táblázatban foglaltuk össze.

I. Táblázat

| A paraméter neve | Értéke | |
|---|---|---|
| Az alaptekercs belső sugara | 2,97 | cm |
| Az alaptekercs külső sugara | 3,12 | cm |
| Az alaptekercs hossza | 11,7 | cm |
| A korrekciós tekercsek belső sugara | 3,12 | cm |
| A korrekciós tekercsek külső sugara | 3,26 | cm |
| A korrekciós tekercsek hossza | 1,4 | cm |
| Egy menet teljes keresztmetszete | 0,00216 | $cm^2$ |
| Kitöltési tényező | 0,604 | |
| Teljes menetszám | 992 | |
| Teljes kábelhossz | 194 | m |

A mágneses térerősség és a tengelymenti térerősségeloszlás mérése 100 mA-es áramtáplálásnál szobahőmérsékleten ballisztikus galvanométeres módszerrel, kalibrált forgótekercs segitségével történt. A mért (100 A-re normált) és a számitott tengelymenti térerősségeloszlás a 2.ábrán látható.




2.ábra. Mért és számitott térerősségeloszlás a tekercs tengelye mentén.

A tekercs és a rövidzár lehütése és SZV állapotban való felmágnesezése az ATOMKI Hideglaboratóriumának 200 mm átmérőjü, 1300 mm mélységü héliumkriosztátjában [3] történt. A lehütéshez és a feltöltéshez 30 liter folyékony héliumot használtunk fel. Mivel a tekercs számitott kritikus árama 160 A és a felmágnesezéshez csak 100 A-es tápegység állt rendelkezésünkre, igy a tekercs kritikus áramát nem tudtuk mérni. 100 A tekercsáramig degradáció nem mutatkozott. A mért leggyorsabb felmágnesezési sebesség 100 A/sec.

## Szupravezető rövidzár

Ha a SZV mágnest egy vele párhuzamosan kötött SZV rövidzárral látjuk el, felmágnesezés után nincs szükség külső áramtáplálásra. Ez egyrészt csökkenti a folyékony hélium párolgási veszteséget, másrészt a mágneses tér időbeli stabilitása jóval meghaladhatja a tápegységek stabilitását. A mágnes-rövidzár alkotta körben folyó áram, s igy a mágneses térerősség, a SZV huzalok közötti kontaktusok ellenállása és a mágnes eredő induktivitása által meghatározott csillapitással csökken.

Mágnesünkhöz un. melegitő tipusu rövidzárat készitettünk. Tervezési szempontjait lásd [4]-ben. Elhelyezését és metszetrajzát

az 1.ábrán tüntettük fel. A rövidzár müködési elve a következő.

Áramtáplálás előtt a manganin huzalból készült 100 ohmos (4,2°K) fütőtekercsre áramot adva a fejlődő hélium gáz kiszoritja a folyékony héliumot a rövidzár csévetestje és gázharangja közül, és igy a bifilárisan tekercselt, normál állapotban 50 ohm (300°K) ellenállásu, réz-nikkel matrixu, Nb-Ti rövidzárkábel gyorsan normálállapotba megy át. A mágnes feltáplálása után a fütést kikapcsolva a folyékony hélium benyomul a harangba, a rövidzár szupravezetővé válik és a szupravezető áramkör bezárul.

Teljes lehülés után a rövidzár normál állapotba való viteléhez 1 watt fütőteljesitmény mellett ∿ 1 percre volt szükség. A fütés kikapcsolása után 3-4 perccel a rövidzár ismét szupravezetővé válik. A rövidrezárt áramkör mágneses terének csökkenését a kriosztáton kivül elhelyezett forgótekercses térerősségmérővel mértük. A kör mért időkonstansa $\tau = \frac{L}{R} \sim 3.10^5$ sec. Mivel a tekercs számitott induktivitása 0,024 H, az áramkör kontaktusainak összellenállása $10^{-7}$ Ω.

Köszönetünket fejezzük ki H.Menkének a dubnai EAI munkatársának a rövidzár tervezéséhez nyujtott értékes tanácsaiért.

*Szakmai lektor: Varga Dezső*

## Irodalom

[1] Tárkányi F., Novák D., Füle K., ATOMKI Közl., 16 (1974) 325.

[2] D.B.Montgomery, Solenoid magnet design (Wiley-Interscience, New York, 1969).

[3] Füle K., Novák D., ATOMKI Közl., 18 (1976) 193.

[4] Tárkányi F., Szupravezető szolenoid-transzporteres Si/Li elektron spektrométer, Egyetemi doktori értekezés, Debrecen, 1976, 62 és 97 o.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 621-625.

# NAGYVÁKUUM RENDSZER AUTOMATIKUS MÜKÖDTETÉSE

BERECZ I., BOHÁTKA S., HORKAY GY., LANGER G.

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

A vákuumrendszerek üzemeltetése vákuumtechnikai alapismeretek mellett is rendszerint állandó felügyeletet igényel. Egyes esetekben szükség lehet arra, hogy a vákuumrendszer müködése, a rendszer állapotának és az esetleges meghibásodásoknak a kijelzése teljesen automatikus legyen. Különösen indokolt ez akkor, amikor a kezelő személyzet nem rendelkezik vákuumtechnikai ismeretekkel.

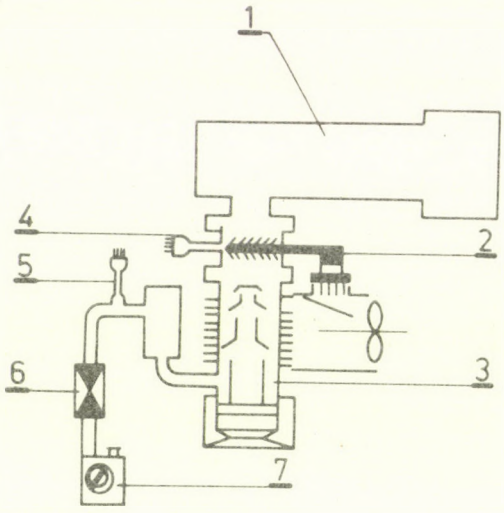
Az alábbiakban nézzük meg azokat a fő szempontokat, amelyeket egy diffuziós szivattyuval müködő automatikus vákuumrendszer tervezésénél figyelembe kell venni:

- biztositanunk kell, hogy a diffuziós szivattyu fütése csak akkor kapcsoljon be, ha a szivattyuban $10^{-1}$ torr-nál jobb a vákuum,
- védenünk kell rendszerünket hütés- (viz vagy levegő), illetve áramkimaradástól,
- meg kell oldanunk a nagyvákuum elérésének jelzését,
- kikapcsoláskor megfelelő módon gondoskodnunk kell a szivattyu lehütéséről.

A következőkben az 1.ábrán egy rotációs elővákuum szivattyut és egy diffuziós nagyvákuumszivattyut tartalmazó vákuumrendszer automatikus müködtetését kivánjuk bemutatni.

A rendszer elektronikus blokk sémáját a 2.ábrán láthatjuk. Az automatika müködésbe hozatala a hálózat bekapcsolásával történik. Ekkor a $J_1$ jelü jelfogó meghuz és ennek hatására az elővákuum szivattyu és a diffuziós szivattyu hütőventillátora, illetve a megfelelő tápegységek 220 V-os hálózati feszültség alá kerülnek, illetve müködésbe lépnek.

