

310565

IV

7

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23. kötet / 1. szám

INTERNATIONAL SEMINAR

HIGH-ENERGY ION-ATOM COLLISION PROCESSES



MTA

ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1981

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23.kötet / 1. szám

TARTALOMJEGYZÉK

539

HU ISSN 0004-7155

INTERNATIONAL SEMINAR
ON HIGH-ENERGY ION-ATOM COLLISION PROCESSES

DEBRECEN, 17 - 19 MARCH 1981

Contributed Papers

The Seminar is organized by the Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI).

Organizing committee:

D. Berényi chairman

A. Kövér secretary

G. Hock

Mrs. E. Kovách

Mrs. M. Halász

Sponsors:

Hungarian Academy of Sciences

International Atomic Energy Agency, Vienna

National Atomic Energy Commission of Hungary

Roland Eötvös Physical Society, Local Commission; Debrecen

The matter is an offset reproduction of the authors' manuscripts. Collected by the organizing committee of the Seminar.

CONTENTS

H. Paul: A comparison between published K-shell ionization cross sections and theories	5
T. Mukoyama and L. Sarkadi: On the electronic relativistic corrections for K-shell Coulomb ionizations	8
D. Davidovic: The comparison between the K-shell ionization of electrons by relativistic protons and alpha particles	11
J. Pálinkás, B. Schlenk and A. Valek: Coulomb-deflection effect on the L ₃ -subshell alignment in low-velocity proton impact ionization	13
J. F. Reading, A. L. Ford and R. L. Becker: Ion-atom collisions: the symmetric region (<i>Invited</i>)	15
D. Berényi, E. Koltay, Á. Kövér, S. Rics, Gy. Szabó, J. Végh, K.-O. Groeneveld and J. Schader: Spectra of electrons from the collision of simple systems	16
C. Bauer, H. Richter, P. Gippner, R. Mann, W. Rudolph, K.-O. Groeneveld and B. Eckhardt: Ag, Ta and Au L-shell vacancy production by 0.125-4 MeV/amu projectiles $Z_1 \leq 10$	18
T. Badica, C. Ciortea, A. Petrovici and I. Popescu: K-X-ray production cross sections by 1-2.5 MeV/amu ^{32}S ions	21
A. G. Artukh, A. V. Eryomin, V. A. Altynov, M. A. Blokhin, S. M. Blokhin and A. A. Polyakov: Study of the Ti, Fe and Ni K-X-ray spectra induced by about 1 MeV/nucl Xe ions	24
J. M. Feagin and L. Kocbach: Nuclear scattering in ion-atom collisions	27
L. Dubé and J. S. Briggs: Systematics of the 1st and 2nd Born cross sections for charge exchange	30
A. Berinde, D. Fluerasu and V. Zoran: The 1sσ vacancy production in superheavy quasi-molecules within the coherent Coulomb ionization model	32

E. Arndt, G. Brunner and E. Hartmann: Radiative deexcitation of multiple-vacancy configuration	35
E. Hartmann, E. Arndt and G. Brunner: On the electron rearrangement after inner-shell ionization	37
D. Berényi: A research program for ion-atom collision at high-energy (<i>Invited</i>)	38
D. Varga, J. Végh, Á. Kövér, S. Ricz and A. Domonyi: A new electrostatic analyser for energy and angular distribution of electrons	40
I. Kádár, B. Sulik, I. Csényi, T. Lakatos and J. Végh: Data acquisition and control system of an electrostatic spectrometer for energy and angular distribution measurements	42

A COMPARISON BETWEEN PUBLISHED K-SHELL IONIZATION
CROSS SECTIONS AND THEORIES

H. Paul

Johannes-Kepler-Universität Linz, A-4040 Linz, Austria

We compare K-X-Ray and K-Auger cross section data, taken from Table I of the compilation by Gardner and Gray [1] and from some more recent publications in a consistent manner. Only data available in numerical form are used for which $Z_1/Z_2 < 0.3$, where Z_1 and Z_2 are the atomic numbers of projectile and target, respectively; this keeps electron capture to the projectile small. The data are converted to ionization cross sections σ_{ex} using a single table of fluorescence yields [2].

For the purpose of graphical comparisons [3], we plot $s = \sigma_{\text{ex}}/\sigma_{\text{CPSSR}}$ vs. projectile energy, where $\sigma_{\text{CPSSR}} = C_K(x)\sigma_{\text{PSSR}}$ is the theoretical cross section by Brandt and Lapicki [4] which takes increased binding, polarization, relativistic and Coulomb deflection effects into account. In particular, the Coulomb deflection factor, taken from ref.[5], is

$$C_K(x) = \exp(-x)/(1 + x/9), \quad (1)$$

where $x = \frac{1}{2}dq_0\zeta$ and d is half the distance of closest approach (for a head-on collision), $\hbar q_0$ is the minimum momentum transfer for ionization, and ζ is the binding/polarization correction [5]. Such plots have been useful in discovering misprints [6] and establishing data trends. In order to compare several targets, we plot s versus the scaled velocity $\xi = (2/\theta) \times (v_1/v_{2K})$, where v_1 is the lab velocity of the projectile, v_{2K} the hydrogenic velocity of the target K-shell electron, and θ is the experimental ionization energy divided by $(Z_2 - 0.3)^2 Ry$, where Ry is the Rydberg energy.

These comparisons show that

- a) almost all the data lie between 60 % below and 60 % above the theory,
- b) the ratio s is systematically small for $\xi < 0.2$, presumably due to a deficiency of the Coulomb correction
- c) for B, C, N, O, and F projectiles the ratio s has a minimum around $\xi = 0.6$ which could possibly point to a deficiency of the binding correction.

To obtain a more quantitative comparison, we divide the entire ξ -range of available data into intervals of width $\Delta\xi = 0.2$. In every interval, we determine a weighted average $s = (\sum w_j s_j)/\sum w_j$, where $w_j = 1/\epsilon_j^2$ and ϵ_j is the error of data point s_j , as given by the authors. To avoid averaging

correlated data, we take one and only one data point from every reference, within every interval $\Delta\xi$.

Taking all the proton data for $19 < Z_2 < 92$ in the range $0.2 < \xi < 2.8$ we find that

- the average data (taken from 36 different references) agree with the Brandt-Lapicki-theory within 10-15 %;
- if one separately adds the values x^2 and f (degrees of freedom) for the 13 averages s_j , one obtains

$$\sqrt{\frac{\sum x^2}{\sum f}} = \sqrt{\frac{399}{152}} = 1.62,$$

i.e., agreement with the statistical expectation could be obtained by increasing all stated errors by only about 60 %,

- the theoretical cross section by Ford, Fitchard, and Reading, calculated in higher order Born approximation, lies about 10-15 % below σ_{CPSSR} and agrees about as well with the average data as the CPSSR theory.
- the averages for protons on lighter targets, and for alpha particle projectiles are rather similar.

Finally, to investigate the low velocity region ($\xi < 0.2$), we define an empirical Coulomb correction $C_e = \sigma_{ex}/\sigma_{PSSR}$ for every data point, and we plot $\log C_e$ versus $x = \pi d q_0 \xi$. Ideally, these points should then lie on the theoretical curve eq. (1) which may be well approximated by $C_K = \exp(-\lambda_B x)$ with $\lambda_B = 1.11$. In practice, the experimental points are found to lie below the curve $C_K(x)$, the deviation increasing with increasing Z_2 . If we fit the experimental points by means of a curve $\exp(-\lambda x)$, we obtain the following results:

	Z_2 -Range	λ
Protons	13-46	1.44 ± 0.06
	47-92	1.65 ± 0.08
Alphas	22-50	1.42 ± 0.09
	51-92	1.62 ± 0.04

which should be compared to the theoretical $\lambda_B = 1.11$.

Using the exact [7] rather than the approximate [8] limits of integration in the PWBA theory reduces λ by about 0.1 and, hence, reduces the discrepancy. But additional improvements in the Coulomb correction are apparently needed.

References

- [1] R. K. Gardner and T. J. Gray, At. Data & Nucl. Data Tables 21, (1978) 515
- [2] M. O. Krause, J. Phys. Chem. Ref. Data 8, (1979) 307
- [3] H. Paul, At. Data & Nucl. Data Tables, in print
- [4] W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A20, (1979) 465
- [5] G. Basbas, W. Brandt, and R. Laubert, Phys. Rev. A17, (1978) 1655
- [6] R. K. Gardner and T. J. Gray, At. Data & Nucl. Data Tables, in print
- [7] O. Benka and A. Kropf, At. Data & Nucl. Data Tables 22 (1978) 219
- [8] R. Rice, G. Basbas and F.D. McDaniel, At. Data & Nucl. Data Tables 20 (1977) 503

ON THE ELECTRONIC RELATIVISTIC CORRECTIONS FOR K-SHELL COULOMB IONIZATIONS

TAKESHI MUKOYAMA

Institute for Chemical Research, Kyoto University,
Kyoto, Japan

and

LÁSZLÓ SARKADI

Institute of Nuclear Research, Debrecen, Hungary

It is well known that the electronic relativistic effect in K-shell Coulomb ionization becomes important for two extreme cases; heavy target elements and low-energy projectiles. There have been developed several methods for the relativistic correction, but no systematic study has been made on comparison of these methods with each other and with the exact relativistic theory. In the present work, we have calculated K-shell ionization cross sections by proton impact in the plane-wave Born approximation with relativistic hydrogenic wave functions for target electrons (RPWBA) [1] and compared with the various correction methods.

The RPWBA calculations have been made in the similar manner to the method of Jamnik and Zupančič [2]. For the limits of momentum transfer, the exact values have been used [3] instead of approximate ones. The relativistic effect is expressed as the ratio to the nonrelativistic plane-wave Born-approximation (PWBA) cross section with the exact maximum and minimum momentum transfer [4].

In order to take into account the electronic relativistic effect, Merzbacher and Lewis [5] proposed to use a modified screening number in the nonrelativistic PWBA cross section formula. A similar approach was used by Caruso and Cesati [6]. They defined a different relativistic screening number. Hansen estimated the correction factor in the binary-encounter approximation (BEA) from the relativistic mass-velocity relation and presented it in the tabulated form [7]. Based on the semiclassical approximation (SCA), Amundsen et al. derived an approximate correction factor in the analytical form [8]. This result was modified by Anholt to be applicable for superheavy atoms [9]. Recently, Brandt and Lapicki [10] developed a new method and the effect was incorporated into

the PWBA cross section formula.

In figs. 1-3, these correction methods are compared with the RPWBA. The ratios of the relativistic to nonrelativistic K-shell ionization cross sections by protons on Cu, Ag and Au are plotted as a function of the projectile energy and the energy-scaling parameter q_0^{-2} . This parameter is defined as $q_0^{-2} = 4 \eta_K / \theta_K^2$, where η_K is the scaled projectile velocity and θ_K is the screening number of the target K-shell electron.

It is clear from the figures that in comparison with the RPWBA (the solid curve), the correction methods of Merzbacher and Lewis [5] and of Caruso and Cesati [6] yield too small values for low-energy projectiles. The curve for the BEA correction by Hansen is drawn only for the parameter range given in the table [7]. Within this range, the obtained values are in agreement with the RPWBA for targets with low atomic numbers, but the extrapolated values beyond this limit overestimate the relativistic effect considerably, as already pointed out by us [3]. On the other hand, fig. 3 shows that this method underpredicts the relativistic effect for heavy target elements.

The method of Brandt and Lapicki [10] is in good agreement with the RPWBA in the parameter range $q_0^{-2} > 0.04$, though it gives slightly smaller values. For lower projectile energies, this method overpredicts the relativistic effect. The SCA correction factor of Amundsen et al. [8] agrees well with the RPWBA for Au, but systematically overestimates the cross sections for low atomic numbers. The best overall agreement with the RPWBA is obtained by the method of Anholt [9]. However, his correction factor underpredicts the relativistic effect for Cu in some energy region.

The present results indicate that in application of these correction methods one should be careful about the range of parameters where the method used gives a proper correction.

References

- [1] T. Mukoyama and L. Sarkadi, Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ. 57 (1979) 33.
- [2] D. Jamnik and Č. Zupančič, K. Dansk. Viden. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 31 (1957) No. 2.
- [3] T. Mukoyama and L. Sarkadi, Phys. Rev. A 22 (1980) in press.
- [4] T. Mukoyama and L. Sarkadi, Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ. 58 (1980) 60.
- [5] E. Merzbacher and H. W. Lewis, Handb. der Physik, vol. 34 (Berlin; Springer-Verlag) p. 166.
- [6] E. Caruso and A. Cesati, Phys. Rev. A 15 (1977) 432.
- [7] J. S. Hansen, Phys. Rev. A 8 (1973) 822.
- [8] P. A. Amundsen, L. Kochbach and J. M. Hansteen, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 9 (1976) L203.
- [9] R. AnholtPhys. Rev. A 17 (1978) 976.
- [10] W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A 20 (1979) 465.

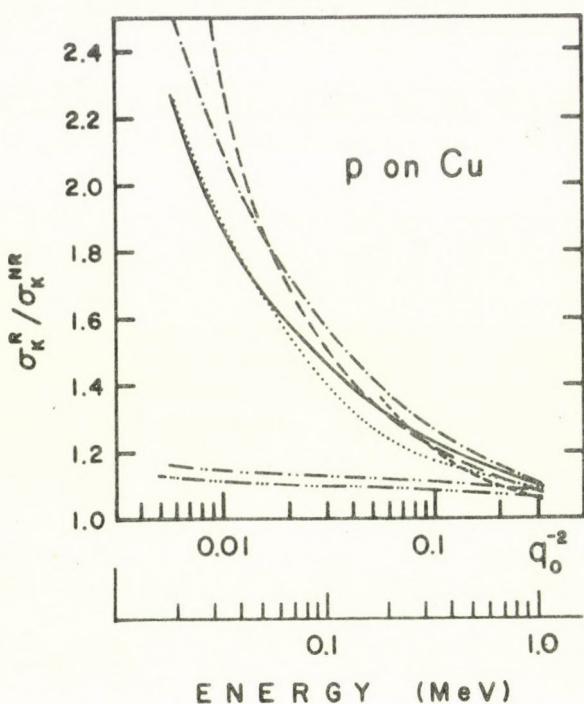


Fig. 1. Ratios of relativistic cross section of K-shell ionization for copper by proton impact to nonrelativistic cross section as a function of projectile energy and q_0^{-2} . Curves represent the ratios calculated by the various methods: — the RPWBA; - - - Brandt and Lapicki [10]; - - - Hansen [7]; Anholt [9]; - - - Amundsen et al. [8]; - - - Caruso and Cesati [6]; - - - Merzbacher and Lewis [5].

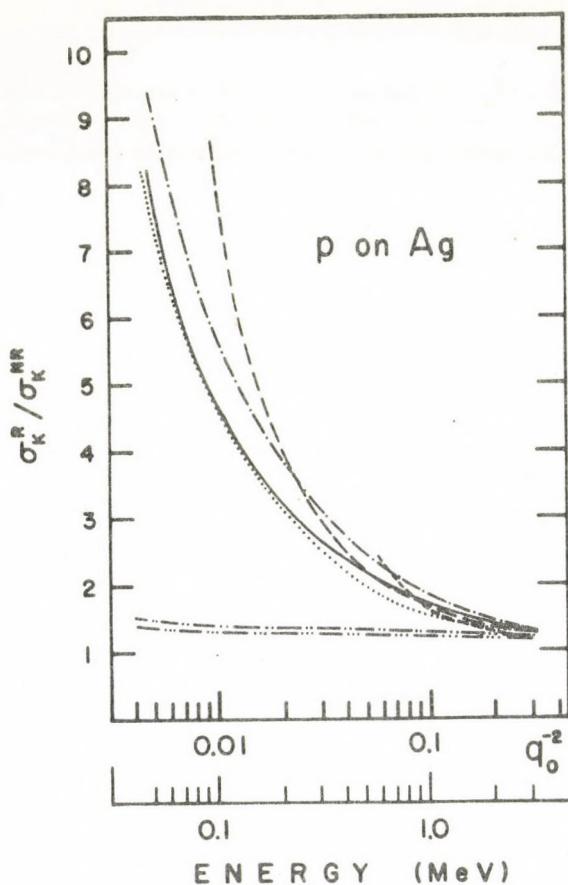


Fig. 2. Same as fig. 1, but for silver.

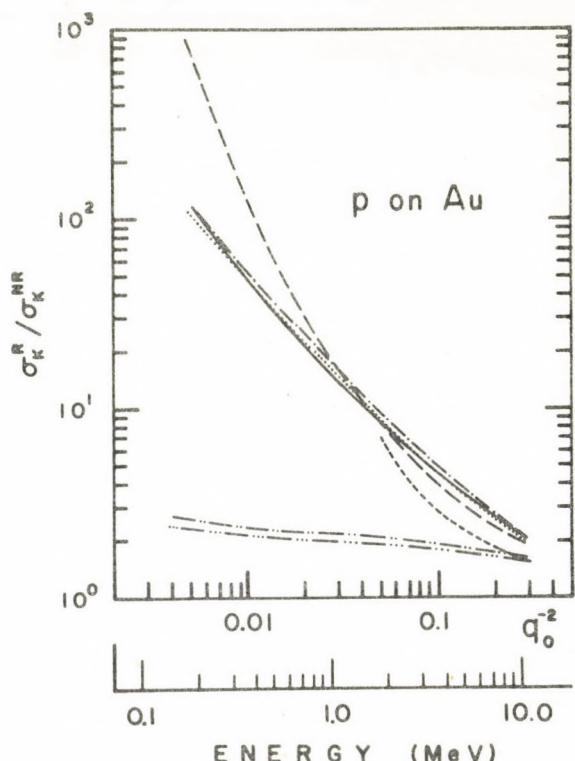


Fig. 3. Same as fig. 1, but for gold.

THE COMPARISON BETWEEN THE K-SHELL IONIZATION OF ELECTRONS
BY RELATIVISTIC PROTONS AND ALPHA PARTICLES

D. Davidović

Institute "Boris Kidrič", Vinča, 11001 Beograd, Yugoslavia

At non relativistic energies, the ionization by protons and alpha particles, when calculated in the first Born approximation, apart from the simple charge and mass dependence, is described by the same formulae. This allows one to establish simple scaling laws [1] and to compare various cross sections for collisions of different structurelles ions with a given target.

However, in the relativistic region, the situation is much more complicated. The aim of this work is to investigate the differences between cross sections for the electron K-shell ionization, when the incident particle is a proton or the alpha particle, which are due to relativistic effects.

For the wave function of the atomic electron the Darwin [2] semirelativistic four component function is used. Alpha particle, being a boson, in the relativistic region must be described by the second order Klein-Gordon equation. This equation may be linearized. At the velocities for which the wave function may still be interpreted to describe one particle, the incident proton, as fermion, is described by the free-particle four component Dirac wave function, while alpha particle being a boson, should be described by the two component wave function [3], one of which is small.

For the interaction between the proton and the atomic electron Møller [4] current-current interaction is used. In the proton case, the currents of both fermions are described by the Dirac matrixes. When alpha particle is incident, the corresponding current must be changed because of the zero spin, and the two component wave function.

The cross section for the electron K-shell ionization is calculated in the first Born approximation, using the above described wave functions and interactions. The quantitative influence of the mentioned differences between proton and alpha particle, is analized by comparing the corresponding differential and total cross-section.