A diffuziós szivattyu elővákuum szivattyuja egy mágnesszeleppel van leválasztva a leszivandó tértől. A szelep egyrészt megakadályozza, hogy a berendezés az elővákuum szivattyun keresztül fellevegőzzön hálózati feszültségkimaradás, vagy az elővákuum szivattyu motorzárlata esetén, másrészt kiméli az elő-




1. nagyvákuum tér,
2. Peltier elemes kifagyasztó csapda,
3. léghütéses olajdiffuziós szivattyu,
4. ionizációs vákuummmérő fej,
5. Pirani vákuummérő fej,
6. el.mágneses vákuumszelep,
7. elővákuum szivattyu.

1.ábra. A vákuumrendszer blokkvázlata.

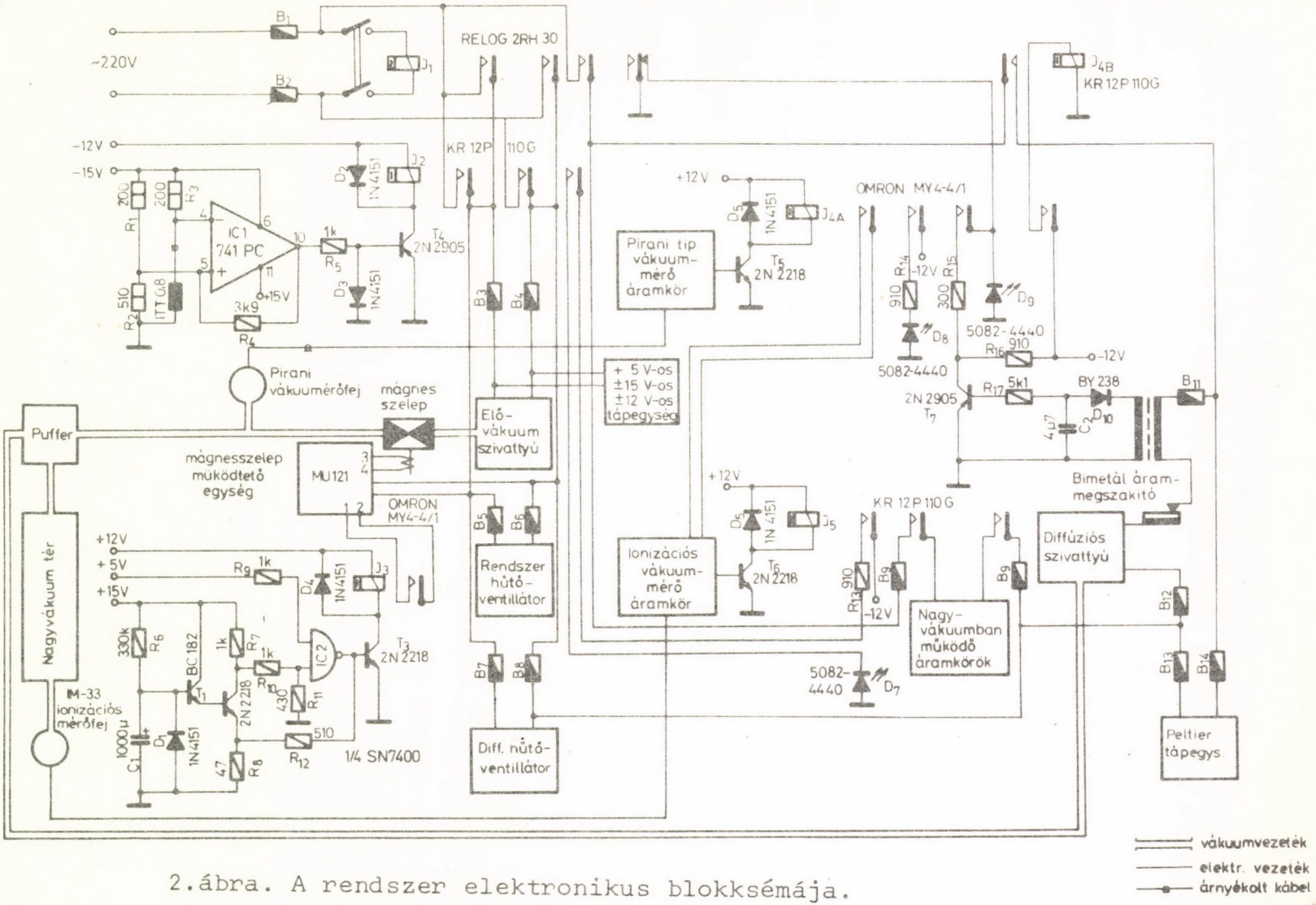
Fig.1. Block diagram of the vaccum system.

Рис.1. Автоматическое управление высоковакуумной системой.

vákuum szivattyut olyan szempontból, hogy a szivás a szivattyu bemelegedéséig (kb. 1 perc) csak a szivattyu feletti kis térfogatból történik.

A mágnesszelep nyitását egy Egyesült Izzó gyártmányu MÜ 121 tipusszámu mágnesszelep müködtető egység végzi. A mágnesszelep nyitásának elektronikus késleltetését a $T_1$-$T_2$ tranzisztorokból álló áramkör valósitja meg. A hálózat bekapcsolása után, azaz a tápfeszültség megjelenése után töltődni kezd a $T_1$ bázisára csatlakozó 1000 µF-os kondenzátor a 330 kohmon keresztül. Amikor a $T_1$ bázisfeszültsége mintegy 1,6 V-ra emelkedett, kinyit a $T_1$ és $T_2$ tranzisztor és az IC-2 logikai "0"-ból logikai "1"-be vált. Ez a pozitiv feszültségugrás engedélyezi a $J_3$ jelfogó meghuzását, melynek rövidrezárt érintkezői müködésbe hozzák a MÜ 121 mágnesszelep-meghuzó egységet.

A mágnesszelep nyitása után az elővákuum-szivattyu hatására a nyomás fokozatosan csökken a vákuumrendszerben. A nyomás érzékelése Pirani-tipusu vákuummérő fejjel történik. A vákuummérő áramkör részletes leirása az [1] irodalomban megtalálható. Amikor a nyomás néhányszor $10^{-2}$ mmHg-nál alacsonyabb, a vákuummérő áramkör hatására kinyit a $T_5$ tranzisztor és a $J_{4A}$-$J_{4B}$ jel-




2.ábra. A rendszer elektronikus blokksémája.

Fig.2. Electronic scheme of the system.

Рис.2. Электронная схема системы.

fogó meghuz. A $J_{4_B}$ jelü jelfogó meghuzásával megindul a diffuziós szivattyu fütése 220 V hálózati feszültségről. Egyidejüleg a diffuziós szivattyu müködésének kezdetét a $D_8$ jelü LED lámpa kigyulladása jelzi. A szivattyut hütő ventillátor áramkörében esetlegesen előforduló meghibásodás vagy a $B_8$ jelü biztositék kiolvadása esetén a diffuziós szivattyu fütése megszünik. A diffuziós szivattyu bármilyen okból adódó tulmelegedését a szivattyuházra ráépitett és a fütőáramkörbe bekötött bimetal áram-megszakitó akadályozza meg. A Peltier-kifagyasztó tápegysége a diffuziós szivattyu fütésével egyidejüleg kapja meg a hálózati feszültséget.

A diffuziós szivattyu fütőszálának esetleges kiégését a $J_1$ és $J_4$ jelü jelfogók érintkezőin át meghajtott $D_9$ jelü LED kijelző lámpa jelzi. A fütőszál kiégését (a fütőkör áramkimaradását) a diffuziós szivattyuval sorbakötött primér tekercsü transzformátor érzékeli. Ha a fütőszálon és a transzformátor primér tekercsén áram folyik át, akkor a szekunder tekercsben mintegy 2 V váltófeszültség keletkezik. Ez a $D_{10}$ diódával történő egyenirányitás után nyitja a $T_7$ tranzisztort, amely a $D_9$ jelü LED-et rövidrezárja. A fütőszál szakadása esetén a $T_7$ tranzisztor lezár, a $D_9$ jelü LED megkapja a meghajtó áramot $R_{15}$-$R_{16}$-on keresztül és jelzi a fütőszál kiégését. A $J_1$ jelfogónak a LED-et rövidrezáró érintkezői megakadályozzák, hogy a LED lámpa kigyulladjon a diffuziós szivattyu fütésének - a hálózati kapcsolóval történő - kikapcsolásakor.

Abban az esetben, ha a vákuumrendszer meghibásodása folytán nagymértékü gázbeömlés miatt a vákuum néhányszor $10^{-1}$ mmHg alá romlik, a Pirani- tipusu vákuummérő áramkör hatására a $T_5$ tranzisztor lezár, a $J_{4_A}$-$J_{4_B}$ jelfogó elenged és ezzel a diffuziós szivattyu fütése megszakad. Igy sikerül megakadályozni a diffuziós szivattyu vákuumolajának károsodását.

A diffuziós szivattyu felmelegedését egy ITT 0,8 tipusu termisztor érzékeli és mintegy 45°C elérésekor az IC-1 komparátor átbillentésével a $J_2$ jelfogó meghuzását idézi elő. Ezzel a $J_1$ jelfogónak az elővákuum-szivattyut, az elektronikus áramköröket és a hütőventillátorokat kapcsoló érintkezői rövidrezáródnak és mindaddig zárva maradnak, amig a diffuziós szivattyu - a hálózati kapcsolóval történő kikapcsolása után - kb. 35°C-ra le nem hül.

Amikor a diffuziós szivattyu hatására a vákuum eléri a mintegy $10^{-5}$ mmHg nyomást, az ionizációs vákuummérő áramkör (melynek részletes leirása a [2] irodalomban található) nyitja a $T_6$ tranzisztort és a $J_5$ jelü jelfogó meghuz. Ennek hatására a nagyvákuumban müködő áramkörök (pl. ionforrás) müködésbe lépnek. Ha egyuttal a diffuziós szivattyu is üzemel (megfelelően fel van melegedve, tehát a $10^{-5}$ mmHg nyomás nemcsak a rendszerben előző üzemeltetése után maradt vákuumérték), a nagyvákuumot a $D_7$ jelü LED lámpa is jelzi.

A vákuumrendszer üzemen kivül való helyezése a főkapcsoló kikapcsolásával kezdődik. Ekkor a $J_1$ jelfogó megfelelő érintkezői

segitségével kikapcsolódik a diffuziós szivattyu fütése és a Peltier-tápegység. Ekkor még a diffuziós szivattyu forró, a vákuumolaj megóvása érdekében hütéséről gondoskodni kell. Ezért az ITT 0,8 termisztoros érzékelő által vezérelt $J_2$ jelfogó megfelelő érintkezői rövidre zárják a $J_1$ azon érintkezőit, amely az elővákuum-szivattyut, a hütőventillátorokat és az elektronikus áramköröket kapcsolják a hálózati feszültségre. Ezzel elérhető, hogy a diffuziós szivattyu - az elővákuum-szivattyu müködése mellett - gyorsan lehüljön. Az elektronikus áramkörök üzembentartása a nyomás ellenőrzését és az esetleges gázbeömlés elleni védelmet szolgálja.

Amikor a diffuziós szivattyu mintegy 35°C-ra lehült, a termisztoros érzékelővel vezérelt $J_2$ jelfogó elenged és ezáltal leállnak a hütőventillátorok és az elővákuum szivattyu, kikapcsolódnak az elektronikus áramkörök. Az üzemen kivül helyezés befejeződését az elővákuum-szivattyu és a ventillátorok leállása jelzi a kezelő személyzetnek.

A leirt automatika több viz,- illetve léghütéses vákuumrendszerben beépitést nyert és hosszabb ideje megbizhatóan müködik.

*Szakmai lektor: Schlenk Bálint*

## Irodalom


[1] Horkay Gy., Langer G., Valek A., ATOMKI Közl., 17 (1975) 281.

[2] Gál J., Horkay Gy., Valek A., ATOMKI Közl., 18 (1976) 539.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 627-634.

# MI-1305 TIPUSU TÖMEGSPEKTROMÉTER IONFORRÁSÁNAK ÉS DETEKTÁLÓ RENDSZERÉNEK ÁTÉPITÉSE

HERTELENDI EDE

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf. 51. Hungary

## Bevezetés

Intézetünkben a Rb-Sr kormeghatározásokat MI-1309 és MI-1305 tipusu tömegspektrométerekkel végezzük. A földkéreg átlagos Rb és Sr koncentrációja, valamint a $^{87}Rb$ izotóp hosszu felezési ideje miatt a $^{87}Sr/^{86}Sr$ izotóparány a kőzetek legnagyobb részében nagyon lassan változik. Ezért a $^{87}Sr/^{86}Sr$ izotóparány kis mérési hibája a Rb-Sr korok jelentős hibájára vezet. Az intézetünkben folyó geokronológiai meghatározások pontosságával szemben támasztott követelményeknek csak az MI-1305 tipusu tömegspektrométer átépitésével, mérési pontosságának jelentős megnövelésével tudtunk eleget tenni.

A pontos izotóparány meghatározására a következő feltételeknek megfelelő tömegspektrométer alkalmas:

a/ A spektrométernek jó feloldóképességgel kell rendelkeznie, tehát tökéletesen el kell választania a megfelelő izotópokat.

b/ Az ionforrásnak jó ionizációs hatásfokkal nagy ionáramot kell előállitania igen kevés, $10^{-6}$g nagyságrendü preparátumból.

c/ Az ionáramnak a mérés folyamán stabilnak kell lennie.

d/ Méréstechnikai szempontból lényeges továbbá a tömegspektrum csucsainak alakja.

Az a/ pontban foglalt feltételnek a mágneses szektortér megfelelő beállitásával az ionforrás és a kollektorrendszer réseinek párhuzamositásával tehetünk eleget. A b/ és c/ pontokban foglalt feltételek csak az ionforrás átépitésével elégithetők ki, mig a d/-ben emlitett feltétel ezeken tulmenően a detektáló rendszer megfelelő kialakitását is megkövetelte.