References

- |1| M.R.C. Mc Dowell and J.P. Coleman
Introduction to the theory of ion-atom collisions
North-Holland Amsterdam-London 1970
- |2| C.G. Darwin Pros.R.Soc. A 118 (1928) 654
- |3| J.D. Bjorken, S.D. Drell Relativistic Quantum Mechanics
Mc Graw Hill
- |4| C. Møller Ann. Phys., Lpz. 14 (1932) 531

COULOMB-DEFLECTION EFFECT ON THE L₃-SUBSHELL ALIGNMENT IN LOW-VELOCITY PROTON IMPACT IONISATION

J. PÁLINKÁS, B. SCHLENK AND A. VALEK

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

The energy dependence of the L₃-subshell alignment of elements of medium and high atomic number following heavy particle (p , He^+ ...) impact ionisation is described fairly well by the PWBA calculations for projectile velocities $v > 0.2 v_{L_3}$, where v_{L_3} is the average velocity of the L₃-shell electrons [1].

In the lower projectile velocity region, however, significant deviation was found from the PWBA calculations. This deviation was especially marked in the case of the L₃-subshell alignment of gold following 0.8-4.4 MeV He^+ ($v/v_{L_3} \approx 0.10-0.23$) impact ionisation, where the experimental data showed a minimum about $E/M \approx 0.4$ MeV/amu ($v/v_{L_3} \approx 0.14$) in contrast to the monotonic behaviour of the calculated PWBA values [2]. This deviation has been assigned to the Coulomb-deflection of the projectiles and the above minimum behaviour could be explained in a simple model taking into account the Coulomb deflection.

According to this model the alignment parameter as a function of the projectile velocity should have a similar behaviour also for proton impact. The existing experimental data, however, do not reveal clearly this minimum behaviour.

To clear up the existence of this minimum we have determined the L₃-subshell alignment in gold by measuring the angular distribution of the L_ℓ/L_γ intensity ratio for 0.25-0.6 MeV proton impact, using exactly the same experimental configuration and method as was used in our earlier work [2]. The only difference was that the proton beam from the Cockcroft-Walton generator of our Institute has been used.

The experimental data are compared with the theoretical calculations on figure 1, where we give the experimental L₃-subshell alignment parameters A_2 (corrected for Coster-Kronig transitions) for proton impact on Au: o data of Jitschin et al [1]: • data of Pálinkás et al [2]: ▲ present measurements.

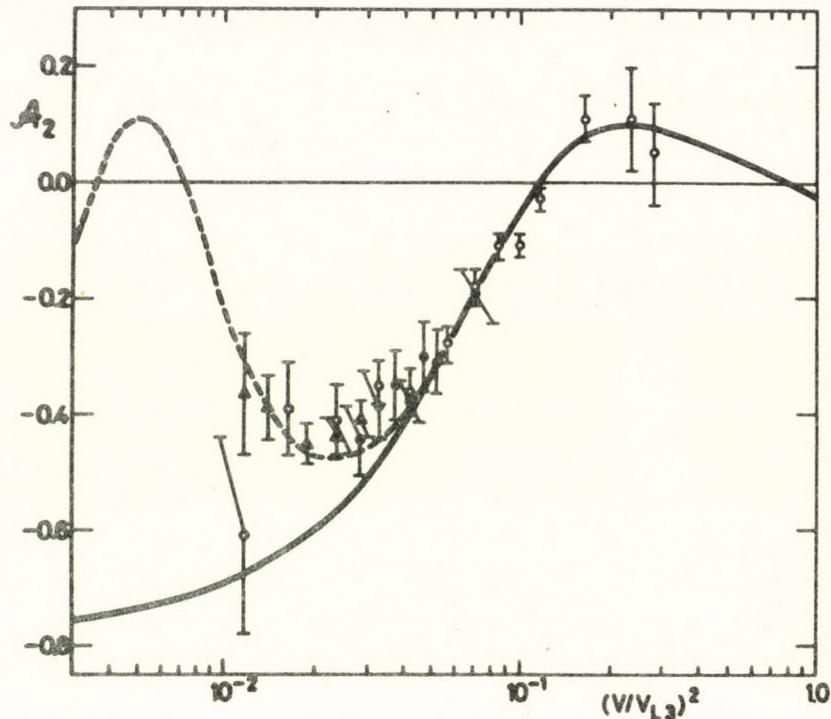


Fig. 1.

Our experimental data deviate significantly from the PWBA calculation (solid curve) of Kabachnik [3] but give good agreement with our calculation (broken curve) taking into account the Coulomb-deflection [2]. The experimental data so confirm the existence of the minimum behaviour of the alignment parameter also in the case of proton impact. It must be noted that our experimental results are in good agreement also with the experimental data of Jitschin et al [1] except the critical point at 0.25 MeV.

References

- [1] Jitschin W., Kleinpoppen H., Hippler R. and Lutz H.O.: 1979 J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 12 4077
- [2] Pálinskás J., Sarkadi L. and Schlenk B.: 1980 J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 13 3829
- [3] Sizov V.V. and Kabachnik N.M.: 1980 J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 13 1601

ION-ATOM COLLISIONS: THE SYMMETRIC REGION

By

J. F. Reading, A. L. Ford, Texas A&M University,
College Station, Texas 77843

and

R. L. Becker, Oak Ridge National Laboratory,
Oak Ridge, Tennessee 37830

In the last decade the simple system of a light bare ion charge Z_p colliding vigorously with the inner shell electrons of a target atom nuclear charge Z_N has been the subject of a thorough experimental and theoretical investigation. Though it is always premature in physics to say that something is completely understood the progress made in this asymmetric region ($Z_p < Z_N$) is such that it is natural in looking to the future to guess that the next decade will be concerned more with the symmetric region. Many new questions immediately arise. How can charge transfer as a mechanism for ionization be conveniently incorporated in existing computer codes? What role will multi-electron events play as the coupling constant is increased? How can we understand multi ionization occurring in a single collision? What can we do practically to relax the frozen orbital approximation used in atomic orbital methods? Preliminary answers to these questions will be discussed and confronted where possible with experimental results.

Supported by the United States National Science Foundation at the Texas A&M Center for Energy and Mineral Resources.

SPECTRA OF ELECTRONS FROM THE COLLISION OF SIMPLE SYSTEMS*

D. BERÉNYI, E. KOLTAY, A. KÖVÉR, S. RICZ, GY. SZABÓ, J. VÉGH

Institute of Nuclear Research, Debrecen, Hungary

K.-O. GROENEVELD AND J. SCHADER

Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main BRD

The investigation of the spectra of ejected electrons can give valuable informations on the collision process itself as well as on the properties of the projectile and the target. The study of relatively simple projectile (atomic and molecular ions) and similarly simple target (atomic and molecular) systems are especially interesting.

We studied the Z^2 scaling (the screening effect), the projectile stripping (electron loss) and molecular effects in the case of relatively simple colliding systems.

The measurements were carried out on the 5 MV Van de Graaff in Debrecen and the 7.5 MV Van de Graaff in Frankfurt am Main. In both cases a simple cylindrical electron spectrometer and gas beam target were used. H_2 and He targets were bombarded by H^+ , H_2^+ , He^+ , He^{++} projectiles. The velocity of the projectiles were equal. The electron spectra measured in the case of different projectiles were normalized to the electron spectra measured for H^+ .

The theoretical calculations for comparison with the experimental results were carried out in Born approximation by taking the screening correction into consideration.

In the 0.8 MeV/nucl case the experimental and theoretical results are in rather good agreement [1], [2]. The results in the case of other velocities are under discussion.

* Joint project supported in the frame of the German-Hungarian Cultural Agreement.

References

- [1] Á. Kövér, S. Ricz, Gy. Szabó, D. Berényi, E. Koltay and J. Végh, Phys. Lett., 79A (1980) 305.
- [2] Á. Kövér, S. Ricz, Gy. Szabó, D. Berényi, E. Koltay and J. Végh, Contr. Papers of X. Summer School and Symposium on the Phys. of Ionized Gases (SPIG-80), Dubrovnik, 1980. 160.

Ag,Ta AND Au L-SHELL VACANCY PRODUCTION BY
0.125 - 4 MeV/amu PROJECTILES $Z_1 \leq 10$

C.Bauer, H. Richter, P. Gippner, R. Mann, W. Rudolph
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, DDR

K.O. Groeneveld, B. Eckhardt

Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt(Main), BRD

Total Ag,Ta and Au L X-ray cross sections were measured using 0.125-4MeV/amu protons and ^4He ions as well as N^{2+} and Ne^{3+} projectiles in the energy range of 0.286-1MeV/amu.

The theoretical description of the experimental X-ray cross sections is generally limited by the uncertainties in the L-shell fluorescence yields and Coster-Kronig transition probabilities which are still up to 30% for the target atoms investigated. For proton and ^4He bombardment ($Z_1/Z_2 < 0.1$) where ionization via direct Coulomb interaction dominates our experimental results are found to be described within this limitations already by the PWBA(BC) theory [1] at generalized velocity parameters $0.02 \leq \eta/(\epsilon\theta)^2 \leq 0.1$. At smaller parameters mainly relativistic effects cause larger ionization probabilities. Using the PWBA(BPCR) model [2] which takes into account as well relativistic target electrons as a reduced binding effect we observe an improved agreement between experiment and theory even at $\eta/(\epsilon\theta)^2 < 0.02$. Nevertheless a systematic increase of the cross section ratios G_{Lx}^{exp}/G_{Lx}^{th} remains with decreasing projectile energy, e.g. with growing influence of additional binding and Coulomb deflection corrections. Maximum deviation ($G_{Lx}^{exp}/G_{Lx}^{th} = 2.5$) was observed in the case of 0.25 MeV p bombardment of Ta.

Fig. 1 represents the typical situation using heavier projectiles, e.g. $Z_1/Z_2 > 0.1$, for instance Ne ions. Whereas the X-ray cross sections of Au ($Z_1/Z_2=0.13$) show the same behaviour as already discussed for proton and ^4He impact more significant differences appear in the Ag case ($Z_1/Z_2=0.21$). With decreasing asymmetry of the collision system there is a rapid growth of charge exchange which results in an additional probability of target L-shell vacancy production [3].

In comparison to K-L exchange the L-L contribution may be neglected. Because we used projectiles without initial K-shell vacancy, corresponding to the arguments of Schiebel et al.[4] we assume a single collision two step process: K-vacancy production in the projectile followed by a vacancy transfer

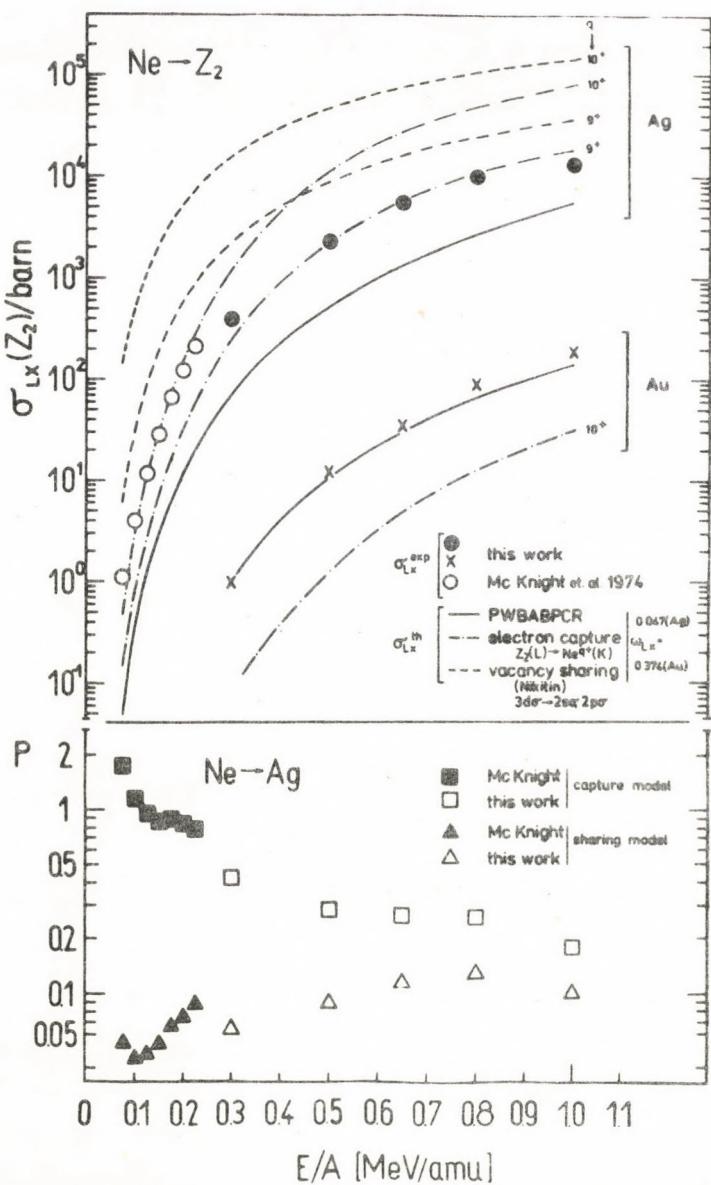


Fig. 1

Total L X-ray cross sections of Ag and Au for incident Ne projectiles as a function of energy. The experimental data are compared with theoretical results using the corrected PWBA model. Moreover the K-L exchange cross sections for Ne+Ag using both the atomic capture and the Nikitin model, respectively, are presented.

(For the strongest coupling $1s-2p_{1/2}$ and $q=10+$ the Nikitin model parameters are $R_p=0.3\text{au}$, $\alpha=6.1\text{au}$, $\theta=53^\circ$, $\Delta E=73.1\text{au}$) The lower part shows the average K-shell vacancy production probability according to eq. 1.

to the L-shell of the target atom. In first approximation we suppose both processes occurring incoherently and therefore to be factorizable. With P as the average excitation and ionization probability for one K-shell electron the L-vacancy production cross section is given by [4]

$$G_L = G_{Dl} + 2P(1-P)G_{Ex}^{(1)} + P^2G_{Ex}^{(2)} \quad (1)$$

where $G_{Ex}^{(1)}$ and $G_{Ex}^{(2)}$ are the K-L exchange cross sections for 1 and 2 vacancies in the K-shell, respectively, and G_{Dl} is the cross section for the direct L-shell ionization. Calculating both G_{Dl} and G_{Ex} and replacing $G_L = G_{Lx}^{\text{exp}}$ the quantity P can be determined from eq. 1. For G_{Dl} we used the PWBA(BPCR) theory.

With regard to the characteristic system parameters (asym-

metry, projectile velocity) we firstly calculated G_{ex} according to the capture model of Lapicki and Losonsky [5]. In agreement with Schiebel et al. for F+Ag we receive above 1 MeV/amu a monotonous growth of P with increasing energy. On the contrary below 1 MeV/amu fig. 1 shows a strong increase of P with decreasing energy in the Ne+Ag case, also observed for N ions. This abnormal energy dependence of P we attribute to an increasing underprediction of G_{ex} with decreasing energy by the capture model used.

At small projectile energies molecular effects get more and more influence and reduce the atomic transition energy ΔE . For the molecular levels $3dG \rightarrow K$ and $2pG, 2sG \rightarrow L$ of our systems we expect a similar behaviour as in Ne+Kr and Ar+Xe, the K-L sharing ratios of which were investigated as well experimentally as theoretically [6,7,8,9].

Estimating the molecular effects in the K-L exchange we used the Nikitin theory [10]. The model parameters α and θ were determined from the matrix elements of a 2-center Coulomb Hamiltonian (with screening) in the base of H-like functions. The distance of maximum coupling R_p we determined as the sum of the average K- and L-shell radii. For the application of the Nikitin model to the investigated collision system incidence energies of 0.1-1 MeV/amu are relatively high. Therefore the main deficiency of our estimating calculation will be the neglect of dynamical coupling owing to translation effects.

As shown in fig. 1 using the Nikitin model we observe more physically comprehensible P-values which decrease with decreasing energy.

Reference

- [1] W.Brandt, G. Lapicki
Phys. Rev. A10, 474 (1974)
- [2] W.Brandt, G. Lapicki
Phys. Rev. A20, 465 (1979)
- [3] F.D. Mc Daniel, A. Toten, R.S. Peterson, J.L. Duggan, S.R. Wilson, J.D. Gresselt; Phys. Rev. A19, 1517 (1979)
- [4] U. Schiebel, T.J. Gray, R.K. Gardner, P. Richard
J. Phys. B10, 2189 (1977)
- [5] G. Lapicki, W. Losonsky
Phys. Rev. A15, 896 (1977)
- [6] W.E. Meyerhof, R. Anholt, J. Eichler, A. Salop
Phys. Rev. A17, 108 (1978)
- [7] P.H. Woerlee, R.J. Fortner, S. Doorn, Th. P. Hoogkamer, F.W. Saris; J. Phys. B11, L425 (1978)
- [8] W. Fritsch, U. Wille
J. Phys. B12, L645 (1979)
- [9] N. Stolterfoht; Proc. of the IX Summer School (Dubrovnik 1978)
- [10] E.E. Nikitin; Advance in Quantum Chemistry Vol. 5, p 135 (1970)

K-X-RAY PRODUCTION CROSS SECTIONS BY 1 - 2.5 MeV/amu
 $^{32}_{16}\text{S}$ IONS

T. Bădică, C. Ciortea, A. Petrovici and I. Popescu

Institute for Nuclear Physics and Engineering, Bucharest,
Romania

The K-x-ray production cross sections of ^{47}Ag , ^{50}Sn and ^{52}Te targets by 32, 48, 64 and 80 MeV $^{32}_{16}\text{S}$ ions have been measured. The measurements covered the range of relative atomic numbers: $0.31 \leq Z_1/Z_2 \leq 0.34$ and of relative velocities: $0.13 \leq v_1/v_2 \leq 0.23$.

$^{32}_{16}\text{S}$ ions with charge states from 6^+ to 9^+ were obtained from the 7.5 MV HVEC-FN Tandem accelerator in Bucharest. Absolute x-ray production cross sections were determined from the measured yields of x-rays and elastically scattered particles, for thin solid targets ($50\text{-}100 \mu\text{g/cm}^2$ thick). The errors in cross sections were estimated to be $\pm 11\%$. The experimental results are shown in Fig. 1. The curves represent the theoretical predictions. Theoretical K-shell ionization cross sections were multiplied by single hole fluorescence yields [1] to obtain x-ray production cross sections.