## Az ionforrás átépitése

Az eddig alkalmazott ionforrás egyszalagos termikus felületi io-

nizációs ionforrás volt. Egyszalagos forrás esetében a preparátumot ( $Sr(NO_3)_2$ , $Sr(PO_3)_2$, $RbNO_3$, $RbPO_3$) nagy elektronkilépési munkával rendelkező fémszalag (W, Ta, Pt vagy Re) felületére visszük fel. Ha ezt a szálat elektromos áram segitségével izzitjuk, adott, az anyagi minőségtől függő hőmérséklet felett, már nemcsak semleges molekulák fognak párologni, hanem a magas hőmérséklet hatására a molekulák disszociálnak és a fémion a kivonó lencse elektromos tere hatására pozitiv ionként fog távozni. A folyamatot a Saha-Langmuir egyenlet irja le:

$$\frac{n_+}{n_o+n_+} = \left[1 + \frac{g_o}{g_+} \exp \frac{I-W}{kT}\right]^{-1} . \qquad (1)$$

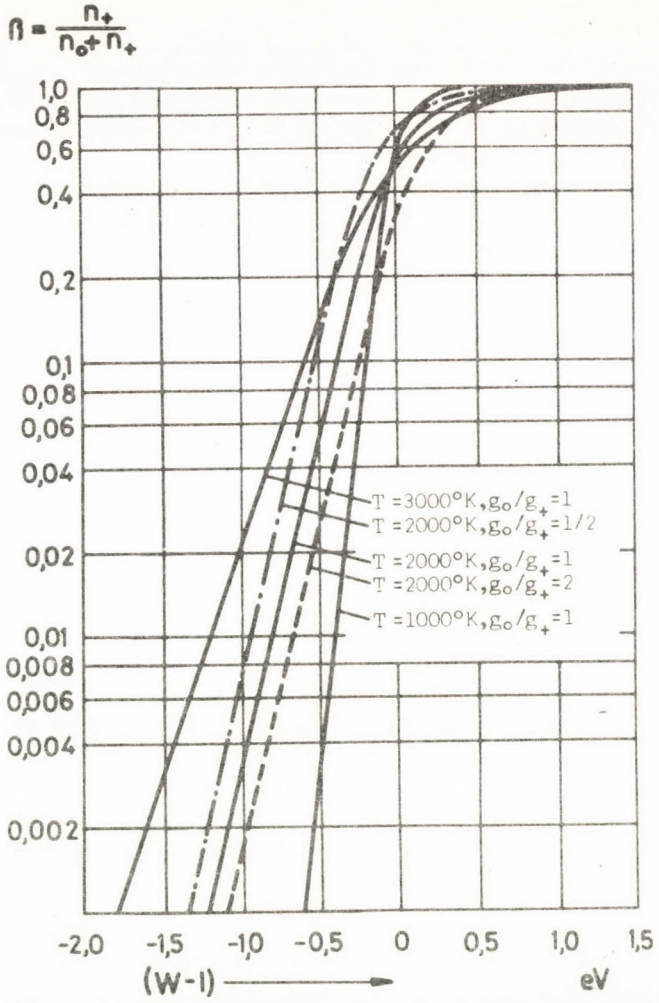
Itt $n_+$ illetve $n_o$ a felületegységről időegység alatt emittált pozitiv ionok, illetve semleges atomok száma, I a kérdéses atomfajta ionizációs energiája, W az izzószál elektronkilépési munkája, k a Boltzmann- állandó, T az abszolut hőmérséklet, $g_+$ és $g_o$ pedig a kérdéses atom esetében az ionalak, illetve atomalak un. kvantummechanikai statisztikus sulya (ennek értéke alkáliák esetén $g_o/g_+=2$, alkáli földfémek esetén $g_o/g_+=1/2$ ).

Az (1) egyenletet az 1.ábra szemlélteti.
Az ábráról látható, hogy stabil ionáramot csak abban az esetben nyerhetünk, ha a fűtőszál hőmérséklete és elektronkilépési munkája állandó. A tömegspektrométer eddig használt ionforrása ezeknek a feltételeknek nem tett eleget, mert az izzószál fütését feszültség-stabilizált tápegységgel oldotta meg. A szál hőmérséklete tehát erősen függött az elsősorban kontakthibákból származó ellenállásváltozásoktól. A szál elektronkilépési munkája sem volt állandó, mert azt befolyásolja a preparátum párolgása. További hiányossága volt ennek a forrásnak, hogy nagy ionáramot csak magas hőmérsékleten fütött szál esetén adott, és ez esetben a minta gyorsan párolgott a szálról, ami az intenzitás gyors csökkenéséhez vezetett.

A megfelelő stabilitásu szálhőmérséklet áramstabilizált tápegységgel biztositható (stabilitás < $10^{-4}$). Az ionáram intenzitásának és stabilitásának fokozása az un. háromszalagos ionforrással érhető el. [1] [2]

Müködési elve: Ebben az ionforrásban a mintát viszonylag alacsony hőmérsékletü szálról párologtatjuk az adott vegyületnek megfelelő optimális hőmérsékleten. Az elpárolgó semleges molekulák igen magas hőmérsékletü szalagba ütköznek, melynek felületén disszociálódnak és a fém jó hatásfokkal ionizálódva párolog. Az ionizáló szálon az odaérkező molekulák a gyors ionizálás és párolgás miatt nem tudnak felhalmozódni, ezért az ionizáló szál elektronkilépési munkája nem változik. Az ilyen elrendezésü ionforrásokkal - amelyeknél tehát a preparátum párologtatása és a semleges molekulák ionizálása egymástól különválasztva játszódik le - az adott tömegü preparátumból nyerhető ionkihozatal magasabb.

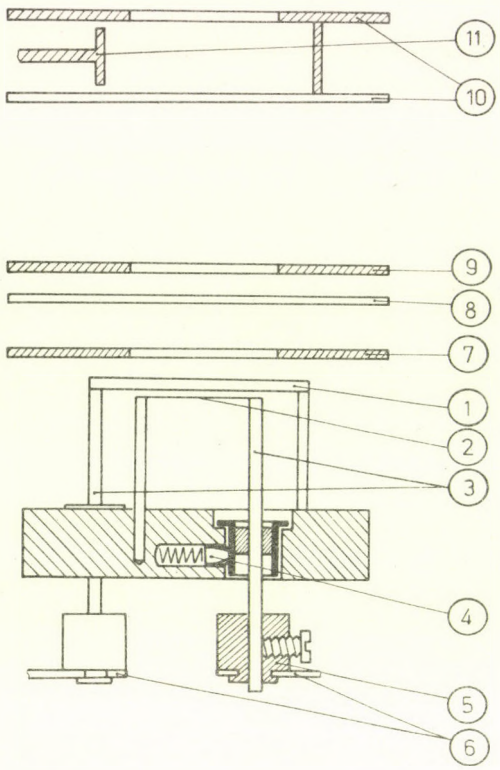
További előnye ennek a forrásnak, hogy kisebb a tömeg szerinti




1.ábra. Termikus ionforrás ionkihozatalának függése az izzószál elektronkilépési munkájának és az atom ionizációs energiájának különbségétől.

differenciálása. A jelenség abban nyilvánul meg, hogy a fütés folyamán a kisebb tömegszámu izotópok gyorsabban párolognak, ezért bizonyos idő után a szálon lévő preparátumban bedusulnak a nagyobb tömegszámu izotópok. A bedusulás annál nagyobb, minél nagyobb az egyes izotópok közötti relativ tömegkülönbség. A jelenség csak párolgásnál következik be. Háromszalagos forrásnál mód van a párolgás folyamán bekövetkező izotóp-bedusulás csökkentésére ugy, hogy az ionizálni kivánt fémet nagy molekulasulyu vegyület (pl. foszfát) formájában visszük fel a párologtató szálra. Nagy molekulasulyu vegyület esetén egy-két tömegszám relativ tömegkülönbség hatására bekövetkező bedusulás már nem jelentős. Ennek ellenére még ennél a forrástipusnál is alkalmazunk az izotóp bedusulásra korrekciós eljárást.