Direct ionization cross sections for the target atom K-shell were calculated using the plane wave Born approximation (PWBA) [2], the binary encounter approximation (BEA) [3] and the Coulomb perturbed stationary state model with a correction for relativistic effects (CPSSR) [4]. As it is seen, the PWBA and BEA theories overestimate the measured cross sections by more than an order of magnitude. Agreement with the CPSSR theory is seen to be fair, with the agreement improving for higher incident beam energies. The success of the direct

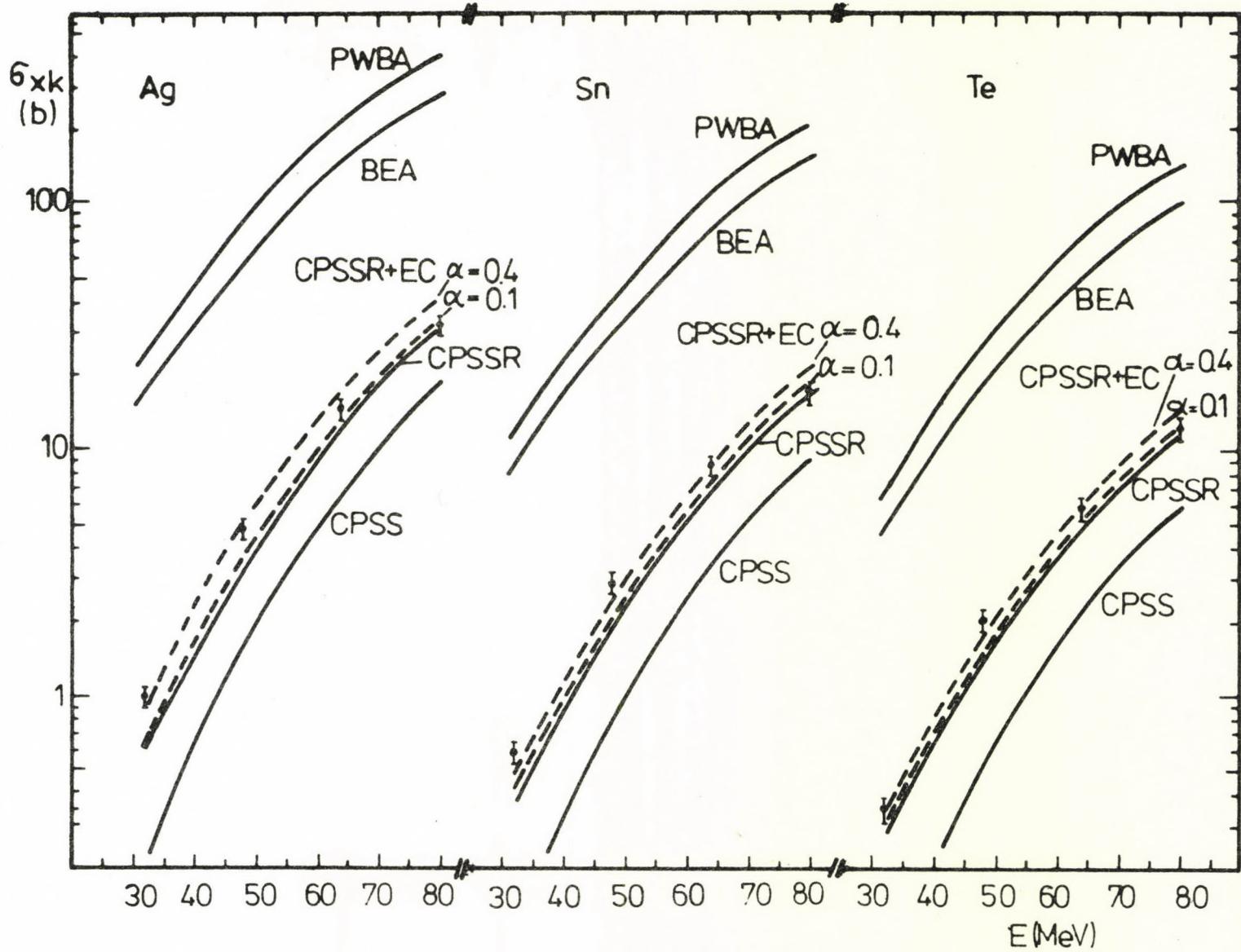


Fig. 1. K-x-ray production cross sections for Ag, Sn and Te by ^{32}S ions.

ionization theory to describe the experimental data might be taken as an a posteriori evidence that the influence of solid state effects [5] is not important.

A further process that might account for K-shell ionization of target atoms is the capture of K-electrons into bound states of the projectile. Contributions from electron capture (EC) to the observed target K-x-ray production cross sections were estimated using the Oppenheimer-Brinkman-Kramers approximation of Nikolaev [6], scaled by factors $\alpha=0.1$ and 0.4 , by summing up the contributions from all projectile charge states fractions, which were determined from the equilibrium charge state distribution. These calculations led to the result that the contribution of the projectile K-shell vacancies was negligible, and the contribution of the electron capture to the projectile L-shell was important. It is seen from figure that the CPSSR+EC theory predict resonably well the experimental data.

References

1. W. Bambynek et al., Rev. Mod. Phys. 44, 716 (1972).
2. D. H. Madison and E. Merzbacher, in: Atomic Inner-Shell Processes. B. Crasemann (ed.). New York, Academic Press, 1975. p. 1.
3. J. D. Garcia et al., Rev. Mod. Phys. 45, 111 (1973).
4. W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A20, 465 (1979).
5. T. J. Gray et al., Phys. Rev. A14, 1333 (1976).
6. V. S. Nikolaev, J. Eksp. Teor. Fiz. 51, 1263 (1966).

STUDY OF THE Ti, Fe AND Ni K X-RAY SPECTRA
INDUCED BY ABOUT 1 MeV/NUCLEON Xe IONS

A.G.ARTUKH AND A.V.ERYOMIN

Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, USSR

V.A.ALTYNOV, M.A.BLOKHIN, S.M.BLOKHIN, AND A.A.POLYAKOV

Rostov State University, Rostov-on-the Don, USSR

In ion-atom collisions the high degree of multiple inner-shell ionization of both partners takes place /1/. It has been shown /2/ that the degree of multiple inner-shell ionization considerably increases with the atomic number and energy of the projectile. The experimental investigations of x-ray spectra induced by heavy ions provide a probe for understanding many aspects of ion-atom collisions and can stimulate new theoretical developments.

The present work deals with a study of the high-resolution crystal spectrometer spectra of Ti, Fe and Ni K x-rays induced by the heavier Xe ion. A thick metallic target was bombarded at an angle of 45° to its normal in vertical and horizontal planes with microampere beams of 125 MeV $^{129}_{+8}\text{Xe}$ ions at the U-300 cyclotron of the Laboratory of Nuclear Reactions of JINR, Dubna. The K x-rays emitted by the target at 90° to the beam direction were energy-analyzed by means of a Bragg curved-crystal spectrometer using a quartz crystal I in $10\bar{1}0$ reflection (Fig. 1 a).

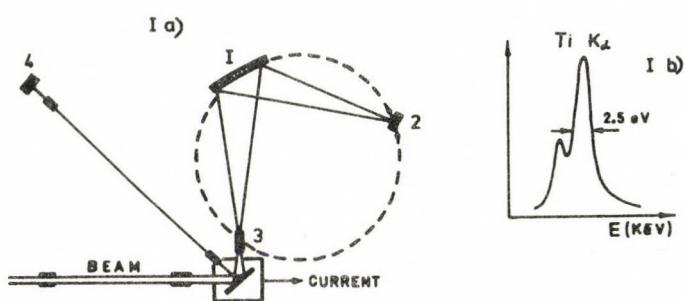


Fig.1. a) A schematic drawing of a curved-crystal spectrometer. For the details of designations, see text.

b) The Ti x-ray fluorescence spectrum.

The focusing spectrometer was of the Johann type with a 100 mm radius for a focal circle. The spectrometer was equipped with an entrance slit 3 having a horizontal of 60 μm and a vertical of 15 mm. The x-ray detector 2 was a gas-flow proportional counter with a 5 μm Mylar window and a gas mixture of 90% Ar +10% CH_4 . Spectra were obtained by step scanning over the desired angular region at angles separated by an increment in $\sin \theta$, where θ is the angle between the incident x-ray and the Bragg-reflection plane of the crystal. The irradiation time for each angular setting of the spectrometer was controlled by an x-ray monitor detector 4 having the direct view of the target. This served to minimize the effects due to beam fluctuations and uniformities of the detecting x-ray. The monitor detector was identical to detector 2. The spectrometer had a high-voltage x-ray tube oriented at 90° to the beam direction on the vertical. The x-ray fluorescence spectrum was used for the wavelength-calibration purposes and to serve as a reference for the maximum-energy-shift measurement of the satellite peaks. The Ti K x-ray fluorescence spectrum had a less than 2.5 eV FWHM at 4.510 KeV(Fig.1b).

The obtained Ti, Fe and Ni K x-ray spectrum is shown in Fig. 2.

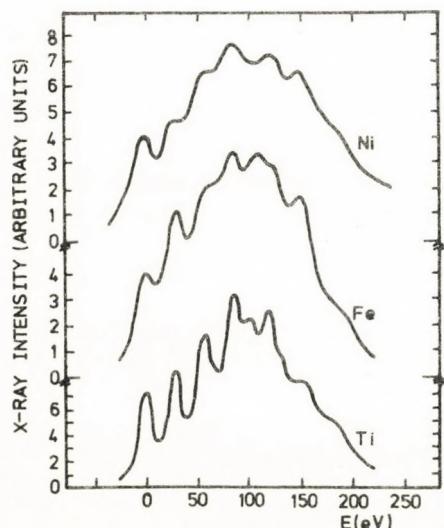


Fig. 2. X-ray spectra for Ti, Fe and Ni produced by 125 MeV $^{129}_{+8}\text{Xe}$ ions.

The energy maxima of the fluorescence lines for each spectrum are taken as reference points of the energy scale. The spectra of all elements show complicated structures. For example, the K x-rays of Ti are resolved into a series of satellite peaks, each of which is associated with $K_{\alpha 2}$ x-ray emission in the presence of a specific number of L-shell vacancies. A comparison of the Ti K x-ray spectra for light projectiles /2/ shows a richer structure for Xe ions. The number of the high-energy satellite peaks and their intensities increase appreciably. The maximum energies of lines are shifted and the peaks increasingly broaden. A quantitative analysis of the experimental results and multiple ionization calculations will be given in the next publication.

The present spectrometer for in-beam measurements provides a resolution of about a few eV in the energy range from 1.0 to 10 KeV in a modern version.

The combination of the high-resolution spectrometer with the U-300 beams of ions up to Bi with an energy of about 1 MeV/n stimulates systematic investigations of the mechanism of the heavy ion-atom collisions, the structure of highly excited atomic states and the chemical effects of compounds.

The authors are pleased to express their thanks to Academician G.N.Flerov for his permanent interest in this work and for useful discussions.

References

- /1/ P.Richard, Atomic inner-shell processes, ed. B.Crasemann (Academic Press, New York, 1975), v.1, p.73.
- /2/ K.W.Hill et al., Phys. Rev., A13(1976)1334.

NUCLEAR SCATTERING IN ION-ATOM COLLISIONS

J.M. Feagin⁺ and L. Kocbach

Fakultät für Physik, Universität Freiburg
D - 7800 Freiburg i. Br., Germany

The interplay of atomic and nuclear processes has been treated in literature in several connections, with stress on either nuclear or atomic aspects. From the point of view of atomic collision physics, nuclear scattering contributes little to the total cross sections for inelastic processes. It becomes important e.g. for large angle scattering, when a relatively close encounter of the nuclei is necessary.

The simplest class of such processes, electron excitation induced by light nuclei scattered at large angles has been treated in various applications of the SCA-model [1], [2], [3].

A second class of processes may be characterized by the condition that the projectile energy is near to a nuclear resonance. The nuclei play here a more complicated role than being simple point particles. Theoretical investigations of such processes started by the works of Ciocchetti and Molinari [4]. A broad treatment of these problems has been presented by one of the present authors [5]. A first experimental demonstration of such type of processes is the work of Staub and coworkers [6] on the synthesis of short lived ⁸Be, which appears as a resonance in He- α scattering. More recent is the work of Blair et al [7] on proton-nickel scattering.

A third class of processes may be characterized by the presence of a nuclear reaction, i.e. the particle which is the end product of the ion atom collision differs from the bombarding ion. As an example one can mention the study of threshold for (p,n) reaction [8]. Processes of the second and third type may be of importance for extracting exact information on nuclear processes from experimental data.

⁺Alexander von Humboldt Foundation Fellow

In all three types of processes a mechanism, usually called nuclear recoil, plays an important role. In various treatments of this contribution one can find a striking difference: it appears either as a dipole coupling [4], [9] or as a coupling of all multipolarities, [5], [6]. We consider a distorted wave-type treatment, with a possibility of close coupling (coupled channels) calculations and show that the two above mentioned representations may be obtained as two limits of the general approach.

The final aim of this work is to include the nuclear recoil effect in the type of description proposed by Blair et al. [7]. A systematic study of simple model problems [10] (and more realistic ones) for the type of processes reported recently [7], [11], [12], [13], is in progress.

References

- [1] J.U. Andersen, L. Kocbach, E. Laegsgaard, M. Lund and C.D. Moak, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 9 (1976) 3247.
- [2] Reviews by L. Kocbach, J.M. Hansteen and R. Gundersen and by D. Trautmann and F. Rösel in Proceedings of Workshop on Theories of Inner Shell Ionization, Nucl. Instr. Math. 169 (1980) 249-318.
- [3] J.U. Andersen, L. Kocbach, E. Laegsgaard and M. Lund Abstracts of Papers, X. ICPEAC, Paris 1977 (Commissariat à l'Energie Atomique, Paris 1977), p. 40-43; and to be published; L. Kocbach, K-shell ionization in α -decay, in Notes from the Nordic Spring Symposium, Geilo 1980, J.M. Mansteen and R. Gundersen ed., University of Bergen, 1980.
- [4] G. Ciocchetti and A. Molinari, Nuovo Cimento 40B (1965) 69.
- [5] J.M. Feagin, Ph.D. dissertation, Univ. of N. Carolina Chappel Hill, 1979 (University Microfilms, 300 N. Zeeb Road, Ann Arbor, Michigan 48106).
- [6] Synthesizing ^8Be and Discovery of the Effect of Atomic Electrons on Nuclear Resonances, In Adventures in Experimental Physics (ed. B. Maglich), Gamma Volume, World Science Communications, Princeton 1973; results in J. Benn, E.B. Dally, H.H. Müller, R.E. Pixley, H.H. Staub and H. Winkler, Nucl. Phys. A106, (1968) 296.

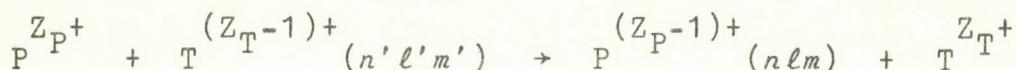
- [7] J.S. Blair, P. Dyer, K.A. Snover and T.A. Traynor Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1712.
- [8] J.M. Feagin, E. Merzbacher and W.J. Thompson Phys. Lett. 81B (1979) 107; I.S. Towner and J.C. Hardy, Phys. Lett. 73B (1978) 20.
- [9] P.A. Amundsen, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 11 (1978) 3197; D.H. Jakubassa and P.A. Amundsen J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 12 (1979) L 725.
- [10] L. Kocbach, Nordic Summer School on Atomic Collision Processes, Sandbjerg, Denmark, August 1980 (unpublished notes); and to be published.
- [11] W. Duinker and J. van Eck, Proc. of the Int. Conf. of X-ray Processes and Inner shell Ionization, Stirling 1980, Plenum Press (N.Y.).
- [12] M. Dost, in ref. 2 ; J.F. Chemin, S. Adriamonje, J. Roturier, J.P. Thibaud, S. Joly and J. Uzureau, XI. ICPEAC, Kyoto 1979: Invited talks, (North Holland, Amsterdam 1980), page 313.
- [13] W.J. Thompson, J.F. Wilkerson, T.B. Clegg, J.M. Feagin, E.J. Ludwig and E. Merzbacher Phys. Rev. Lett. 45 (1980) No. 10.

Systematics of the 1st and 2nd Born Cross Sections
for Charge Exchange

L. Dubé, J.S. Briggs

Fakultät für Physik, Universität Freiburg
78 Freiburg, W. Germany

We have examined the general charge transfer reaction



whereby a fully stripped projectile (P) with charge Z_P incident at velocity, v , captures an electron bound to an hydrogenic target (T) of charge Z_T from an initial $n' \ell' m'$ to a final $n \ell m$ state.

Particular attention is paid to a discussion of:

1. the *distribution of excitations*, with respect to all quantum numbers, and
2. the *symmetry and scaling properties* of the diverse cross sections.

Since the physical processes described by the 1st and 2nd Born approximation are inherently of different nature (single scattering versus double scattering) and in view of the dominance of the 2nd Born term (velocity dependence $1/v^{11}$) over the 1st Born term (velocity dependence $1/v^{12+2\ell'+2\ell}$) at large velocities, we present results in the regions where these differences are more striking. In particular, in cases where the initial state is an excited state (i.e. $n' > 1$), the features of the distribution functions show dissimilar behaviour in the two approximations. Whereas the excitation is predominantly to the 1s final state in the first Born approximation, the 2nd Born approximation favours those final states with maximal overlap with the initial state.

The asymptotics of these cross sections is reviewed and previous work (1) is extended. The speed of convergence with which these cross sections reach their asymptotic form is also discussed.

Reference

- (1) *J.S. Briggs, L. Duke* : J.Phys. B13, 771-784 (1980)

THE $1s\sigma$ VACANCY PRODUCTION IN SUPERHEAVY QUASIMOLECULES WITHIN THE COHERENT COULOMB IONIZATION MODEL

A. BERINDE, DANIELA FLUERASU AND V. ZORAN

Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest MG-6,
ROMANIA

During the last years, the description of the vacancy formation in the innermost molecular orbitals(MO) formed in very heavy ion collisions evolved from the first order time-dependent perturbation theory [1] to the full coupled - channel approach [2], including (approximatively) also the electron screening [3]. Simple analytical approximations have been derived too [4,5], which together with the empirical scaling of Armbruster et al [6], pave the way towards a spectroscopy of superheavy systems. Qualitative arguments in the favour of this scaling law have also been given [7] within an alternative approach starting from the adiabatic MO theory of Briggs [8].

In this contribution we apply the Coherent Coulomb Ionization (CCI) model [9], in fact an extension of the Briggs-semiclassical approximation (SCA) picture [10,11], to calculate the $1s\sigma$ MO ionization cross sections for collisional systems with combined nuclear charge $Z_{UA} = Z_1 + Z_2 \approx 136$. We used the observation that the main result, Eq.(12), of [5] can be reproduced when the phase factor in the ionization amplitude at a given impact parameter b is approximated by that corresponding to a straight-line (SL) trajectory $R(b,0,v't)$ and to a momentum transfer $q'_0 = E_{1s\sigma}(R_0)/hv'$, with $E_{1s\sigma}(R_0)$ the electron binding energy [12] and $v' = v(1-2a/R_0)^{1/2}$ the projectile velocity at the turning point $R_0 = a + \sqrt{a^2 + b^2}$ of the trajectory, a being the half-distance of closest approach in a head-on collision. Furthermore, the impact parameter dependence and especially the integrated cross sections are not much altered when the quasimolecular wavefunction is mimicked by an atomic $1s$ wavefunction centred in the centre of charge, having an effective nuclear charge which corresponds, via the binding energy tables of Fricke and Soff [13], to $E_{1s\sigma}(R_0)$. Accordingly, we used the cross section formula [9]:

$$\sigma_{1s\sigma}(Z_1, Z_2, v) = \{\sqrt{\sigma_1(\langle q'_0 \rangle / \alpha_1)} / \alpha_1 + \sqrt{\sigma_2(\langle q'_0 \rangle / \alpha_2)} / \alpha_2\}^2 \quad (1)$$

where $\alpha_1 = Z_2 / (Z_1 + Z_2)$, $\alpha_2 = 1 - \alpha_1$, σ_i ($i=1,2$) is the SL-SCA cross section for ionizing the quasimolecule by the collision partner Z_1 at its turning-point-velocity $\alpha_1 v'$ relative to the centre of charge, and $\langle q'_0 \rangle$ the momentum transfer corresponding to the mean impact parameter $\langle b \rangle$ as defined in [5]. For all but the heaviest systems the product $\langle b \rangle \langle q'_0 \rangle$ is very close to unity. The enormous ($10^4 \div 10^6$) relativistic enhancement of σ_1

has been evaluated by means of the Anholt procedure [14].

Our results are compared to the available experimental data in Fig.1. Given the above mentioned approximations, the agreement is surprisingly good.