A megépitett háromszalagos ionforrás vázlatát a 2.a., fényképét a 2.b. ábra mutatja. A párologtató szál 18x1x0,03 mm Ta szalag, melynek egyik vége sablon segitségével e célra gyárilag előállitott fém-kerámia átvezetőhöz, másik vége 1 mm Ø-jü rozsdamentes




2.a.ábra.

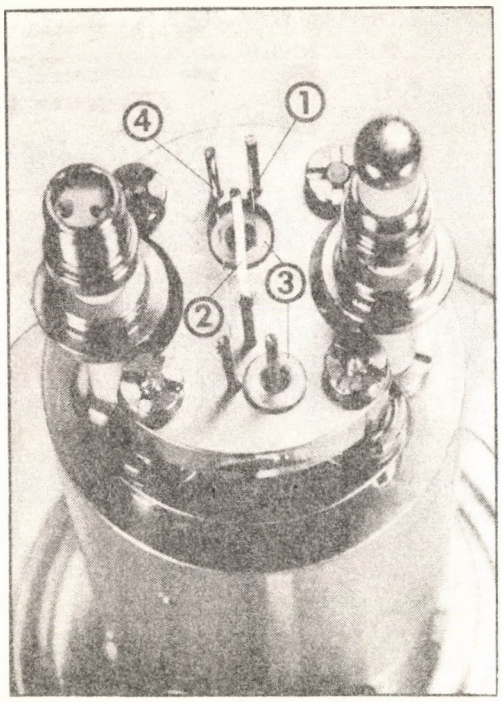
MI-1305 tömegspektrométer háromszalagos ionforrásának vázlata.

Az ábra jelölései:

① párologtató szál,
② ionizáló szál,
③ fém-kerámia átvezetők,
④ szálfeszitést végző rugó,
⑤ árambevezetők,
⑥ rugalmas nyelv,
⑦ ⑧ ⑨ ionoptikai lencsék,
⑩ kilépő résrendszer,
⑪ korrekciós elektróda.

acél dróthoz ponthegesztő. Mivel fütés folyamán a Ta szál hőmérséklete T ∿ 1500°C, és Δl ∿ 0,17 mm hőkitágulással kell számolni, a szál behajlásának elkerülése végett rugós szálfeszitést alkalmaztam. Hasonló rugós szálfeszités biztositja az ionizáló Re szalag helyzetét a fütés folyamán. Ezen szalag mérete 10x0,8x0,03 mm, hőmérséklete T ∿ 2500°C a hőkitágulás Δl ∿ 0,31 mm. A ténylegesen létrejövő hőkitágulás ennél az értéknél kisebb, mivel a szál két végénél a hővezetés következtében a hőmérséklet lényegesen alacsonyabb. A szálfeszités gyakorlatilag mégis hasznosnak bizonyult, mivel bizonyos méretharokon belül különböző hosszuságu szálak is használhatók és igy ezen forrás alkalmazása nem támaszt nagy követelményt a ponthegesztés pontosságával szemben. Az ionizáló szál sikja a kilépő ionnyaláb irányára merőleges, a párologtató szál sikja viszont az ionnyaláb irányával párhuzamos. Az ionizáló szál közepének a párologtató száltól mért távolsága 1,2 mm. Ezen távolság pontos betartása a kisérletek szerint nem lényeges, sőt gyakorlatilag nem is lehetséges a fém-kerámia átvezetők méretbeni szórása miatt. A párologtató szállal párhuzamos sikban az ionizáló szálra szimmetrikusan 18x1x0,03 mm Ta térkiegyenlitő szálat alkalmaztam. Ez a szál nem füthető, szerepe csak a szimmetrikus potenciálviszonyok kialakitásában van.

A szálak fütése kapcsolóüzemü áramstabilizált egyenáramu tápegységgel történik [3] . A tápegység földtől jól szigetelt, potenciálja 4 kV-ra emelhető fel, stabilitása $<10^{-4}$. Az árambevezetők a fém-kerámia átvezetők lábaira huzható rozsdamentes acélból készült hengerek. A hengerek tengelyirányu furatába csatlakoznak az átvezetők lábai, s ott csavarral megszorithatók. A hengereket rugalmas acélnyelvek tartják, amelyek egyrészt az




2.b.ábra.

MI-1305 tömegspektrométer háromszalagos ionforrása ionoptikai lencsék nélkül.

A számokkal jelölt részek a 2.a.ábra jelöléshez hasonlóan:

① párologtató szál,
② ionizáló szál,
③ fém-kerámia átvezetők,
④ térkiegyenlitő szál.

elektromos csatlakozást biztositják, másrészt lehetővé teszik a hőkitágulásból adódó mechanikai mozgást.

Spektrumfelvétel után a párologtató szál a fém-kerámia átvezetővel együtt cserélhető, ami egyrészt gyorsitja a mérést, másrészt az un. memóriaeffektus valószinüségét csökkenti. Az ionizáló szál cseréjére átlagosan tiz mérés után van szükség. Ionizáló szálként Re vagy Ta használható. A Re szál előnye, hogy magasabb az elektronkilépési munkája, mint a Ta-é ($W_{Re}$ = 5,1 eV, $W_{Ta}$ = 4,19 eV), tehát azonos hőmérsékleten jobban ionizál, mint a Ta. Viszont a tapasztalat azt mutatja, hogy Ta-t alkalmazva ionizáló szálként stabilabb intenzitás érhető el.

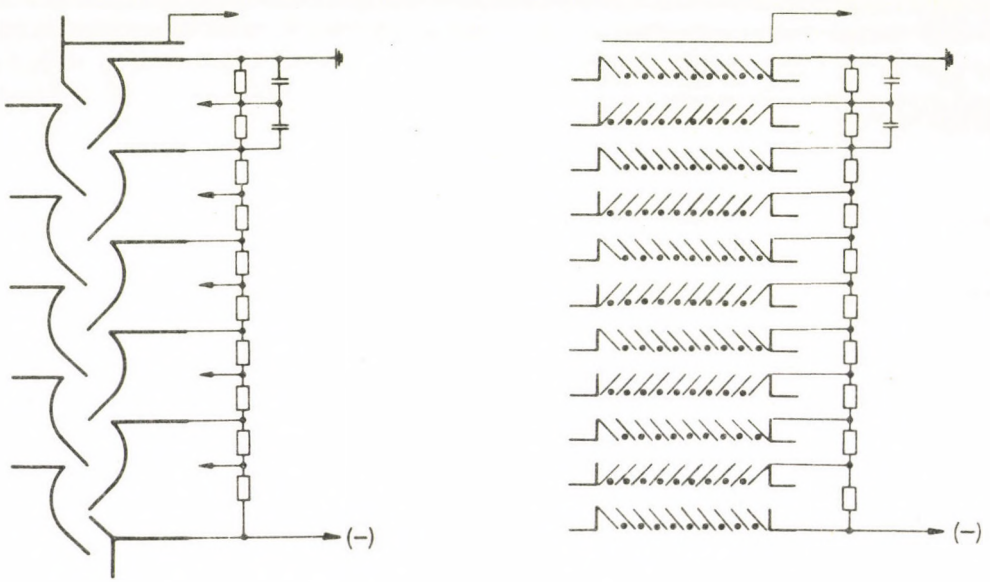
Az ionizáló szálon keletkezett egyszeresen pozitiv ionokat a régi forrás kissé megváltoztatott ionoptikája fókuszálja a kilépő résre. A lencsékhez szükséges feszültségeket az ATOMKI-ban gyártott nagyfeszültségü tápegység és leosztólánc szolgáltatja. Ezen egységek alkalmazásával a lencsék feszültségei kényelmesen és reprodukálhatóan változtathatók. Gyorsitófeszültségként 4 kV-ot alkalmaztunk az eddig használt 2 kV-al szemben. A magasabb gyorsitófeszültség csökkentette a forrás energiaszórását és növelte a spektrométer feloldását.