It does not necessarily rule out some additional contributions to the cross section, e.g. from multistep processes [2], since the relativistic enhancement is slightly overestimated in our calculations. On the other hand, the scaling in terms of Z_{UA} predicted by the monopole approximation (MA) [1, 12, 16] is, to a large extent, retrieved in our approach too. Moreover, the contribution to the ionization cross section coming from the recoiling target practically coincides with that of the projectile, an equivalence which is embedded *ab initio* in MA. Indeed, the two terms of Eq.(1) differ in magnitude by less than 10% even for the most asymmetric cases shown in Fig.1. This comes mainly from the compensation, for the heavy partner, of its reduced velocity relative to the centre of charge by the higher density of electrons with large momenta in the interaction region as a result of the important relativistic

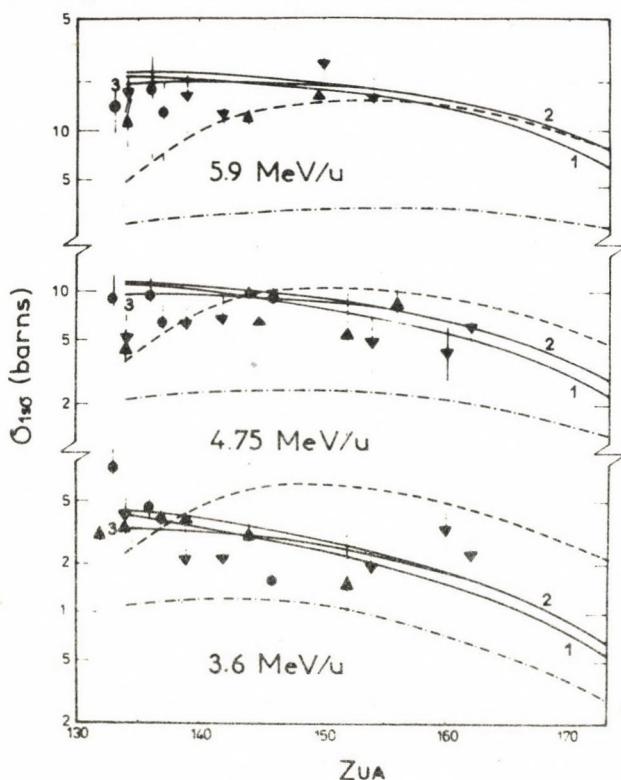


Fig.1. The theoretical $1s\sigma$ vacancy production cross sections versus Z_{UA} , compared to the experiment. Full line: present calculations for Xe(1), Pb(2) and U(3) as projectiles; dashed line: Eq. (17) of Ref. [5]; dash-dotted line: first order perturbation theory in the monopole approximation [1]. Data [15]: •, Xe; ▲, Pb; ▽, U.

shrinkage of the wavefunction. The result represents a natural extension of a similar CCI model prediction for lighter systems [9], thus being more a property of the relativistic $1s$ type of wavefunctions by which we simulate the quasimolecule rather than the consequence of the use, in the present work, of MA binding energies [12] and considering only s-continuum states available to ionization.

Last but not least, we emphasize that in the CCI model the electron wavefunction is centred in the centre of charge rather than in the middle of the internuclear distance [1], and thus the ionization is described relative to an (almost) inertial reference frame. Although the effects of the latter choice in principle show up only at small impact parameters and are expected to be small, no quantitative estimate of them

in asymmetric very heavy ion collisions exists at present.

One of the authors (VZ) acknowledges useful discussions with Berndt Müller and Paul Mokler, as well as the encouragement of William Singer.

References

- [1] W.Betz, G.Soff, B.Müller and W.Greiner, Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 1046
- [2] J.Reinhardt, B.Müller, W.Greiner and G.Soff, Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 1307
- [3] T.de Reus, W.Greiner, J.Kirsch, B.Müller, J.Reinhardt and G.Soff, Keynote paper, Int.Conf.X-80 on X-Ray Processes and Inner-Shell Ionization, 25-29 August 1980, Stirling, Scotland
- [4] B.Müller, G.Soff, W.Greiner and V.Ceaşescu, Z.Physik A 285 (1978) 27
- [5] F.Bosch, D.Liesen, P.Armbruster, D.Maor, P.H.Mokler, H.Schmidt-Böcking and R.Schuch, Z.Physik A 296 (1980) 11
- [6] P.Armbruster, H.H.Behnke, S.Hagmann, D.Liesen, F.Folkmann and P.H.Mokler, Z.Physik A 288 (1978) 277
- [7] J.Bang and J.M.Hansteen, Phys.Letters 72A (1979) 218
- [8] J.S.Briggs, J.Phys. B 8 (1975) L485
- [9] V.Zoran, A.Berinde and Daniela Flueraşu, Int.Conf.X-80, Stirling, Scotland, Book of Abstracts p.116
- [10] W.E.Meyerhof, Phys.Rev. A 18 (1978) 414
- [11] P.A.Amundsen, J.Phys. B 11 (1978) L 737
- [12] G.Soff, J.Reinhardt, W.Betz and J.Rafelski, Phys.Scr. 17 (1978) 417
- [13] B.Fricke and G.Soff, At.Data Nucl.Data Tables 19 (1977) 83
- [14] R.Anholt, Phys.Rev. A 17 (1978) 976
- [15] H.H.Behncke, P.Armbruster, F.Folkmann, S.Hagmann, J.R.Macdonald and P.H.Mokler, Z.Physik A 289 (1979) 333
R.Anholt, H.H.Behncke, S.Hagmann, P.Armbruster, F.Folkmann and P.H.Mokler, Z.Physik A 289 (1979) 349
P.H.Mokler, P.Armbruster, F.Bosch, D.Liesen, D.Maor, W.A.Schönfeldt, H.Schmidt-Böcking and R.Schuch, Keynote paper, Int.Conf. X-80, Stirling, Scotland
- [16] G.Soff, W.Greiner, W.Betz and B.Müller, Phys.Rev. A 20 (1979) 169

RADIATIVE DEEXCITATION OF MULTIPLE-VACANCY CONFIGURATION

E. ARNDT, G. BRUNNER AND E. HARTMANN

Central Institute for Isotope and Radiation Research,
Leipzig, German Democratic Republic

A statistical scaling within the frozen-core model has been successfully applied in discussing the influence of multiple vacancies on the radiative deexcitation /1/. However, such a confined treatment can even result in misleading conclusions if emphasis is laid on the effects of d-subshell vacancies, since d electrons only weakly contribute to radiative deexcitation, and the atomic reorganisation caused by their removal is of major importance.

In order to include the general case into consideration we have written a computer code for explicitly calculating radiative-transition rates for the excited atomic state: The transition matrix element in the Scofield prescription was integrated using Dirac-Fock wave functions. In our treatment all multipole orders of the radiation field, the retardation and the finite nuclear size effects were accounted for. Since the aim of this paper is a systematic study of the relative x-ray intensities in dependence on the vacancy configuration separate calculations for the initial and final states have not been carried out so far.

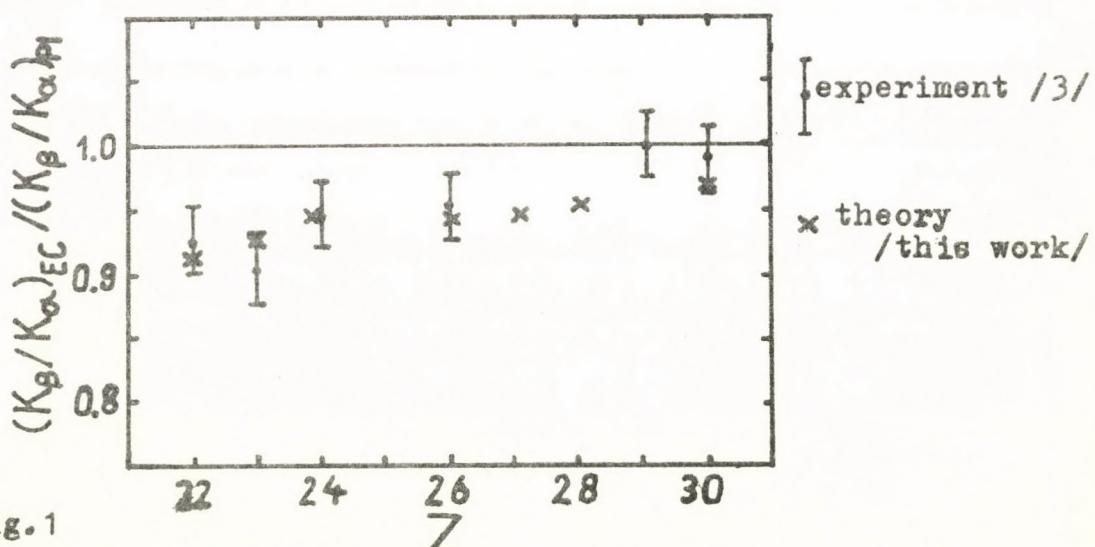


Fig. 1

In atoms of 3d elements 3d vacancies have a significant influence on the K_β/K_α intensity ratio. The reorganisation caused by the removal of the 3d electrons overcompensates the small primary effect of a deficiency of the weak $K\beta_1$ transition

and in contrast to the tendency, which is predicted by a statistical scaling, the $K\beta/K\alpha$ ratio is increased. The $K\beta/K\alpha$ ratio after photoionisation is larger (by about 10 percent for titanium) than that after K-hole creation by EC [2,3]. Thus, one can attribute a higher degree of outer-shell ionisation to the photoionisation as compared with excitation by EC. This is proved by reproducing the remarkable deviations of the $K\beta/K\alpha$ ratio after photoionisation from that after EC excitation by assuming two 3d vacancies for the PI excitation mode (see fig.1). This result is in conformity with the idea that shake processes are not essentially involved in EC excitation: The change in the nuclear charge in the capture process compensates the hole created in the inner shell and the atomic central charge remains nearly unaffected in this excitation mode.

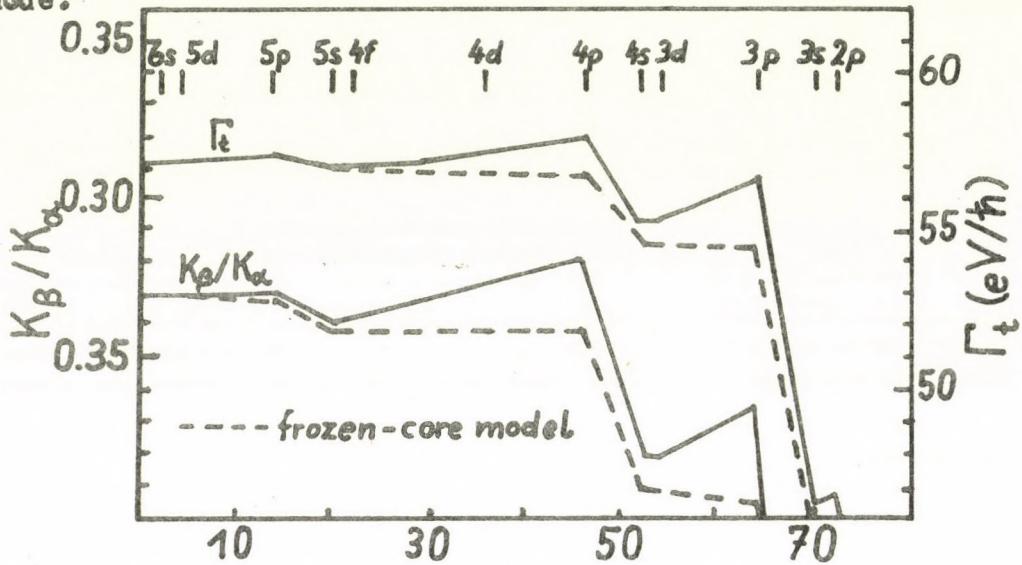


Fig.2

The prominent role of an atomic reorganisation, caused, by the d vacancies, is also illustrated by the dependence of the x-ray intensities on outer-shell ionisation (e.g. total radiative K transition rate Γ_t and $K\beta/K\alpha$ ratio in fig.2). Especially highly stripped atoms with partly filled d subshells show appreciable discrepancies between statistical scaling and the more extended approach. Such investigations are of relevance to plasma diagnostics.

References

- /1/ T.K.Li and R.L.Watson, Phys. Rev. A9 (1974) 1547.
- /2/ D.Berenyi, G.Hock, S.Ricz and A.Valek,
J. Phys. B 11 (1978) 709.
- /3/ G.Paic and V.Pecar, Phys. Rev. A14 (1970) 2190.

ON THE ELECTRON REARRANGEMENT AFTER INNER-SHELL IONIZATION

E. HARTMANN, E. ARNDT AND G. BRUNNER

Central Institute for Isotope and Radiation Research,
Leipzig, German Democratic Republic

Under properly chosen velocities of heavy charged projectiles the K-ionizing collisions may efficiently produce additional vacancies in other core shells or in the valence states /1/. A nonradiative electron rearrangement occurs prior to x-ray emission, therefore the x-ray spectra do not give pure information on the initial vacancy distribution. In view of the similarity of the chemical effects, notwithstanding the rather different excitation conditions, and of the simultaneous occurrence /2/ of a regularity in F K_α hypersatellite spectra and the strong chemical effects in the F K_α satellite spectra the electron rearrangement is most likely to account for the environmental influence on K_α satellite spectra. The interatomic relaxation via covalent bonds is the only rearrangement process which can occur in second-row atoms. This explains the distinct correlation between covalency and chemical effects in F compounds /3/. In third-row atoms LMM Auger processes transform the KLⁿ vacancy configurations into lower ones (KLⁿ⁻¹) and therefore shift the emission strength to the lower-order satellites. A d-type valence charge, compensating the charge of inner vacancies, efficiently enhances the LMM processes, but is not experienced by the x-ray energies. Therefore the contradictions between x-ray energies and emission strength do not necessarily furnish evidence for interatomic electron transitions /4/. Further, by explicitly simulating the interatomic relaxation in crystalline Si and SiO₂ we hope to find a less artificial explanation for the different behaviour of the K_β/K_α ratio in these systems /5/.

References

- /1/ R.L.Watson, B.L.Senobe, J.A.Demarest and A.Langenberg, Phys. Rev. A19 (1979) 1529.
- /2/ C.F.Moore, D.L.Matthews and H.H.Wolter, Phys. Lett. A54 (1975) 407.
- /3/ M.Uda, H.Endo, K.Maeda, Y.Awaya, Y.Sasa, H.Kumagai and T.Tonuma, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1257.
- /4/ E.Hartmann, E.Arndt and G.Brunner, J. Phys. B 13 (1980) 2109.
- /5/ O.Benka, J. Phys. B 13 (1980) 1425.

A RESEARCH PROGRAM FOR ION-ATOM COLLISIONS AT HIGH ENERGY

D. BERÉNYI

Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, Debrecen

In the last decade the collision processes and highly ionized states, in which the projectile was heavy ion of high energy (cca $E > 100$ keV/amu), have been more and more intensively investigated.

The study of electrons from such processes seems to be especially interesting because of some advantages as e.g. direct information on the collision process by ejected electrons of continuum spectrum or the different selection rules for Auger transitions as for X-rays [1].

A project has been worked out and a special electron spectrometer for measuring the energy spectrum at thirteen different angles at the same time [2,3] has been constructed for the study of electrons from heavy ion-atom collisions by using the beam of the heavy ion cyclotrons of the Dubna Institute.

In the frame of the program the form and cross sections for the continuous spectrum and Auger lines at various emission angles of the electrons for different projectiles as a function of the bombarding energy and charge state is planned to be investigated. First of all the studies will be carried out as follows.

By the study of both the continuous and the Auger spectra the Z^2 rule can be checked, the role and importance of the nuclear and ion charge from this point of view can be clarified. E.g. if Ne target is bombarded by nitrogen and oxygen ions of different charges, taking into consideration the nuclear or the ion charges, different ratios will be predicted for the cross sections by the Z^2 rule.

$$\left(\frac{\sigma(O^{4+} \rightarrow Ne)}{\sigma(N^{7+} \rightarrow Ne)} \right)_{\text{nuclear}} = 1.31; \quad \left(\frac{\sigma(O^{4+} \rightarrow Ne)}{\sigma(N^{7+} \rightarrow Ne)} \right)_{\text{ionic}} = 0.33$$

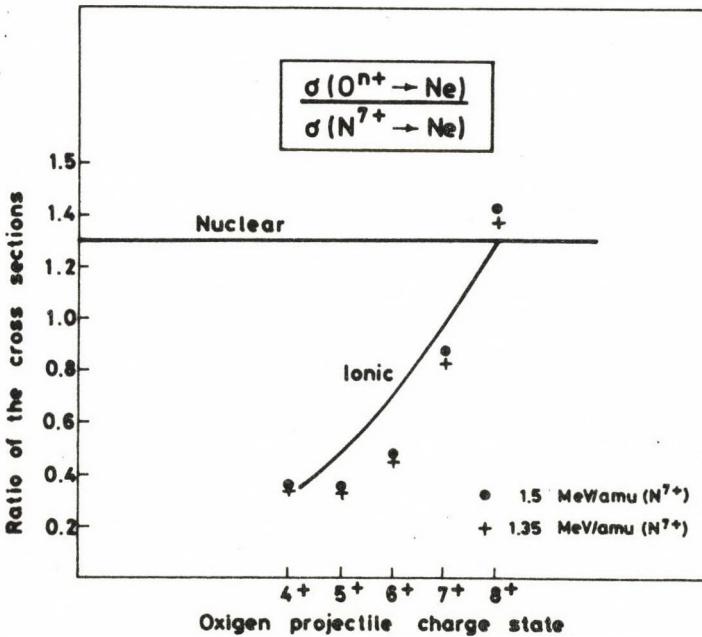


Fig. 1. Ratio of Auger production cross sections. The continuous curves indicate the calculated values according to the Z^2 rule with the nuclear and ionic charges. The energy of the oxygen projectiles is 1.5 MeV/amu and that of the nitrogen 1.5 and 1.35, respectively. Experimental points are taken from ref. [4].

In Fig. 1 the cross section ratio is plotted as a function of the charged state of the oxygen projectile on the basis of the experimental data from ref. [4].

The features of the electron loss peak, that of the super-satellites and the continuous spectrum in the region above, the binary encounter peak as well as the capture ionization mechanism will be also investigated.

References

- [1] D. Berényi, Adv. in Electronics and Electron Phys., Vol.56, in course of publication
- [2] D. Varga and J. Végh, ATOMKI Közlemények, 22 (1980) 15.
- [3] D. Varga, J. Végh, Á. Kovér, S. Ricz and A. Domonyi, in the present issue
- [4] C. W. Woods, R. L. Kauffman, K. A. Jamison, N. Stolterfoht and P. Richard, Phys. Rev. A13 (1976) 1358.

A NEW ELECTROSTATIC ANALYZER FOR ENERGY AND ANGULAR DISTRIBUTION OF ELECTRONS

D. VARGA, J. VÉGH, Á. KÖVÉR, S. RICZ, AND A. DOMONYI

Institute of Nuclear Research, Debrecen, Hungary

On the basis of earlier experiences [1] a new electrostatic electron spectrometer ESA-21 has been constructed for investigation of energy and angular distribution of electrons ejected from ion-atom collision. The energy range of the spectrometer extends from 20 eV to 14 keV. The resolution can be adjusted in the range of $1:5 \times 10^{-3}$. The energy spectra of ejected electrons can be measured at 13 angles from 0° to 180° , at each 15° , simultaneously.

The electron spectrometer is a special combination of a spherical and a cylindrical mirror. The cylindrical mirror is the energy analyzer, it is a double pass, second order focusing, ring to ring type, where $n \approx 3.1$ and $\theta_0 = 44.5^\circ$. The spherical mirror transports the electrons, from the collision point to the entrance of the cylindrical mirror analyser. The energetically analyzed electrons detected simultaneously by 13 channeltrons, placed at different angles are counted by the data acquisition system [2]. The cross section of the spectrometer can be seen in Fig. 1.