## A detektáló rendszer átépitése

Az uj forrás által kibocsátott ionáram a minta tisztaságától és mennyiségétől függően $10^{-14}$ - $10^{-12}$ A nagyságrendbe esik. Tapasztalat szerint az ionáram növelésének leghatásosabb módja a minta tisztaságának növelése. Az ionáram detektálására két mód van a tömegspektrométeren. Detektálható az ionáram közvetlenül is Faraday-kalitkával. Ennek technikai megoldása rendkivül egyszerü. A detektor az esetek többségében egy fémlap, amelyet jól szigetelő anyag (kerámia vagy üveg) tart. A becsapódó ionok töltésüket leadják és az igy kapott áramot mérjük. A fémből az ionok

által kiváltott szekunder elektronokat -150 V potenciáju blende taszitja vissza a lemezre. Ez a detektor tipus igen magas követelményt támaszt a hozzá csatlakozó elektronikával szemben, mert az ionáram az emlitett $10^{-14}$- $10^{-12}$ A határok közé esik. Az ionáram mérésére Cary-401 tipusu rezgőkondenzátoros elektrométer erősitőt, a spektrum kirajzolására W+W 1100 tipusu vonalirót használtam. A rezgőkondenzátoros elektrométer erősitő zaja $5.10^{-16}$A $\tau$= 1 s-os időállandó és 10 Ω belső ellenállás mellett.

Némely esetben azonban még ilyen jó elektrométerrel való detektálás sem elegendő, hanem a jel/zaj viszony javitására elektronsokszorozót kell alkalmazni. A tömegspektrométer régi elektronsokszorozójának sokszorozási tényezője helyfüggő volt. Ez azt jelenti, hogy a konverziós dinóda egy bizonyos pontjára beeső nyaláb esetén ad maximális sokszorozást az elektronsokszorozó, a többi helyen az erősités már kisebb. Spektrumfelvétel esetén a beeső nyaláb elmozdul a konverziós dinódán és tekintve az erősités helyfüggőségét, hegyes csucsokat kapunk. Lapos csucstető elérése fontos, hiszen itt a csucsmagasságok mérésénél nem egy pontra támaszkodhatunk, hanem egy egyenes (plato) pontjaira. A plato csipkezettsége felvilágositást nyujt a rendszer statisztikus ingadozásaira és lehetőséget ad azok kiátlagolására, tehát a mérés pontosságának növelésére. Ennek érdekében a régi 3.a. ábrán látható dinóda-elrendezésü multipliert olyanra cseréltük ki, ahol a sokszorozás nem függ a helytől 3.b. ábra.




a b

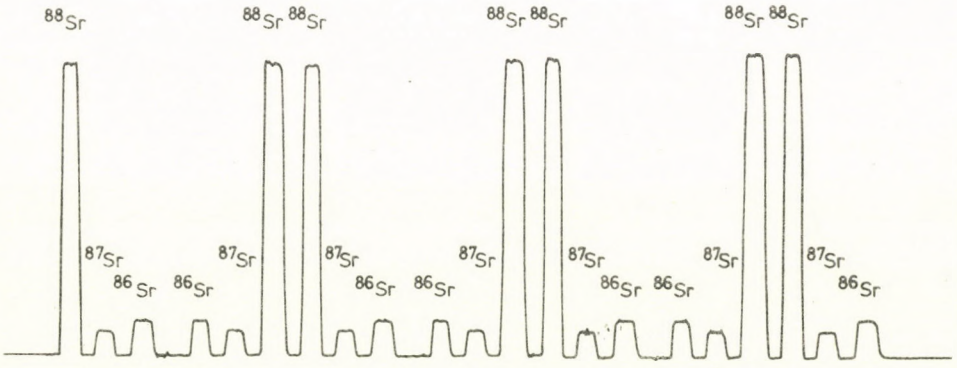
3.a.ábra. A tömegspektrométer gyárilag szállitott elektronsokszorozójának vázlata. A konverziós dinóda különböző pontjaira beeső ionnyalábra nézve a sokszorozási tényező változik.

3.b.ábra. Zsaluszerü dinódarendszerrel ellátott elektronsokszorozó. A sokszorozási tényező helyfüggése csak a konverziós dinóda szélén jelentős.

A 3.b.ábrán látható dinódarendszernél a szekunder elektronok fókuszálás nélkül futnak a multiplier tengelyével párhuzamosan. A sokszorozó dinódák zsaluszerüen vannak kiképezve. A zsaluk az egymásra következő dinódáknál ellenkező irányban állnak. Minden dinóda előtt egy finom háló van, amely leárnyékolja az előző dinóda terét, amely a kiváltott szekunder elektronokat visszanyomná ugyanabba a dinódába, ahol keletkeztek. A 3.b.ábrán látható tipusnál a sokszorozás helyfüggősége a kisérletek tanulsága szerint már kisebb és csak abban az esetben jelentős, ha a nyaláb a konverziós dinóda szélére esik. A sokszorozó kimenő áramát az ATOMKI-ben kifejlesztett elektrométer erősitővel mértük. [4] Az elektronsokszorozóhoz szükséges nagyfeszültséget szintén ATOMKI gyártmányu nagyfeszültségü tápegység szolgáltatta.

## Ellenőrző mérések

A megépitett ionforrás és detektáló rendszer segitségével a Rb és Sr koncentráció mérés rutinszerüen végezhető izotóphigitásos analizis segitségével, de a berendezés alkalmas a geokronológiai munkában fontos $^{87}Sr/^{86}Sr$ arány kielégitő pontosságu meghatározására is. A 4.ábrán az átalakitott spektrométerrel felvett Sr tömegspektrumok láthatók. A párologtató szálra nemzetközileg használt Eimer and Amend standard preparátumot vittük fel. A standard elfogadott izotóparánya $^{87}Sr/^{86}Sr=0,7080$. Az általunk 24 spektrum kiértékeléséből kapott érték $^{87}Sr/^{86}Sr=0,7076\pm0,0011$ ami jó egyezésben van a standardra megadott értékkel. A spektrum csucsainak alakja hozzájárult a fenti viszonylag kis szórás eléréséhez.




4.ábra. MI-1305 tömegspektrométerrel felvett Sr-tömegspektrumok.
A Sr három legnagyobb relativ gyakoriságu izotópjából álló tömegspektrumot hétszer egymás után vettük fel a mágneses térerősség automatikus változtatásával.

A spektrométer hasonló pontosságu adatokat szolgáltat a Sr-nál sokkal könnyebben ionizálható Rb preparátum esetén is.

A kapott eredmények alapján látható, hogy a megépitett ionforrás és detektáló rendszer a geokronológiai munka követelményeinek megfelel: mind szisztematikus hibája, mind szórása elfogadható hibát jelent kőzetek vizsgálata esetén.

Végezetül megköszönöm Dr.Szalay Sándor akadémikusnak a fejlesztésben nyujtott sokrétü segitéségét. Köszönetet mondok Dr.Kovách Ádám tudományos főmunkatársnak és Dr.Balogh Kadosa tudományos munkatársnak munkám támogatásáért. Köszönet illeti Bistey Balázst az ionforrás műhelymunkáinak pontos kivitelezéséért.

*Szakmai lektor: Kovách Ádám*

## Irodalom

[1] C.Brunneé, H.Voshage, Messenspektrometrie (Verlag Karl Thiemig KG, München, 1964) p.80.

[2] M.G.Inghram, W.A.Chupka, Rev.Sci.Instr. 24 (1953) 518.

[3] Sulik B., ATOMKI Közlemények (megjelenés alatt)

[4] Gál J., Pál A., Urszin Z., ATOMKI Közlemények 17 (1975) 391.

ATOMKI Közlemények 18 (1976) 635-639.

# FOLYÉKONY HÉLIUM SZINTJELZŐK

VAD KÁLMÁN, NOVÁK DEZSŐ

ATOMKI H-4001, Debrecen, Pf.51. Hungary

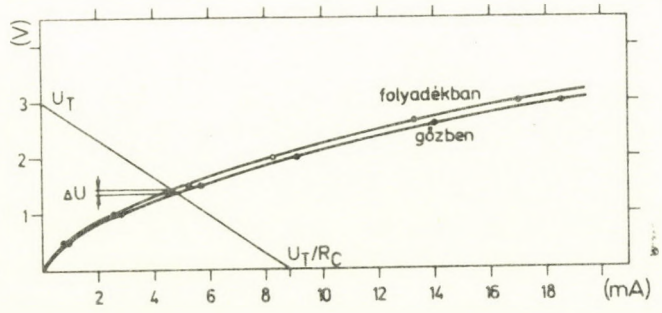
A folyékony hélium tárolása, kriosztátokba való áttöltése, felhasználása megkívánja megfelelő szintmérők alkalmazását. Az irodalomból számos szintmérőtipus ismeretes [3] [4].

Az ATOMKI hideglaboratóriumának felszerelésénél több szintmérőtipust fejlesztettünk ki és összehasonlitottuk müködési jellemzőiket, illetve célszerü szükebb alkalmazási területüket.

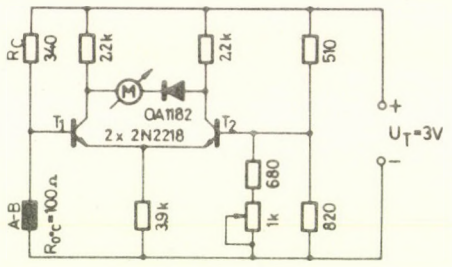
## 1./ Allen-Bradley szénréteg ellenállásos szintjelző

A hidegtechnikai gyakorlatból jól ismert Allen-Bradley (A-B) szénréteg ellenállások értéke igen érzékenyen függ a hőmérséklettől és ez a tulajdonságuk kriogén folyadékok szintmérésére is felhasználható [1].

Az 1.ábrán tüntettük fel egy folyékony héliumba, illetve annak gőzébe márott 100 ohm, 1/8 watt névleges értékü Allen-Bradley ellenálláson eső feszültség értékét a rajta áthaladó fütőáram függvényében. A két görbe eltérése abból adódik, hogy az ellenállás hőleadása különböző folyadékban, illetve gőzben. A viszonylag kis eltérést egy egyszerü kéttranzisztoros áramkör segitségével vittük a kijelző müszerre (2.ábra).




1.ábra. 100 ohm, 1/8 watt névleges értékü Allen-Bradley ellenállás feszültség-fütőáram karakterisztikája folyékony héliumban, ill. annak gőzterében.




2.ábra. Az Allen-Bradley ellenállásos szintjelző kapcsolása.

A szint kimutatására az 1.ábrán bejelölt munkaegyenes és a gőzben, illetve folyadékban mért karakterisztikák metszéspontjai által meghatározott ΔU feszültségváltozás szolgált. Az áramkör (2.ábra) kollektor-ellenállásai közé kapcsolt kijelző műszeren nem folyik áram mindaddig, amig az A-B ellenállás a hélium gőzében tartózkodik, de az egyensuly felborul - a müszer hirtelen kitér - amikor az A-B megérinti a folyadékot.

Üvegkriosztátban végzett ellenőrző méréseink szerint a müszerrel a folyadékszintet milliméter pontossággal tudjuk érzékelni. A bevitt hőteljesitmény 7 mwatt, ami óránként kb. 10 $cm^3$ folyékony hélium párologtatásának felel meg. Kis fütőhatása miatt ez a tipus igen alkalmas huzamos ideig tartó szintellenőrzésre is, pl. fémkriosztátokban folyó mérések alkalmával. Ha valamilyen okból szükséges volt a szintmagasság változását követni, akkor Allen-Bradley ellenállás láncot helyeztünk a folyadékba, és a lánc egyes tagjait egymásután iktattuk az áramkör $T_1$ bemenetére.

Mivel az Allen-Bradley érzékelők ellenállás-értékét a mágneses tér csak kevéssé befolyásolja, ezért a müszer használható erős szupravezető mágnesek mellett is.

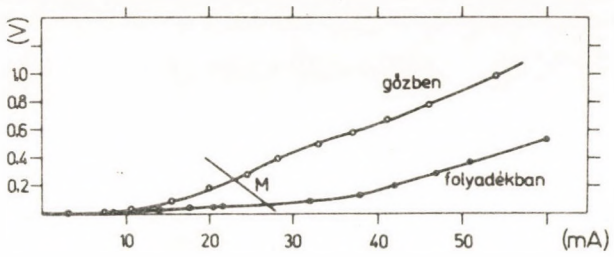
További előny, hogy megfelelően átállitva az áramkört, folyékony nitrogén szintjelzésére is alkalmas.

## 2./ Szintjelzés szupravezető tekerccsel

Ugyancsak az irodalomból ismeretes, hogy szupravezető átmenet ellenállás változása is felhasználható szintjelzésre [2].

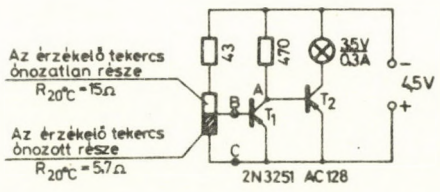
A szupravezető huzalt magunk készitettük egy Ø 0,07 mm manganin huzalnak forrasztó ónnal való bevonásával, majd epokitt réteggel való szigetelésével. A beónozott huzalt kis müanyag csévetestre tekercseltük. Mivel szupravezető anyagban az átmeneő áram nem okoz hőfejlődést, a csévetestre normál állapotu manganin huzalt is feltekercseltünk a beónozott réteg alá, ezzel biztositva a visszamelegitést csökkenő folyadékszintnél.

Az igy elkészitett tekercs beónozott részén - folyékony héliumban, illetve gőzében - mért feszültség értékeket a fütőáram függvényében a 3.ábrán tüntettük fel.