The construction of the spectrometer and vacuum chamber enables one to join other detectors in order to carry out coincidence measurements (e.g. coincidence with X-ray, charged particles etc.).

Recently, the performance of the spectrometer is being tested.

The remanent earth magnetic field inside the spectrometer, which is covered by two mu-metal cylinders, is less than 1 mG.

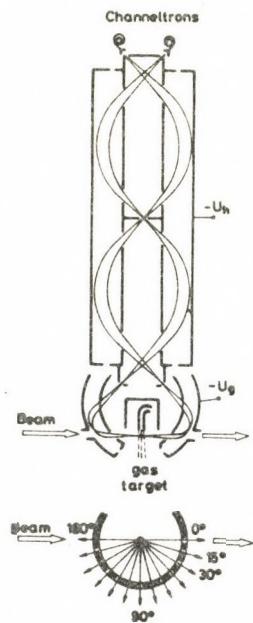


Fig. 1. The cross section of the electron spectrometer.

The vacuum chamber made of stainless steel is evacuated by diffusion pump (pumping speed 2000 l/s). The best vacuum in the chamber without gas target is less than 10^{-5} Pa.

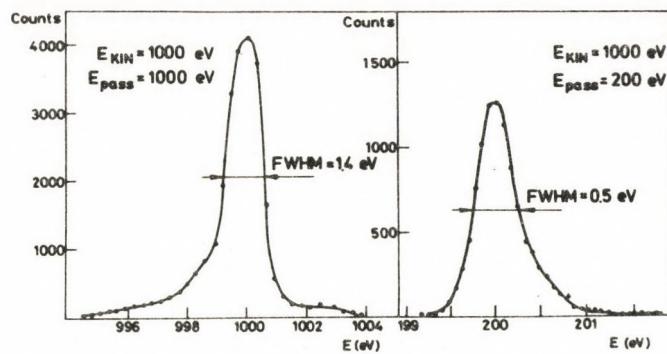


Fig. 2. Spectra of electrons from a cylindrical gun measured by ESA-21. (Without and with preretardation)

The resolution of the spectrometer is tested by the help of a cylindrical electron gun. Two spectra are shown in Fig. 2.

References

- [1] D. Varga, I. Kádár, Á. Kövér, L. Kövér and Gy. Mórik
Nucl. Instr. and Meth. 154 (1978) 477.
- [2] I. Kádár, B. Sulik, I. Cserny, T. Lakatos and J. Végh,
ATOMKI Közlemények, 23 (1981) 42.

DATA ACQUISITION AND CONTROL SYSTEM OF AN ELECTROSTATIC ELECTRON SPECTROMETER FOR ENERGY AND ANGULAR DISTRIBUTION MEASUREMENTS

I. KÁDÁR, B. SULIK, I. CSERNY, T. LAKATOS, J. VÉGH

Institute of Nuclear Research, Debrecen, Hungary

The electronic system described in this contribution is destined to ensure the operating conditions of an electrostatic spectrometer [1] designed to measure the energy and angular distribution of electrons emitted from ion - atom collisions. The target of the accelerator beam is a gas or vapour beam. The block scheme of the whole system is shown on Fig. 1.

The electronic units may be divided into three different functional groups:

- a. units for controlling and protecting the functioning of the vacuum system and gas target,
- b. those providing informations on the position and intensity of the accelerator beam,
- c. and the units necessary for controlling the measurement.

The vacuum system consists of the main vacuum chamber, gas handling system, two diffusion and three rotation pumps. Information on the pressure in different parts of the system is supplied by three ionisation and six Pirani gauges. Valves and pumps are controlled via two identical control panels, one of them being located in the measurement control room, the other in the target room. In both of them a control and status register stores the information on the actual state of the system.

The functioning of the vacuum system is supervised by a safety circuit. The task of the safety circuit is to ensure the safe functioning of the spectrometer and vacuum system. Commands given via any of the vacuum control panels are fulfilled only when they are enabled by the safety circuit. High voltage supplies of the energy analyzer and detectors are switched off when the pressure in the chamber exceeds

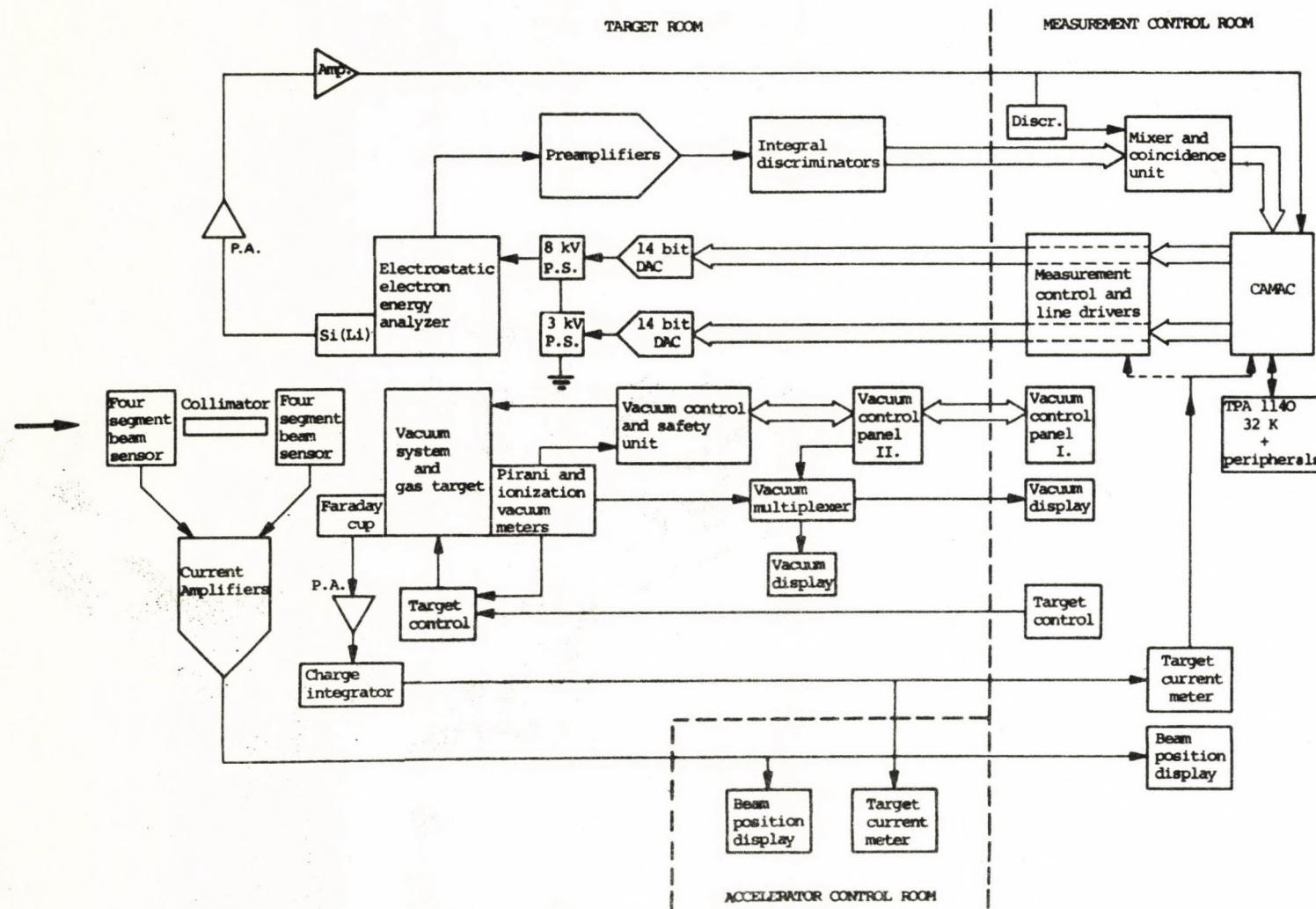


Fig. 1. Block scheme of the electronic system

1.3×10^{-2} Pa. Information on the pressure in the chamber is supplied for the safety circuit by its own measuring gauges.

Position of the accelerator beam is detected by two four segment beam sensor arrangements and the position as well as target current is displayed in the accelerator control room and in the measurement control room.

Measurement is controlled by a TPA 1140 small computer via a CAMAC crate. Two programmable precision power supplies: one fast 3 kV unit and a slow floating 8 kV supply determine the voltage on the electrodes of the energy analyzer. The precision power supplies are driven by two 14 bit digital - analogue converters. The information from the CAMAC units is sent to the converters via a measurement control unit, which itself can drive the measurement in case of computer break-down (in this latter case only one detector is working). Thirteen channel electron multipliers, mounted at different emission angles (0° - 180°) detect the electrons. The charge pulses given by the detectors are amplified by charge sensitive preamplifiers and shaped by low threshold integral discriminators. These pulses as well as pulses from a Si(Li) detector detecting the X-rays emitted by the process are sent to a mixer and coincidence unit, making possible different single and coincidence measurements.

Recently the performance of the system is being tested.

Reference

- [1] D. Varga, J. Végh, Á. Kövér, S. Ricz and A. Domonyi
ATOMKI Közlemények 23 (1981) 40.

Az ATOMKI Közlemények negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 11325
Debrecen, 1981/január
Példányszám: 5'40

АТОМКІ СООБЩЕНИЯ

ТОМ 23 / № 1

СОДЕРЖАНИЕ

ATOMKI

BULLETIN

Volume 23/ Number 1

CONTENTS

35 565

W

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23. kötet / 2. szám



MTA
ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1981

P

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23.kötet /2. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Raičes P., Pászti F., Dárdóczy S. és Nagy S.: A $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ és az $^{89}\text{Y}(n,2n)$ reakciók hatáskeresztmetszetének mérése 14 MeV körül	45
Bödy Z. T.: ($n,2n$) reakciók gerjesztési függvényének leírása a Griffin-féle exciton modellel a kvázi-egyensúlyi határesetben	59
Sailor K., V. K. Tartakovszkij: Nukleonkiütéssel járó diffrakciós protonszórás atommagokon	69
Szegedi S., Pászit Á. és Cs. Buczkó M.: Ásványolaj minták Cl és S tartalmának meghatározása neutron-aktivációs és röntgenfluoreszcencia módszerrel	81
T. Mukoyama: Atommaggerjesztés pozitron-szétsugárzás által	89
Almási Gy., Somogyi Gy.: Hatótávolság és REL adatok könnyű és nehéz ionokra CR-39, CN-85 és PC nukleáris nyomdetektorokban	99
Gáspár A., Lakatos T., Sulik B. és Török I.: Az ATOMKI részvételle a G-2 nagypontosságú gammasektrometriai nemzetközi összehasonlitó mérésben	113
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Bohátkó S., Kiss L.: Lyukkeresés kvadrupól tömegspektrométerrel	127
INTÉZETI HIREK	
	131

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 23 (1981) 45-57

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

MEASUREMENT OF THE CROSS SECTIONS FOR THE
 $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ AND $^{89}\text{Y}(n,2n)$
REACTIONS AROUND 14 MeV*

P. RAICS, F. PÁSZTI**, S. DARÓCZY, S. NAGY

Institute of Experimental Physics, Kossuth L. University,
Debrecen, Hungary

**Present address: Central Research Institute for Physics,
Budapest, Hungary

Cross sections of the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ and $^{89}\text{Y}(n,2n)$ reactions relative to the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ excitation function have been determined by the activation technique for neutron energies from 13.52 to 14.80 MeV. Statistical model calculations were also performed and compared with the experimental results. For the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ $^{58\text{m}^+}\text{Co}$ reaction our cross section values are lower than data from recent compilations.

A $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ ÉS AZ $^{89}\text{Y}(n,2n)$ REAKCIÓK HATÁSKERESZTMETSZETÉNEK MÉRÉSE 14 MeV KÖRÜL. Aktivációs módszerrel mértük a $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ és az $^{89}\text{Y}(n,2n)$ magreakciók hatáskeresztmetszetét az $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ folyamat gerjesztési függvényére vonatkoztatva a 13,52-14,80 MeV neutron energia tartományban. Statisztikus modell számításokat végeztünk a gerjesztési függvényekre és az eredményeket összehasonlítottuk a kísérleti adatokkal. A $^{58}\text{Ni}(n,p)$ $^{58\text{m}^+}\text{Co}$ folyamatra kapott mérési eredményeink alacsonyabbak mint az ujabb adatgyűjteményekben javasolt értékek.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ И $^{89}\text{Y}(n,2n)$ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14 МэВ. Активационным методом измерены сечения реакций $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ И $^{89}\text{Y}(n,2n)$ относительно функции возбуждения реакции $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ в интервале энергий нейтронов 13.52-14.80 МэВ. Проведены расчеты на основе статистической модели, и результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Полученные нами экспериментальные сечения по реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)$ $^{58\text{m}^+}\text{Co}$ имеют меньшее значение чем данные новейших компиляций.

*Dedicated to Professor J. CSIKAI on the occasion of his fiftieth birthday.

1. Introduction

The nuclear data of the 14 MeV neutron induced reactions on structural materials of reactors are of technological as well as of theoretical interest. Energy spectra of the emitted neutrons are measured by the time-of-flight technique in many laboratories, e.g. in the Fiziko-Energeticheskij Institut (FEI) in Obninsk (USSR). The activation method can help in some cases in the more accurate absolutisation of the $(n,2n)$ cross sections. This is the basis for a cooperation between FEI and our institute, e.g. making parallel measurements for Ni and Y. Reactions with the emission of charged particles are also important for the gas-production in materials under neutron bombardment.

The aim of the present experiment was to measure cross sections of the reactions on nickel and yttrium. Although there are many measured (and compilated) data for the $(n,2n)$ reactions on ^{58}Ni and ^{89}Y and for the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ around 14 MeV, the disagreement of the results needs their check. It seemed worthwhile to carry out the measurements in a wider neutron energy range, i.e. from 13.5 to 14.8 MeV to reduce the uncertainties.

A simple version of the statistical model, i.e. the continuum description of the nuclear reactions was applied to calculate the excitation functions of the processes investigated experimentally.

2. Experimental

Samples of metal Ni and Y of natural abundance with diameter of 19 mm and thicknesses of 0.2 and 0.5 mm, respectively, were activated. The yttrium discs have been fabricated in FEI. Both of the materials were of chemical grade, their γ -spectra did not show any other constituents after the irradiation.

The 14 MeV neutron irradiation was performed by a 175 kV accelerator via the $T(d,n)$ reaction, using magnetically analysed deuteron beam. Thick TiT target with Mo backing was mounted on the end of a thin Al tube to reduce the effect of the scattered neutrons and cooled by pressed air. The target holder was wobbling during the 10 hour irradiation. The energy of the bombarding neutrons was varied through its angle dependence. Sandwiches from the samples above and Al foils were situated at 0° , 60° , 90° , 120° and 150° on an aluminium ring with a radius of 65 mm. The mean value and dispersion (in 68 % sense) of the neutron energy were calculated from the neutron spectrum based on the reaction kinematics taking into account the deuteron stopping in the TiT layer [1], the excitation function of the T-D reaction [2] and the source-to-sample geometry.

The variation of the neutron flux in time was monitored by a fission chamber and was taken into account in the activity calculations.

Since the reactions to be investigated may have Q-values different from that of the monitor, we performed experiments

on the effect of the scattered neutrons using the following reactions: $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115m}In , $^{27}\text{Al}(n,p)$ ^{27}Mg and $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ ^{24}Na . The corresponding Q-values are: -0.336 MeV, -1.828 MeV and -3.132 MeV (for the last two cases an "effective threshold" of about 3 and 5 MeV, respectively, may be accepted). A water cooled, heavy, stainless steel target assembly as well as the light Al holder, mentioned above, were compared. Low energy neutrons were observed by the help of the differences in the fluxes measured by these reactions. Such measurements for the Al target holder did not show differences over the error limits which indicated the effect of the scattered neutrons to be negligible. Since the cross sections of the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ process determined by Vonach et al. [3] have the highest reliability, the neutron flux densities have been finally calculated from the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ measurements, only. However, it is to be mentioned, that the reactions $^{63}\text{Cu}(n,2n)$ and $^{65}\text{Cu}(n,2n)$ of Q-values -10.851 and -9.906 MeV, respectively, would be well applicable to detect high energy neutrons. We got results strongly contradicting to the fluxes measured by the three reactions mentioned above [4]. It is perhaps due to the discrepancies in the excitation functions of the copper reactions around 14 MeV or our counting technique.

A $4\pi\beta$ -counter of flow-type was used to measure the activity of the 0.04 mm thick Al monitor foils. The selfabsorption and the efficiency have been determined experimentally. A Ge(Li) γ -spectrometer based on a Multi-20 minicomputer measured several γ -spectra of the irradiated Ni and Y samples. Its absolute full energy peak efficiency for extended samples has been calibrated by standard as well as ^{226}Ra sources [5]. The following corrections were applied: dead time, controlled by the analyser; random pile-up, measured with a pulser; cascade coincidence losses [6], based on the measured total efficiency of the detector and decay schemes (taken from the Nuclear Data Sheets); selfabsorption, calculated with data from [7]. The consistency of the activity determinations for the Al foils performed by the $4\pi\beta$ -counter and the γ -spectrometer was checked experimentally. A systematic difference of 1.7 % has been found and taken into account. Thus our measured cross sections are directly normalised to the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ reaction.

Evaluation of the γ -spectra as well as the least-squares decay curve analyses were carried out with a minicomputer.

3. Calculations with the statistical model

The reproduction of the excitation functions of the neutron induced reactions was tried with the continuum statistical model in which the decays to discrete final states are not considered. Successive emission of maximum two particles has been taken into account for all the competing processes. Liskin's generalization [8] of the formulae derived by Blatt and Weisskopf [9] was used. The deexcitation from the continuum states by γ -rays was also considered. Preequilibrium or direct contributions were neglected.

The cross section for a two-step process is

$$\sigma_{a,xy} = \int_0^{E_b+Q} \sigma_{a,x}(E) \times \frac{\Gamma_y(E)}{\sum_y \Gamma_y(E)} \times dE, \quad \sigma_{a,x} = \sigma_a^c \times \frac{\Gamma_x}{\sum_x \Gamma_x},$$

where E is the energy of the first outgoing particle, E_b is the bombarding energy, Q is the reaction energy, σ_a^c is the formation cross section of the compound nucleus (CN) and $\Gamma(E)$ is the channel width calculated from the spectrum function as

$$\Gamma(E) = \int_0^{E+a} S(E') \times dE'.$$

The general expression for the number of particles emitted with energy between E' and $E'+dE'$ is given by

$$S(E) \times dE' = \frac{(2s+1) \times m}{\pi^2 \times \hbar^2} \times \frac{\sigma_{inv}(E')}{\rho_{CN}(E^*_{CN})} \times E' \times \rho(E^*-E') \times dE'$$

with particle spin s and mass m . $\sigma_{inv}(E')$ is the cross section of the inverse reaction. ρ_{CN} and ρ are the level densities for the CN and final nucleus, respectively. E^*_{CN} and E^* denote the excitation energies with the appropriate pair corrections.

The choice of the γ -radiation width, Γ_γ , is not unambiguous in the literature. The Blatt-Weisskopf expression [9] for the most probable $E1$ -transitions highly overestimates the experimental values, therefore measured data are frequently used. An other solution is to normalize that expression with an arbitrary constant to get realistic widths. The excitation energy dependence as well as the order of magnitude of the value of the widths given by the original formula [9] seemed reasonable if one takes the $E2-M1$ transitions only. We tried this expression, physically this choice is as arbitrary as other solutions mentioned in the literature:

$$S_\gamma(E_\gamma) \times dE_\gamma = \frac{0.06308}{D_0} \times \frac{\rho(E^*-E_\gamma)}{\rho(E^*)} \times E_\gamma^3 \times (1 + 1.83 \cdot 10^{-6} \cdot R^4 \cdot E_\gamma^2)$$

where $R = 1.5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ cm. The best results were achieved with $D_0 = 2$ MeV for the mass number region $A = 50-90$.