3.ábra. Szupravezető huzalos érzékelő-tekercs feszültség-fütőáram karakterisztikája folyékony héliumban és annak gőzterében.

A kijelző áramkör a 4.ábrán látható. Amikor a tekercs folyadékba ér, a feszültség a B és C pont között közel zérusra csökken, ekkor a $T_1$ tranzisztor lezár, a $T_2$ kinyit és a rajta átfolyó áramot a zseblámpaizzó jelzi. A müszerrel, megfigyeléseink szerint, 1-2 mm pontossággal határozható meg a folyadékszint helyzete. Az ábrán feltüntetett adatokkal a kör 68 mwatt teljesitményt visz a folyadékba. Ezért ezt a szintmérő tipust csak rövidebb idejü mérésekre használtuk. Előnye azonban, az érzékelő elem házi elkészithetősége, valamint az, hogy a szupravezető átmenet és ezáltal a kijelzés is hirtelen - fokozatos átmenet nélkül - következik be, ami automatizálásra leginkább alkalmassá teszi az összes szintjelzőink közül. Kriosztátok feltöltésénél, ahol az elpárolgott kavargó héliumgőzok folytonos, erős, de ingadozó hütést okoznak, ez a tipus bizonyult a legegyértelmübb folyadékjelzőnek.

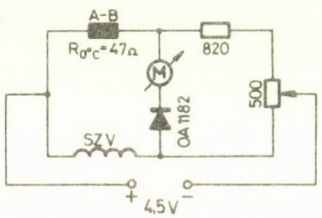



4.ábra. A szupravezető tekercses szintjelző kapcsolási rajza.

### 3./ Ellenálláshidas szintjelző

Az előző két mérési elvet együttesen felhasználva készitettük ellenálláshidas szintmérőnket. Egy Wheatstone hid egyik ágába beónozott manganinhuzalt, másik ágába 47 ohmos Allen-Bradley

ellenállást iktattunk (5.ábra). A mérőfejben a beónozott huzalt közvetlenül az ellenállás köré tekercseltük. A folyadék érintésekor a tekercs ellenállása zérussá vált a szupravezető átmenet következtében, a szénréteg ellenállása pedig ugyanakkor megnőtt (220 ohm-ra). Az ellenállás hőteljesitménye elegendőnek bizonyult a tekercs visszamelegitésére a folyadékszint csökkenésekor. A hid egyensulyának változását a diódával védett 100 μA-es érzékenységü alapmüszer jelezte. A leadott hőteljesitmény csekély: 15 mwatt, a szintérzékelés érzékenysége 1-2 mm. Az elrendezés előnye az egyszerüsége és az, hogy folyékony nitrogén szintjelzésére is felhasználható. Természetesen ekkor a beónozott huzal nem válik szupravezetővé, mivel azonban a huzal és az ellenállás hőfokténye zője ellenkező előjelü, a hid egyensulya folyékony nitrogénbe mártva is felborul.




5.ábra. Az ellenálláshidas szintjelző kapcsolása.

## 4./ Összefoglalás

Az egyes tipusok néhány jellemzőjét, illetve alkalmazási területét a táblázatban foglaltuk össze.

Táblázat

Szintmérőink jellemzőinek összehasonlitása.

| Tipus | Szintérzékelés pontossága (mm) | Bevitt hőteljesitmény (mwatt) | Használhatóság erős mágneses térben | Használhatóság $fN_2$-ben | Használhatóság folyékony hélium betöltés közben |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. A-B | ± 1-2 | 7 | + | + | + |
| 2. szv tekercses | ± 1-2 | 68 | - | - | + |
| 3. hidas | ± 1-2 | 15 | - | + | + |

Szakmai lektor: Bacsó József



MTA Könyvtár
Példány 109 /1977

## Irodalom


[1] A. Gréšer, Š. Jánoš, L. Kováč, Československ. Čas. fys. 22A (1972) 128-131.

[2] S. Šafrata, M. Šott, Hélium level indicator. Proc. 3rd International Conference on the Physics and Technics of Low Temperatures of the Comecon Countries, Prague, 1963. p. 187-189.

[3] G.K. White, Experimental Techniques in Low Temperature Physics (Clarenden Press, Oxford, 1968).

[4] F.E. Hoare, L.C. Jackson, N. Kürti, Experimental Cryophysics (Butterworths, London, 1961) .

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Berényi Dénes az Intézet igazgatója

Példányszám: 500
1976/4

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

# АТОМКІ

## СООБЩЕНИЯ

ТОМ 18 №4

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ стр.

Й.Бачо, Г.Калинка, Совершенствование энерго-дисперсивного рентгеновского спектрометра и REA-исследования в АТОМКІ 553

Й.Бачо, Г.Калинка, Исследование сигаретного табака и его продуктов сгорания методом рентгеноэмиссионного анализа 565

М.Киш-Варга, Й.Бачо, Применение энерго-дисперсивного рентгеновского спектрометра в цветной металлургии 577

И.Берец, Ш.Бохатка, Г.Лангер, Применение квадрупольного масс-спектрометра для одновременного анализа газовой смеси с быстро изменяющейся концентрацией 585

Л.Шаркади, Общее описание распада зависящего от времени в ядерных реакциях 593

Й.Гал, Дь.Бибок, Новый метод временной привязки с дискриминацией шумов 599

Л.Медвецки, Индивидуальная нейтронная дозиметрия в АТОМКІ в 1964-1975 гг. 605

Л.Шаркади, И.Тёрёк, Систематика периодов полураспада радиоактивных ядер 609

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

К.Вад, Д.Новак, Ф.Таркани, К.Фюле, Сверхпроводящий соленоид невысокой напряженности поля с корректирующими кольцами и сверхпроводящей перемычкой. 617

И.Берец, Ш.Бохатка, Дь.Хоркаи, Г.Лангер, Автоматическое управление высоковакуумной системой 621

Э.Хертеленди, Перестройка ионного источника и приёмника ионов масс - спектрометра MI-1305 627

К.Вад, Д.Новак, Уровнемеры жидкого гелия 635

# ATOMKI BULLETIN

Volume 18 Number 4

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS Page

J.Bacsó, G.Kalinka, Development of an energy dispersive X-ray spectrometer and XRF measurements in ATOMKI 553

J.Bacsó, G.Kalinka, Analysis of tobacco and its burning products by X-ray emission spectroscopy 565

M.Kis-Varga, J.Bacsó, Application of an energy dispersive X-ray spectrometer in metallurgy 577

I.Berecz, S.Bohátka, G.Langer, Simultaneous analysis of gas mixtures of quickly changing concentration by quadrupole mass spectrometer 585

L.Sarkadi, General description of time-dependent decay in nuclear reactions 593

J.Gál, Gy.Bibok, A new solution of noise supressed timing 599

L.Medveczky, Personnel neutron monitoring in ATOMKI (1964-1975) 605

L.Sarkadi, I.Török, Half-life systematics of the radioactive nuclides 609

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

K.Vad, D.Novák, F.Tárkányi, K.Füle, A corrected small field strength superconductive magnet with a superconductive switch 617

I.Berecz, S.Bohátka, Gy.Horkay, G.Langer, Automatic control of high vacuum systems 621

E.Hertelendi, Reconstruction of the ion source and ion detection system of an MI-1305 type mass spectrometer 627

K.Vad, D.Novák, Level indicators for liquid helium 635