Level density expressions proposed by Gilbert and Cameron [10] have been used together with their shell and pair corrections modified by Cook [11]. Cross-sections for the formation of the CN and the inverse processes given by Dostrovsky et al. [12] were accepted. A decrease of about 15 % in their "k" parameters for charged particles was necessary to get better agreement with the measured excitation functions. The Q -values were calculated on the basis of Kravtsov's tables [13].

4. Results and discussions

Nuclear data used for the calculations [35,36] are summarized in Table 1. Where it was possible, two γ -lines were used for the activity determinations and the weighted average of their results was then accepted.

Table 1. Nuclear data used for calculations

Reaction	Isotope abundance	$T_{1/2}$ [35]	E_γ keV [36]	I_γ [36]	$(\pm \Delta I_\gamma)$ %
$^{58}_{26}\text{Ni}(n,2n)^{27}\text{Ni}$	0.6776	36.0 h	<u>127.28</u> <u>511.00</u> <u>1377.62</u>	0.161 0.930 0.802	(1)
$^{58}_{26}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{gCo}$		71.3 d 9.1 h	511.00 810.79 863.84	0.292 0.995 0.00694	(1) (3)
			<u>122.046</u> <u>136.460</u>	0.853 0.107	(2) (6)
$^{89}_{39}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$	1.00	106.6 d	<u>898.02</u> <u>1836.13</u>	0.932 0.994	(2) (1)

γ -rays with energy underlined have been used for the activity determination.

Our measured cross sections (in 10^{-31} m^2 or mbarn) are listed in Table 2 where the last column contains data for the monitor reaction [3]. The quoted standard deviations (in the 68 % sense) of the cross sections represent the following components: efficiency of the Ge(Li)-detector (1.5-2.0 %); statistics of the measurements and the evaluation of the decay curves (0.5-1.5 %); uncertainties in the corrections for the cascade coincidence losses (0-1.5 %); monitor reaction cross section (0.5 %) and the effect of the finite energy width on its excitation function (0.6-2.7 %); errors of the branching intensities (1-2 %). The final uncertainties from a quadrative addition thus include the expected systematical errors too and range from 3 to 4.4 %. Table 3. summarizes the results of our experiments for the isomer-to-ground ratio of the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ reaction. The graphical representation of our measurements and calculations compared to the literature data is given in Fig. 1-4.

It seemed worth-while to fit the results by a straight line or parabola (of second order) for interpolation or recommendation. The fit was performed by the least-squares method. Data in most cases have been weighted with the square of the inverse of their quoted error. Coefficients of these functions, chi-

Table 2. Measured activation cross sections, 10^{-31} m^2

$E_n, \text{ MeV}$	$^{58}\text{Ni}(n,2n)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$ m+g	$^{58}\text{Ni}(n,d)$ +(n,np+pn)	$^{89}\text{Y}(n,2n)$	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ [3]
13.52 ^{+0.13} _{-0.11}	12.0 \pm 0.5	385 \pm 11	507 \pm 18	-	125.3
13.75 \pm 0.10	16.3 \pm 0.6	366 \pm 14	544 \pm 19	756 \pm 27	123.5
14.12 \pm 0.08	22.7 \pm 0.7	326 \pm 10	566 \pm 20	832 \pm 30	120.4
14.45 \pm 0.12	29.6 \pm 1.0	300 \pm 9	611 \pm 22	930 \pm 34	116.5
14.80 ^{+0.16} _{-0.18}	35.3 \pm 1.4	268 \pm 10	630 \pm 27	975 \pm 43	110.3

squares normalized to the number of freedom, N_f , and the standard deviation (δ) from the fitted curves are listed in Table 4.

4.1. $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$, $Q=-12.203 \text{ MeV}$

The most appropriate activity determination can be carried out with the 1377 keV γ -line after the decay of ^{57}Ni . The 127 keV radiation gives results in agreement with previous one but with lower statistics. These two lines decay in cascade, therefore a correction of 14 % should be applied. Complex decay curves must be analysed for the 511 keV annihilation peak with interference from $^{58}\text{Ni}(n,p)$ as well as for the 122 and 136 keV lines with mother-daughter relationship to ^{57}Co from $^{58}\text{Ni}(n,d)$,

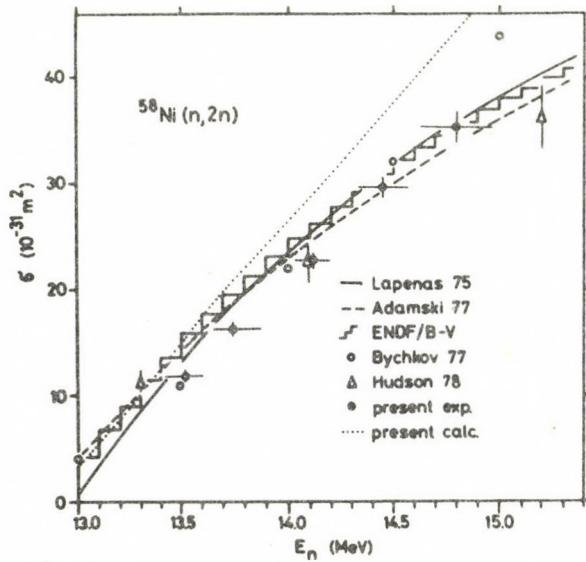


Fig. 1. Excitation function of the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ reaction from 13 to 15 MeV. Compilations and evaluations are taken from refs. 15-18, for Hudson's data see ref. 14.

therefore their results have higher uncertainties. Weighted average of the activities of the first two lines was accepted. Our measured cross sections are depicted in Fig. 1. Recent measurements by Hudson et al. [14] were normalized to the nuclear data and to the monitor cross sections used by us, and they are shown for comparison. Results of earlier experiments have been compilated by Lapenas [15], Adamski et al. [16] and in the ENDF/B-V [17] and they also may be seen in this figure. Values in version 4 of the ENDF/B [21] seem to be the same as in the version 5. Our results are similar to all these, except for a faster drop in the lower neutron energies. However, if there would be any effect from the scattered neutrons, it can increase our data at 13.52 and 13.75 MeV by some percents. More recent data of Ngoc et al. [37] (not shown in the figure) are in good agreement with our measurements in this energy region. Excitation function calculated by us overestimates the experimental curve. Evaluation and calculation of Bychkov et al. [18] show a better agreement up to 14.5 MeV.

4.2. $^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})^{58\text{m}+\text{g}}\text{Co}$, $Q=0.395$ MeV

Decay curves of mother-daughter type have been analysed for the 810 keV γ -line for which a coincidence correction of 3.4 % was applied. Neither the 863 keV line nor the annihilation peak were used for the activity calculations. The former has low

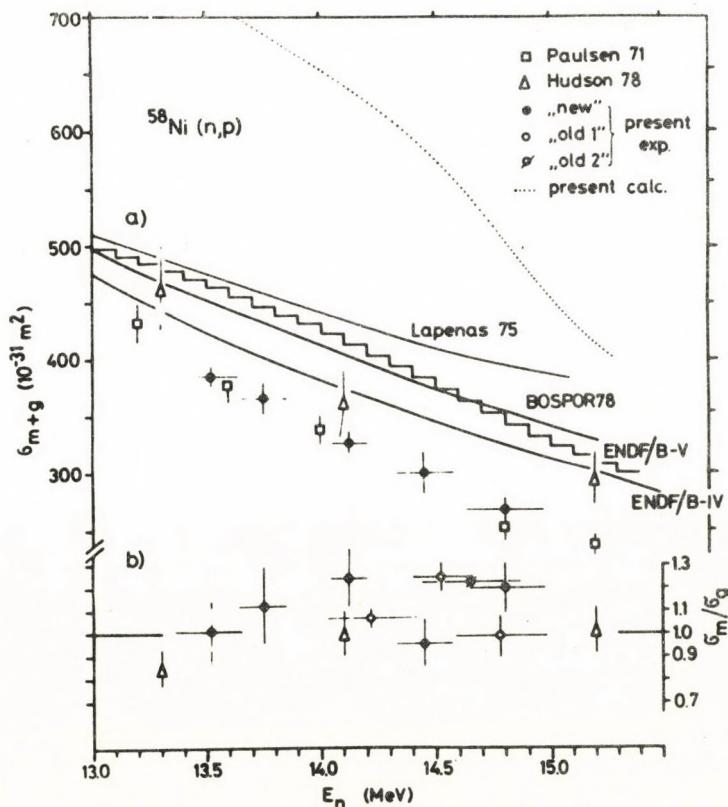


Fig. 2. Results for the $^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})$ reaction. a) ($m+g$) cross sections. Literature data: refs. 23, 14, 15, 21, 17 and 22. b) Data for the σ_m/σ_g ratio measured by us and Hudson et al. [14].

intensity, while the latter contains the interference of the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ reaction, and the analysis of its decay curve gives uncertain results.

Our measured σ_{m+g} values (referred as "new") are drawn in Fig. 2a. Four compilations are also shown in the figure expressing the wide spread of the experimental data clearly. Haight [19] and Stewart and Arthur [20] also mentioned this problem in their reviews. According to Zolotarev et al. [21] data file UKNDL recommends smaller values than ENDF/B-IV [27]. Results of Hudson et al. [14] confirm ENDF/B-IV, while the recent results of Ngoc et al. [37] (not shown in the figure) are smaller by 5-6 % than the data of this file. Our data represents an even lower trend, supporting the cross sections of Paulsen and Widera [23] in the 13.5-14.8 MeV region. Since they have determined the neutron fluence by a recoil proton telescope counter, this excellent agreement can not be neglected when making recommendation for the excitation function.

The isomer-to-ground ratios for this reaction have been determined by us in three experiments. Table 3. lists the results as "new", "old 1" and "old 2". "New" refers to the experimental arrangement discussed in paragraph 2. A water cooled,

Table 3. Measured isomer ratios for the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ reaction

Experiment	E_n , MeV	σ_m/σ_g
new	13.52 ± 0.13 $- 0.11$	1.01 ± 0.14
new	13.75 ± 0.10	1.12 ± 0.17
new	14.12 ± 0.08	1.24 ± 0.12
old 1	14.22 ± 0.21	1.06 ± 0.04
new	14.45 ± 0.12	0.96 ± 0.11
old 1	14.52 ± 0.13	1.24 ± 0.09 1.25 ± 0.07
old 2	14.65 ± 0.21	1.23 ± 0.03
old 1	14.78 ± 0.20	0.99 ± 0.09
new	14.80 ± 0.16 $- 0.18$	$1.20 \quad 0.11$

stainless steel target assembly (mentioned earlier, too) was used in irradiations "old 1" and "old 2". In the irradiation "old 1" three measurements (plus a control one) have been carried out at different angles to the deuteron beam at a distance of 5 cm from the TiT target. The sample was close (~ 0.5 cm) to the target at 0° in experiment "old 2". The "old" type data show the same fluctuations as the "new" ones which indicates the effect of the statistics on the analysis of the complex

decay curves rather than that of the scattered neutrons. Therefore all of them may be taken into account. A weighted average of $\sigma_m/\sigma_g = 1.17 \pm 0.03$ is given by our measurements while 0.94 ± 0.05 is shown by the three points calculated from the data of Hudson et al. [14]. All these values have a weighted average of 1.15 ± 0.03 in the 13.3-15.2 MeV interval. These result should be seen from the point of view of the metastable and ground level spins in ^{58}Co being 5+ and 2+, respectively. An interesting feature of the excitation curve of the σ_m/σ_g is clearly evident if one completes these points in Fig. 2b with two others from Hudson's experiment [14] at 16.0 and 17.1 MeV giving 0.96 and 0.76 ($\pm 10\%$), respectively. A parabola fitted by the weighted least-squares method with coefficients in Table 4 shows a maximum at 15.0 MeV with $\sigma_m/\sigma_g = 1.18$.

The continuum statistical model can give results only for the σ_{m+g} cross sections. Our calculations strongly overestimate the excitation curve down to 15 MeV.

4.3. $^{58}\text{Ni}(n, np+pn)^{57}\text{Co}$, $Q=-8.177$ MeV, $^{58}\text{Ni}(n, d)^{57}\text{Co}$, $Q=-5.953$ MeV

Activity measurements were performed with the 122 and 136 keV lines and their weighted average was accepted. Since the final nucleus, ^{57}Co originates from the above reactions as well as through the β^+ -decay of ^{57}Ni , complex decay curve analysis was carried out.

Recent data measured by Weigel et al. [24] and Grimes et al. [25] are plotted together with our ones in Fig. 3.

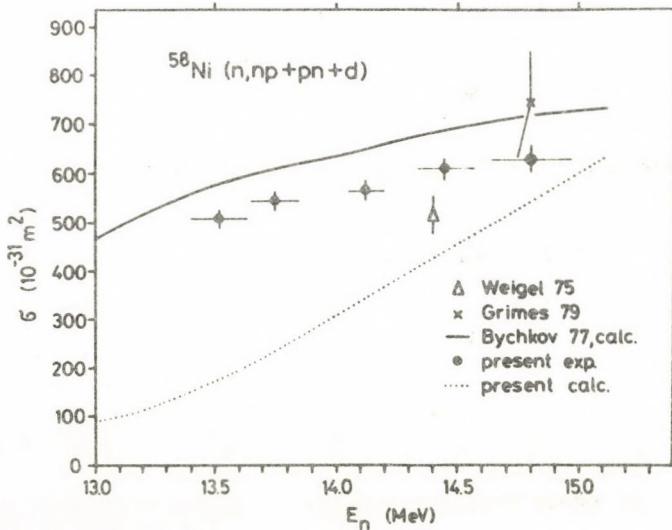


Fig. 3. Measured and calculated cross sections for the $^{58}\text{Ni}(n,d+np+pn)$ reactions. Citations: refs. 24, 25 and 18.

The activation cross section in [24] has been normalized to the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ reaction data from the literature. We renormalized it to our measured value. Direct charged particle detection in [25] gave 1000 mbarn for the $(n,p)+(n,np)+(n,pn)$ reactions and 14 mbarn for (n,d) . Subtracting the (n,p) cross section measured by us, a value of 746 mbarn was calculated which is shown

in Fig. 3. The agreement within the experimental errors may be seen for these data.

Our calculations for the sum of the cross sections of these reactions are acceptable above 14.5 MeV. Excitation function evaluated by Bychkov et al. [18] gives a more appropriate shape in this energy region.

4.4. $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$, $Q=-11.468$ MeV

Both of the lines were used for the cross section measurements. Cascade coincidence corrections of 15.5 and 13.8 % ought to be applied. The cross sections based on the 898 MeV line are systematically higher by 3.5 % than those calculated by the help of the 1836 keV line. It is perhaps due to the uncertainties in the relative efficiency of the spectrometer, coincidence corrections and intensity data. Their weighted averages are listed in Table 2.

The present results together with other recent measurements are shown in Fig. 4. If it was possible, literature values have been normalised to new nuclear data. Fréhaut and Mosinski [26] and Veeser et al. [27] applied the neutron multiplicity method using Gd-loaded scintillator. All the other experiments have been carried out with the activation technique of different types. The excitation function of all the authors agrees generally well within the quoted errors. Nethaway's data [28] are a bit higher, while Bormann's values [29] fall slightly down from the average. Our results are in good agreement with the data of Ghorai et al. [30], Mannhart and Vonach [31] and Bayhurst et al. [32]. A non-weighted least-squares fitting was performed to the data from which Abboud's point [33] at 14.61 MeV has been omitted. This curve may be used as a recommendation from 12.5 to 15.2 MeV. Our statistical model calculations resulted in a much lower excitation function than the measured cross sections.

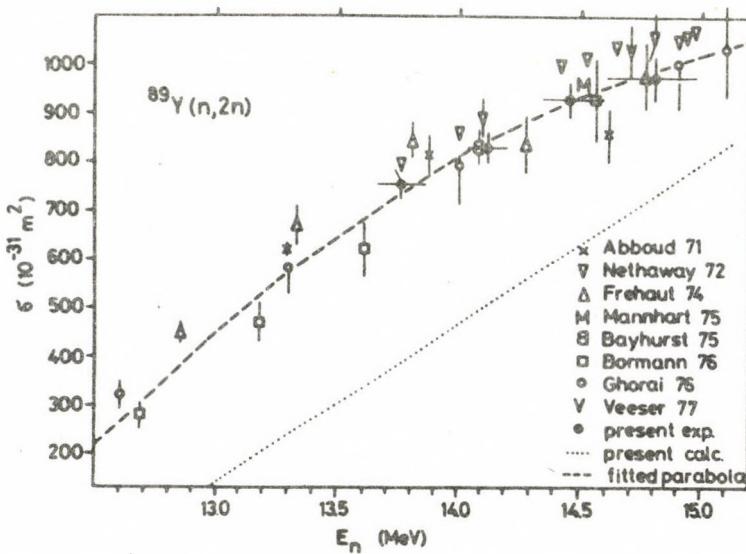


Fig. 4. Results for the excitation function of the $^{89}\text{Y}(n,2n)$ reaction. Literature data are taken from refs. 33, 28, 26, 31, 32, 29, 30 and 27. Nethaway's results shown without errors were read from Fig. 4 of his paper [28].

5. Conclusions and remarks

Recent measurements and compilations for the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ do not deviate seriously but there are some uncertainties down to 14.0 MeV. The situation for the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ reaction is much worse. The large spread in the data perhaps due to the effect of the scattered neutrons if the monitor reaction is of high threshold. Since the energy dependence of the σ_m/σ_g ratio is also an interesting question, new measurements are necessary for neutron energies other than 14 MeV.

Table 4. Coefficients of the functions, $f(E_n)$ fitted to our experimental results

$$f(E_n) = A_0 + A_1 \times E_n + A_2 \times E_n^2, \quad \delta = \sqrt{\frac{\sum_i [f(E_i) - m_i]^2}{N_f}}$$

(E_n : lab. neutron energy, MeV; m_i : measured values,

N_f : number of freedom; χ^2 : chi-square)

Reaction	$f(E_n)$	A_0	A_1	A_2	χ^2/N_f	δ
$^{58}\text{Ni}(n,2n)$	σ	-236.44	18.375	-	0.17	0.37
$^{58}\text{Ni}(n,p)$	σ_{m+g}	1621.73	-91.519	-	0.06	2.6
	σ_m/σ_g	-1.54	0.187	-	2.12	0.14
	σ_m/σ_g	-23.07	3.234	-0.1078	2.23	0.13
$^{58}\text{Ni}(n,d)$ +($n, pn+np$)	σ	-803.0	97.30	-	0.19	9.0
$^{89}\text{Y}(n,2n)$	σ	-2297.80	222.10	-	0.22	17
\S	σ	-17446.2	2321.49	-72.679	3.66	55

*together with data of Hudson et al. [14]

\S together with results of the experiments listed in Fig. 4.

There are only a few recent experiments for the (n,d) and ($n,np+pn$) reactions on ^{58}Ni . It would be interesting to determine their excitation functions from the thresholds. No serious problems seem to appear in the $^{89}\text{Y}(n,2n)$ process from 13.7 to 15.2 MeV.

Our model calculations with the continuum statistical description of the nuclear reactions can give only a general view about the competition of the different reaction channels. Generally, the shapes of the calculated excitation functions are similar to the measured ones but the absolute values strongly deviate. The excitation functions are often shifted

to higher bombarding energies which claims for the consideration of the discrete levels in the final nucleus. The role of the γ -deexcitation as a concurrence near the threshold of the particle emitting reactions - mentioned also by Decowski et al. [34] - may be seen from our results for the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ process, too.

References

- [1] J. D. Seagrave, E. R. Graves, S. J. Hipwood and C. J. McDole, Los Alamos Sci. Lab., LAMS-2162 (1958)
- [2] H. Liskien, A. Paulsen, Nucl. Data Tabl. A11 (1973) 569
- [3] H. Vonach, M. Hille, G. Stengl, W. Breunlich and E. Werner, Z. Phys. 237 (1970) 155
- [4] P. Raics, S. Nagy and S. Daróczy, in Proc. IX. Int. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei (Nov. 26-30 1979, Gaussig), ed. D. Seeliger, S. Unholzer (ZfK-410, Dresden, 1980) p.72.
- [5] Nagy S., Sailer K., Daróczy S., Raics P., Nagy J., and Germán E., Magy. Fiz. Foly. 22 (1974) 323
- [6] P. Quittner, Gamma-Ray Spectroscopy (Akadémiai Kiadó, Budapest, 1972)
- [7] E. Storm, H. J. Israel, Nucl. Data Tabl. A7 (1970) 565
- [8] H. Liskien, Nucl. Phys. A118 (1968) 379
- [9] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (J. Wiley, New York; Chapman, London, 1952)
- [10] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- [11] J. L. Cook, H. Ferguson and A. R. delMusgrove, Austr. J. Phys. 20 (1967) 477
- [12] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel and G. Griedlander, Phys. Rev. 116 (1959) 683
- [13] V. A. Kravtzov, Massy atomov i energii svyazy yader (Atomizdat, Moskva, 1974)
- [14] C. G. Hudson, W. L. Alford and S. K. Ghorai, Ann. Nucl. En. 5 (1978) 589
- [15] A. A. Lapenas, Izmerenie spektrov neutronov aktivatzionnym metodom (Izd. Zinatne, Riga, 1975)
- [16] L. Adamski, M. Herman and A. Marcinkowski, INDC/POL/-8/L, 1977
- [17] M. Divadeeman, Evaluation of the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ and $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ reaction cross sections, ENDF/B-V, 1977 (file on magnetic tape from the Nuclear Data Section of IAEA, Vienna)
- [18] V. M. Bychkov, V. I. Popov, Yadernye Konstanty 25 (1977) 55
- [19] R. C. Haight, in Proc. Symp. on Neutron Cross Sections from 10 to 40 MeV (May 3-5 1977, BNL), ed. M. R. Bhat, S. Pearlstein, INDC/USA(-78)L, p.201.
- [20] L. Stewart, E. D. Arthur, INDC/USA(-78)L, p.435 (ref. 19)
- [21] K. I. Zolotarev, V. M. Bychkov, A. B. Pashchenko, V. I. Plyaskin, V. N. Manokhin and L. A. Tshernov, Yadernye Konstanty 32 (1979) 105

- [22] M. R. Bhat, Evaluation of the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ cross sections, p.108; R. E. Schenter, Evaluation of the $^{58}\text{Ni}(n,p)$ cross sections, p.114 in ENDF/B-IV Dosimetry File, ed. B. A. Magurno, BNL-NCS-50446, 1975
- [23] A. Paulsen, R. Widera, in Proc. Int. Conf. on Chemical Nuclear Data (Sept. 20-22 1971, Univ. of Kent at Canterbury), ed. M. Wurrel, vol. "Measurements and Applications" p.129 (The Institution of Civil Engineers, London, 1972)
- [24] H. Weigel, R. Michel and W. Herr, Radiochem. Acta 22 (1975) 11
- [25] S. M. Grimes, R. C. Haight, K. R. Alvar, H. H. Barschall and R. R. Borchers, Phys. Rev. C19 (1979) 2127
- [26] J. Fréhaut, G. Mosinski, CEN-Saclay, Gif-sur-Yvette, CEA-R-4627 (1974)
- [27] L. R. Veeser, E. D. Arthur and P. G. Young, Phys. Rev. C16 (1977) 1792
- [28] D. R. Nethaway, Nucl. Phys. A190 (1972) 635
- [29] M. Bormann, H.-K-Feddersen, H.-H. Hölscher, W. Scobel and H. Wagner, Z. Phys. A227 (1976) 203
- [30] S. K. Ghorai, C. G. Hudson and W. L. Alford, Nucl. Phys. A266 (1976) 53
- [31] W. Mannhart, H. Vonach, Z. Phys. A272 (1975) 279
- [32] B. P. Bayhurst, J. S. Gilmore, R. J. Prestwood, J. B. Wilhelmy, N. Jarmie, B. M. Eskkila and R. A. Hardekopf, Phys. Rev. C12 (1975) 451
- [33] A. Abboud, P. Decowsky, W. Grochulski, A. Marcinkowski, K. Siwak, I. Turkiewicz and Z. Wilhelmy, Acta Phys. Pol. B2 (1971) 527
- [34] P. Decowsky, W. Grochulski and A. Marcinkowski, Nucl. Phys. A194 (1972) 380
- [35] Chart of the Nuclides, 9th ed., Knolls Power Lab., Naval Reactors. U.S. At. En. Com., 1972
- [36] R. Gunnink, Gamma-Library File, Lawrence Livermore Lab., Oct. 1. 1975 (private communication)
- [37] P. N. Gnoc, S. Gueth, F. Deák and Á. Kiss, to be published in Mat. 5. Vsesoyuznoi Konf. po Neutronnoi Fizike, 15-19 Sept. 1980. Kiev.

Referee: I. Uray

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 23 (1981) 59-68

(n,2n) EXCITATION FUNCTIONS DESCRIBED BY THE GRIFFIN
EXCITON MODEL IN THE QUASI EQUILIBRIUM LIMIT*

Z. T. BŐDY

Institute of Experimental Physics, Kossuth University
Debrecen 1., Pf. 105 Hungary

The master equations for the Griffin exciton model have been solved analytically with a linear approximations for the transition rates. As an example (n,2n) excitation functions were calculated and compared - in the equilibrium limit - with equilibrium statistical model results. The agreement is very good also without fitting. Generally (not restricted to the equilibrium limit) the transition matrix element should be fitted for the description of the experimental curve.

(n,2n) REAKCIÓK GERJESZTÉSI FÜGGVÉNYÉNEK LEÍRÁSA A GRIFFIN-FÉLE EXCITON MODELLEL A KVÁZI-EGYENSÚLYI HATÁRESETBEN. A Griffin-féle exciton modell differencia-differenciál egyenleteit analitikusan megoldottuk az átmeneti valószínűségek lineárisztált értékeivel. Példaként az (n,2n) gerjesztési függvényeket határoztuk meg és hasonlítottuk össze az egyensúlyi statisztikus modellekkel kapható eredményekkel. Az egyensúlyi határesetben az egyezés illesztés nélkül is igen jó. Nem szorítkozva az egyensúly esetére, a kísérletekkel való jó egyezés elérésehez az átmeneti mátrixelem (azaz egy paraméter) illesztése szükséges.

ОПИСАНИЕ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ (n,2n) С ПОМОЩЬЮ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ ГРИФФИНА. В статье даны аналитические решения обобщенных кинематических уравнений предравновесной модели Гриффина при линейном приближении вероятностей переходов. В качестве примера определялись функции возбуждения реакций (n,2n) и сравнивались с результатами, полученными на основе равновесной статистической модели. В предельном случае равновесия совпадение результатов расчетов является очень хорошим и без подгонки параметров. Не ограничиваясь случаем равновесия, для получения совпадения необходимо подогнать матричный элемент перехода.

*Dedicated to Professor J. Csikai on the occasion of his fiftieth birthday.

Introduction

In calculating particle spectra the compound (equilibrium) statistical model of nuclear reactions [1,2] agrees with the experiments to some extent, depending on the energy range and reaction type considered. A generalization of this model is the pre-equilibrium statistical model [3] which considers the evolution of the composite system in time and allows it to decay before reaching equilibrium.

The pre-equilibrium model (PM) has a lot of formulations [3,4] differing from each other in bookkeeping different quantities during equilibration, and in the use of either configuration or phase space description.

A usual (let us say truncated) approximation for PM is to cut the whole process into two parts, $t \leq t_{\text{equ}}$ and $t > t_{\text{equ}}$; here t_{equ} is an arbitrarily chosen time necessary to reach the equilibrium in the composite system. For $t > t_{\text{equ}}$ the classical (equilibrium) statistical model, while for $t \leq t_{\text{equ}}$ the original PM, or rather an approximate form of it is used. This approximate form comes from considering transitions (steps) toward the equilibrium only when the instantaneous configuration is simpler than those belonging to the equilibrium; t_{equ} will be the average time necessary to reach equilibrium with this unidirectional stepping, where the equilibrium is characterized by having equal up and down transition probabilities.

A frequent approximation is to neglect first the transitions toward the continuum when calculating the occupation probabilities belonging to the different configurations [5]. Clearly, this approximation is closely coupled to the truncated treatment because in the original form it would lead to an infinite weight for the time interval $t > t_{\text{equ}}$.

The most simple PM formalism is the Griffin exciton model [6,7] where the bookkeeping is extended only for the number of excitons (=particles+holes). If $P_n(t)$ denotes the probability that there are n excitons in the composite nucleus at time t , the following difference-differential equation system can be obtained:

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = \lambda_{n-2} P_{n-2}(t) + \mu_{n+2} P_{n+2}(t) - [\lambda_n + \mu_n + L_n] P_n(t), \quad (1)$$

where $\lambda_n \Delta t$ ($\mu_n \Delta t$) is the probability that during Δt a particle-hole pair is created (destroyed); λ_n and μ_n are called transition rates or intensities. $L_n \Delta t$ is the total emission probability toward the continuum.

Eqs. (1) are the consequence of the simple fact that the event marked by a star in Fig. 1. may occur in three mutually excluding ways indicated by the arrows.

The transition rates λ_n and μ_n are slightly different in different approximations [8] but they have roughly the following forms [7,9]:

$$\lambda_n = K \frac{(gE)^2}{n+1}, \quad \mu_n = K \rho h(n-2), \quad n=p+h, \quad (2)$$

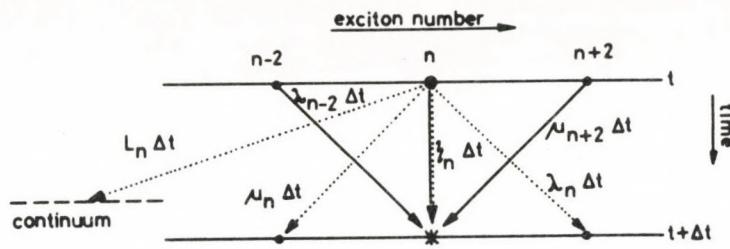


Fig. 1. The possible ways of changing exciton number in time. The state having n at $t + \Delta t$ (marked by a star) can be produced from the states at t in three mutually excluding ways (full lines), while the state having n at t can decay in four ways (dotted lines). From the normalisation of the probabilities we have $\zeta_n \Delta t = 1 - (\lambda_n + \mu_n + L_n) \Delta t$.

where E is the excitation energy, g is the single-particle level density, p and h are the number of particles and holes, respectively, and $K = \frac{\pi}{\hbar} |M|^2 g$ expressed by the average squared transition matrix element $|M|^2$. Furthermore,

$$L_n = \sum_v \int_0^{E-B_v} W_v(n, \epsilon_v) d\epsilon_v, \quad (3)$$

where B_v is the binding energy and $W_v(n, \epsilon_v)$ is the probability of the emission of a particle v with the energy ϵ_v from an n -exciton state of the composite nucleus.

The set of equations similar to eqs. (1) is usually called in the theory of stochastic processes as the difference-differential equations of a birth-and-death process [10]. In physics eqs. (1) are called master equations.

A solution of eqs. (1) will be presented here by approximating all the transition probabilities by linear functions at the equilibrium. This solution retains the qualitative features of the exact one and in addition it gives quantitatively good results near the equilibrium. So, one can consider it as a quasi-equilibrium solution for PM. This analytical solution would be useful also from the point of view of the evaluation work where simple formulae containing free parameters are preferred. Furthermore, all the existing analytical solutions belong to the truncated class, so, it would be interesting once to see a solution without truncation.

2. The solution of the master equations

For obtaining the solution of eqs. (1) a generating function [10] will be introduced. Due to the linear approximations a first order partial differential equation can be derived. After solving this equation for the generating function, the $P_n(t)$ occupation probabilities can be easily obtained. It will be shown that all the relevant information can be extracted directly from the generating function itself, thus the determination of the $P_n(t)$ functions is, in fact, unnecessary.

First eqs. (1) will be transformed to retain only one parameter (p) instead of three (p, h, n). Thus we have

$$\frac{dQ_p(\tau)}{d\tau} = \lambda_{p-1} Q_{p-1}(\tau) + \mu_{p+1} Q_{p+1}(\tau) - [\lambda_p + \mu_p + \rho_p] Q_p(\tau) \quad (4)$$

with $\tau = K + \lambda_p = \frac{(gE)^2}{2p-p_0+1} \approx a-b p$; $\mu_p = p(p-p_0) \times (2p-p_0-2) \approx a p$
and $Q_p(\tau) = P_{2p-p_0}(t)$.

Here we assumed that initially $p=p_0$ and $h=h_0=0$, furthermore that

$$\frac{L_n}{K} \approx \rho_p = \gamma + \delta p. \quad (5)$$

The definition of the $G(z, t)$ generating function is [10]

$$G(z, t) = \sum Q_p z^p \quad (6)$$

with the complex variable z , $|z| \leq 1$. Using eqs. (4-6) we have

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} - [\alpha + (b-\alpha-\delta)z - bz^2] \frac{\partial G}{\partial z} = [a(z-1)-\gamma]G. \quad (7)$$

An initial condition $Q_{p_0}(0)=1$ and $Q_p(0)=0$ for $p \neq p_0$ is assumed from which the boundary condition for the generating function: $G(z, 0) = z^{p_0}$. Eq. (7) can be solved using standard technique and the result is

$$G(z, t) = \left[\frac{(1+q+th\theta)^2}{1-th^2\theta} \right]^{\frac{a}{2b}} \times \left[\frac{A+2b \frac{q+th\theta}{1+q+th\theta}}{2b} \right]^{p_0} \times \left[\frac{1-th\theta}{1+th\theta} \right]^{\frac{a}{2b}} \left(1 + \frac{\gamma}{a} - \frac{A}{2b} \right) \quad (8)$$

with

$$A = (b-\alpha-\delta); \quad \theta = b\tau \quad \text{and} \quad q = \frac{2bz-A}{2b} \quad \text{provided that } 2b = \sqrt{A^2 + 4\alpha b}. \quad (9)$$

The particle emission probability for a single neutron [11] is

$$W_v(n, \epsilon_v) d\epsilon_v = \frac{2j+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_v \epsilon_v^\sigma \text{inv.} (\epsilon_v) \frac{N}{A} \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} d\epsilon_v \quad (10)$$

where U is the residual excitation energy, j is the spin of the emitted particle, ϵ_v and μ_v is its energy and reduced mass, respectively, $\sigma_{inv}(\epsilon_v)$ is the inverse reaction cross section; N is the neutron number and A is the mass number. The density of states can be taken from [13] if we neglect the Pauli exclusion principle

$$\omega(p, h, E) = g \frac{(gE)^{n-1}}{p! h! (n-1)!} \cdot \quad (11)$$

From eqs. (10) and (11) we obtain

$$W_v(n, \epsilon_v) d\epsilon_v = C \frac{\epsilon_v}{gE} p(n-1) \left[\frac{U}{E} \right]^{n-2} d\epsilon_v \quad (12)$$

with the abbreviation

$$C = \frac{2j+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_v \sigma_{inv}(\epsilon_v). \quad (13)$$

The particle spectrum at time t is [11]

$$\begin{aligned} I(\epsilon_v, t) &= \sum_n P_n(t) W_v(n, \epsilon_v) = \frac{C \epsilon_v}{gE} \sum_p Q_p p(2p-p_0-1) \left[\frac{U}{E} \right]^{2p-p_0-2} = \\ &= \frac{2C \epsilon_v}{gE} \left[\frac{E}{U} \right]^{p_0} \left[z \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + (1-p_0) \frac{\partial G}{\partial z} \right] z = \left[\frac{U}{E} \right]^2. \end{aligned} \quad (14)$$

Here we see that we do not need the $P_n(t)$ or $Q_p(t)$ occupation probabilities, only the partial derivatives of the generating function.

If we suppose - for the sake of simplicity - $A=\delta=0$ and $p_0=1$,

$$\begin{aligned} I(\epsilon_v, t) &= \frac{2C \epsilon_v}{gE} \times \frac{U}{E} (n+1) \left[\frac{1}{1+th\theta} \right]^{n+2} \left[\frac{1+th\theta}{1+th\theta} \right]^{\frac{s}{2}} \left[1 + \left(\frac{U}{E} \right)^2 + th\theta \right]^{n-1} th\theta \times \\ &\times \{ n + th\theta \left[\left(\frac{U}{E} \right)^2 + th\theta \right] + 2 \left[1 + \left(\frac{U}{E} \right)^2 + th\theta \right] \}, \end{aligned} \quad (15)$$

where $\frac{a}{b} - 2 = n$ and $\frac{Y}{b} = s$. Furthermore, for integer values of n the time-integrated spectrum will be

$$\begin{aligned} I(\epsilon_v) &= \int_0^\infty I(\epsilon_v, t) dt = \frac{2C \epsilon_v}{gE 2^{n-1}} \frac{U}{E} (n+1) (Kb)^{-1} \left\{ \sum_{r=0}^n \binom{n}{r} \frac{n+2r+s+2}{(2r+s)(2r+s+2)(2r+s+4)} \times \right. \\ &\times \left. \left[1 - \left(\frac{U}{E} \right)^2 \right]^r \left[1 + \left(\frac{U}{E} \right)^2 \right]^{n-r} - (-1)^n \frac{n}{(2n+s)(2n+s+2)(2n+s+4)} \left[1 - \left(\frac{U}{E} \right)^2 \right]^n \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

To be honest, eq. (16) should be divided by the time integral of $\sum P_n(t)$ or $G(o, t)$ i.e. by $(Kbs)^{-1}$ to preserve normalisation.

If we want to describe $(n, 2n)$ reactions by the most simple way we may follow [1] or [12] and neglect all the other concurrent reaction channels. This leads us to

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,M}} = \frac{\int_0^{E+Q} I(\epsilon_v) d\epsilon_v}{\int_0^E I(\epsilon_v) d\epsilon_v} = 1 - \frac{\sum_{r=0}^n \sum_{k=0}^{n-r} \sum_{i=0}^r B_{nrkis}(y)}{\sum_{r=0}^n \sum_{k=0}^{n-r} \sum_{i=0}^r B_{nrkis}(1)} \quad (17)$$

where $\sigma_{n,M}$ is the cross section for neutron emission [12], Q is the "Q-value" of the $(n, 2n)$ reaction and

$$B_{nrkis}(y) = R_{rs} \binom{n-r}{k} \binom{r}{i} (-1)^i \frac{y^{2k+2i+2}}{2k+2i+2} \left[\frac{y}{2k+3} + 1-y \right] \quad (18)$$

with $y = \frac{|Q|}{E}$. The R_{rs} values are the cofactors of the

$$\left[1 - \left(\frac{U}{E} \right)^2 \right]^r \left[1 + \left(\frac{U}{E} \right)^2 \right]^{n-r} \text{ quantities in eq. (16).}$$

Considering the equilibrium limit of eq. (17) by taking $s \rightarrow 0$, one gets the formula

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_0 \left[1 - \frac{B(y)}{B(1)} \right] \text{ with } B(y) = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} \frac{y^{k+2}}{2k+2} \left[\frac{y}{2k+3} + 1-y \right] \quad (19)$$

and $\sigma_0 = \sigma_{n,M}$.

The parameters at the equilibrium can be obtained by taking $\lambda_p = \mu_p$. The result is

$$\frac{a}{b} - 2 = n \approx \sqrt{2gE} - \frac{3}{4} + \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{2gE}} \quad (20)$$

that is, the upper limit in the sum of eq. (19) is approximately the average equilibrium exciton number. (However, the summation is not for the exciton number as in the time-independent solutions.) Practically, it is enough to retain the first term only, on the right hand side of eq. (20).

In Fig. 2. the $\sigma_{n,2n}/\sigma_0$ values are shown for $n=6, 7$ and 8 . This will be compared to eq.(3) in [12] which is the (equilibrium) statistical model result using fermi-gas level density. The parameter p of Pearlstein is expressed by the level density parameter α as

$$p = 4\alpha|Q|, \quad (21)$$

where α is related to the single-particle level density by

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} g. \quad (22)$$

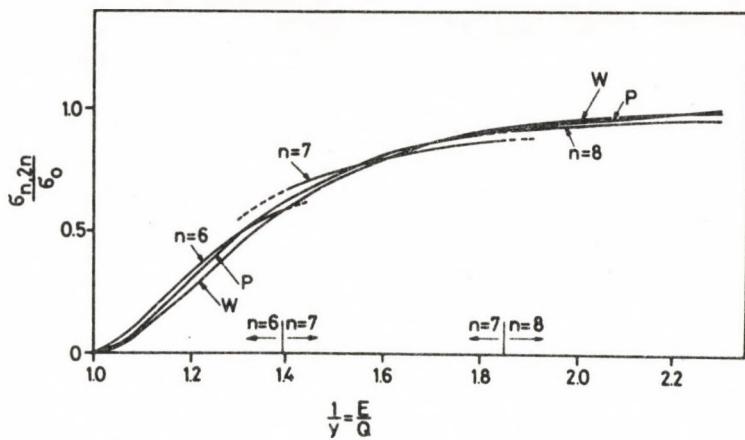


Fig. 2. Eq. (19), for $n=6, 7$ and 8 . P.: Pearlstein formula [12] for $p=100$. W.: Weisskopf formula [1] for $T=2$ MeV and $|Q|=10$ MeV (arbitrary). The value of n being the closest approach to $\sqrt{2gE}$ for that energy region is marked on the abscissa.

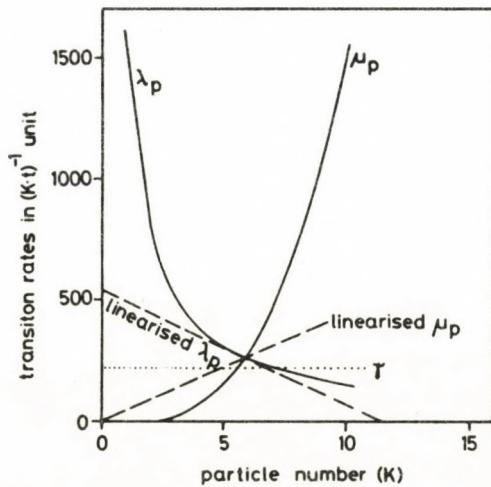


Fig. 3. $\lambda_p, \mu_p, \rho_p = \gamma$ and their linear approximations near the equilibrium valid for $(gE)^2 \approx 3200$. If in addition $\sigma_{inv.} = 1$ barn and $N/A = 0.55$ then $\gamma \approx 220$ follows from $A^3 E |M|^2 \approx 400$ (MeV 3) [14]. The parameter $s = \frac{\gamma}{b}$ would thus be reduced by a factor $\sim \frac{(gE)^2}{2a}$. (See also the text).

(The variable s in ref. [12] is just our y .) One can see in Fig. 2. that the result of Pearlstein agrees quite well with the present result. The outcome of the comparison with the constant temperature Weisskopf formula [1] is also acceptable with $T=2$ MeV and $|Q|=10$ MeV (arbitrarily chosen).

The formulae (15), (16) and (17) (with $s \neq 0$) contain the pre-equilibrium contribution in a qualitatively correct way but they overestimate this contribution if we use "experimentally determined" $|M|^2$ values e.g. from [14] or [15]. It is easy to find the reason of this overestimation from Fig. 3. Here it can be seen that the use of linear approximations results in a strong reduction of the (dominant) λ_p and its derivative in the "pure pre-equilibrium region". At the same time, the $\rho_p = \gamma$ (=constant) feature is not changed by the linearisation. Owing to the fact that in these formulae the pre-equilibrium contribution is determined by the ratio of γ to the (negative) derivative of λ_p , the linearisation yields an overestimation of the pre-equilibrium contribution.

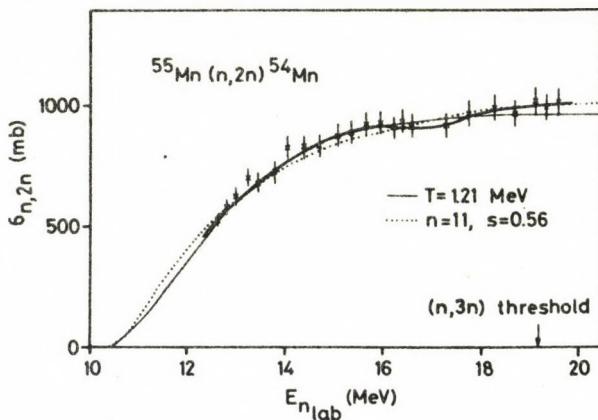


Fig. 4. Weisskopf formula with fitted T (thin solid line) as well as eq. (17) with calculated n and fitted s values (dotted line). The experimental data of Paulsen (connected by a heavy solid line) taken from [17] after normalising them to 840 mb at 14.7 MeV [18]. The calculated curves were normalised too, so only their shapes are relevant. If we compare the results of eqs. (17) and (19) without normalisation, we see that the former (with the best fit $s=0.56$ and $n=11$) gives a smaller cross section (reduced by 26 % at 11.5 MeV and by 9 % at 18.8 MeV) due to pre-equilibrium processes. This is roughly in agreement with the investigations of Holub and Cindro [19] as well as with the calculations of Seidel [20].

One can compensate this increase by multiplying s by the ratio of the linearised to the original λ_p . This procedure suffices the maximum possible compensation. (However, it should be noted that this "renormalisation" could change the time-scale in eq. (15) by the same factor.)

Let us see an example. In Fig 4. the experimental excitation function for the $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ reaction can be seen. The Weisskopf formula with fitted T as well as equ. (17) with calculated n and fitted s are also shown here. This best fit s is roughly the half of the calculated and "renormalised" s value. So, it can be seen that eq. (17) gives good result only if one parameter, e.g. the squared transition matrix element

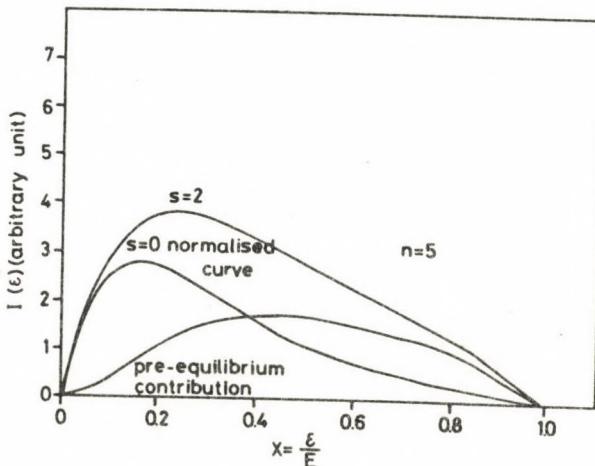


Fig. 5. An illustration of the neutron spectrum and its decomposition to equilibrium and pre-equilibrium parts. (See the text).

$|M|^2$ is fitted. On the other hand, we can repeat here the statement of ref. [16] that the yield of the formula (19) can not be distinguished from that of the Weisskopf formula within the experimental errors; this is true both for calculated parameters and for fitted ones*.

In Fig. 5. the results of eq. (16) for $s=2$ can be found for $n=5$. If we want to know the "pure preequilibrium" part of the spectrum we must subtract the former curve from the latter

*It should be remarked that there is an error in formula (19) as it is published in [16].

after a proper normalisation which ensures the coincidence of their derivatives at the $\epsilon=0$ limit. In such a way we can decompose the total spectrum into an equilibrium and a pre-equilibrium part. This decomposition is in fact unnecessary but some people used to calculate first these separate spectra and then add them together.

I am indebted to S. Isza for his help in the numerical work.

References

- [1] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, (Wiley and Sons, New York, 1952)
- [2] H. Büttner, A. Lindnert and H. Meldner, Nucl. Phys. 63 (1965) 615
- [3] M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 123
- [4] C. Kalbach, Acta Phys. Slov. 25 (1975) 100
- [5] F. J. Luider, Report ECN-17, Febr. 1977, the Netherlands
- [6] J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478
- [7] I. Ribanský, P. Obložinský and E. Běták, Nucl. Phys. A205 (1973) 545
- [8] M. Böhning, Nucl. Phys. A152 (1970) 529
- [9] F. C. Williams Jr., Phys. Lett. 31B (1970) 184
- [10] A. T. Bharucha-Reid, Elements of the Theory of Markov Processes and Their Applications (Mc Graw-Hill Inc., New York, 1960)
- [11] E. Běták, Comp. Phys. Comm. 9 (1975) 92 and 10 (1975) 71
- [12] S. Pearlstein, Nucl. Sci. Engng. 23 (1965) 238
- [13] T. Ericson, Advanc. Phys. 9 (1960) 425
- [14] C. Kalbach, Nucl. Phys. A210 (1973) 590
- [15] C. Kalbach, Z. Physik A287 (1978) 319
- [16] Z. T. Bődy, Report ZfK-382 (1979) 150 Dresden
- [17] A. Schett et al., Compilation of threshold reaction neutron cross sections, EANDC 95 "U" (1974) 191
- [18] Z. T. Bődy and J. Csikai, Atomic Energy Rev. 11 (1973) 153
- [19] E. Holub and N. Cindro, Phys. Lett. 56B (1975) 143
- [20] P. Obložinský, ATOMKI Közl. 18 (1976) 215

Referee: I. Angeli

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 23 (1981) 69-79
ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ЯДРАМИ С
ВЫБИВАНИЕМ НУКЛОНОВ*

Н. Сайлер

Институт экспериментальной физики, Университет имени
Л. Кошути Н-4001 Дебрецен, Pf. 105, ВНР.

В.Н. Тартаковский

Кафедра теории ядра и элементарных частиц, Киевский
государственный университет имени Т.Г. Шевченко, Киев, СССР

Получены формулы для сечений дифракционного рассеяния протонов ядрами, сопровождающегося выбиванием нуклонов из ядер, которые описываются в рамках многочастичной оболочечной модели. На примере расчетов сечений реакций $^{12}\text{C}(\text{p},2\text{p})^{11}\text{B}$ исследованы типичные распределения в рассматриваемом процессе. Ряд полученных результатов сравнивается с расчетами в другом высокоэнергетическом приближении.

NUKLEONKIÜTÉSSEL JÁRÓ DIFFRAKCIÓS PROTONSZÓRÁS ATOMMAGOKON. Kifejezéseket kaptunk protonok atommagokon történő, nukleonkiütéssel járó diffrafciós szóródásának hatáskeresztmetszetreire, az atommag leírására a sokrészecskés héjmodellt használva. A $^{12}\text{C}(\text{p},2\text{p})^{11}\text{B}$ reakció példáján tanulmányoztuk a tipikus eloszlásokat a vizsgált folyamatban. A kapott eredmények egy részét összehasonlitottuk más nagyenergiáju közelítésben végzett számításokkal.

DIFFRACTIVE PROTON-NUCLEUS SCATTERING FOLLOWED BY NUCLEON KNOCK-OUT. Formulae are given for the cross-sections of diffractive scattering of protons on nuclei, followed by the knock-out of nucleons using the many-particle shell-model for the description of the nuclear states. As an illustration, distributions typical of the investigated process, are calculated for the $^{12}\text{C}(\text{p},2\text{p})^{11}\text{B}$ reaction. Some of the results are compared with those of other high-energy approximations.

*Авторы посвящают работу профессору Й. Чикаи по случаю его 50-летия.

1. Введение

При облучении атомных ядер высокозенергетическими протонами или другими адронами могут происходить с большой вероятностью процессы выбивания из ядер нуклонов, которые, как и рассеянные частицы, будут двигаться в основном в направлении падения первичных частиц, поскольку в этом случае будет велика продольная составляющая переданного импульса. Такие процессы можно описать используя различные высокозенергетические приближения. В частности, с использованием одного из таких приближений в работе [1] изучался процесс $^{12}\text{C}(\text{p},2\text{p})^{11}\text{B}$.

В настоящей работе исследуются процессы выбивания нуклонов из многонуклонных ядер, когда переданный им импульс \vec{k} перпендикулярен импульсу падающего протона \vec{P}_1 и $k \ll P_1$. Будем считать, что энергия падающего протона при этом такова, что его длина волны λ мала по сравнению с радиусом d нуклон-нуклонного взаимодействия. В этом случае будет применимо дифракционное приближение [2-4]. Хотя вероятность процесса при таких условиях заметно меньше, чем в случае наличия большого продольного переданного импульса, теория дифракционного рассеяния адронов ядрами хорошо разработана [2-5], а из сравнения полученных в настоящей работе формул для сечений процессов с данными соответствующих экспериментов нетрудно извлекать информацию о свойствах ядер, поскольку формулы в рассматриваемом приближении имеют довольно простую структуру. Здесь мы для описания состояний ядер используем многочастичную оболочечную модель с LS-связью. Но в случае необходимости нетрудно получить выражения для сечений и для других ядерных моделей.

Энергии падающих протонов при $\lambda \ll d$ будут порядка сотен Мэв и выше, так что их кинетическая энергия будет велика по сравнению с энергией связи нуклонов в ядре и взаимодействие падающей частицы с нуклонами ядра можно рассматривать независимо. В этом случае профилирующую функцию, описывающую взаимодействие падающей частицы с ядром, можно выразить через профилирующие функции, характеризующие взаимодействие падающей частицы с каждым нуклоном ядра.

В ранних работах [2,3,6-8], в которых условие $\lambda \ll d$ не достаточно хорошо выполнялось и считалось, что длина волны λ мала лишь по сравнению с размерами всего ядра, имели дело с профилирующими функциями для ядра как целого, без учета его микроструктуры. Однако такой подход не позволял последовательно рассматривать процессы выбивания частиц из ядра и изучать структуру ядер-мишени. В нашем же случае высоких энергий, когда можно ввести нуклон-нуклонные профилирующие функции, появилась возможность на основе микроскопического подхода описать различные процессы неупругого рассеяния, в том числе, ядерные реакции, сопровождающиеся выбиванием нуклонов и сложных частиц из ядер, а также возможность изучения различных деталей ядерной структуры и ядерного взаимодействия. В частности, при сравнении расчетов с экспериментом можно точнее определять границы применимости используемых ядерных моделей.

Реакции выбивания протонов протонами из легких ядер успешно описывались в импульсном приближении методом искараженных волн (DWIA) [10, 12] в условиях эксперимента, когда продольная

(относительно импульса падающего протона) составляющая переданного импульса, q_2 не пренебрежима относительно его попречной составляющей. В случае, когда $q_2 \ll k$, применение дифракционного приближения приводит к более простым формулам для расчета и поэтому представляет собой интерес для рассмотрения. Поскольку в нашем распоряжении не имеются экспериментальных данных по дифференциальным сечениям реакций в условиях, когда дифракционный подход применим, то мы даем лишь для дифференциальных сечений качественную оценку, для простоты пренебрегая как искажением волн падающего и отлетающих протонов так и релятивистскими эффектами. Учет искажения волн может привести к понижению сечений примерно на порядок [1], тогда как релятивистские эффекты представляют собой несколько десятков процентов.

Ниже при изучении реакции $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ предполагается, что ядро-мишень не деформировано в основном состоянии. В работах [11, 12] была учтена деформация основного состояния ядер при анализе реакции выбивания протонов протонами из ядер ^6Li и ^{12}C . Был сделан вывод, что учет деформации ядер приводит к существенным изменениям как в столкновении так и в теоретических значениях дифференциальных сечений. На основе результатов, полученных в [11], можно ожидать, что учет деформации ядра ^{12}C приводит к повышению теоретических дифференциальных сечений на процентов 20 в нашем случае.

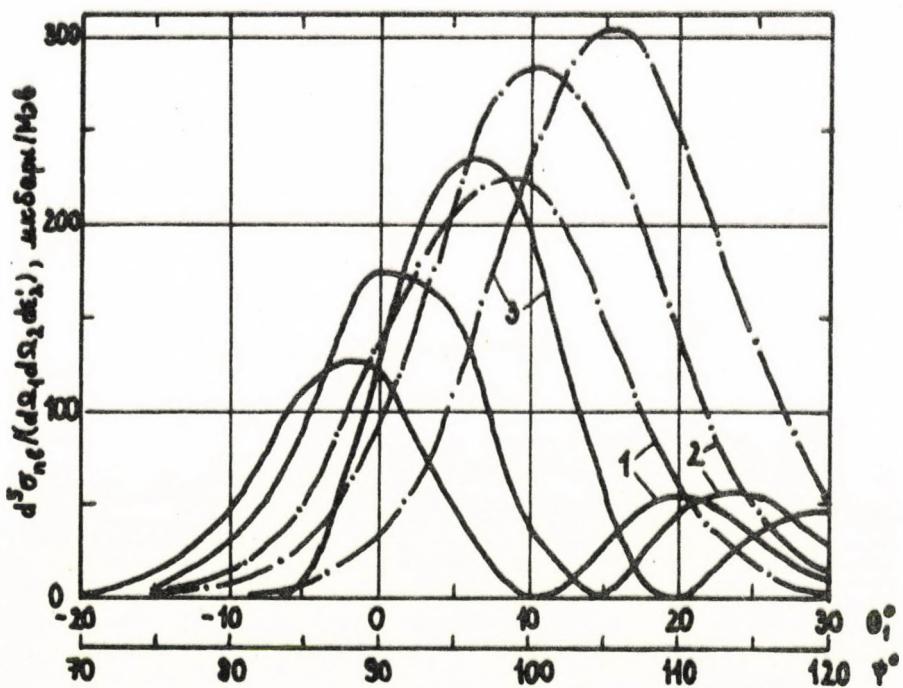


Рис. 1. Угловые распределения рассеянных протонов в реакции $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ при $\theta_2=90$ и $\epsilon_2^*=5,10$ и 20 Мэв (кривые 1,2 и 3). Угол $\psi=|\theta_1+\theta_2|$.

2. Амплитуда перехода и общее выражение для дифференциального сечения процесса

Матричный элемент перехода $U_{i \rightarrow f}$, пропорциональный амплитуде перехода, при выбивании нуклонов из определенной $n\ell$ -оболочки ядра в импульсном приближении представляется в таком же виде, как и в работе [1], но при этом в дифракционном приближении необходимо положить $q=0$. Используя общее выражение для дифференциального сечения в [1] и переходя к системе центра масс (СЦМ) падающего протона и ядра-мишени, получим общее выражение для сечения в нашем приближении в нерелятивистском случае ($M/M_A \ll 1$):

$$d^5\sigma_{n\ell} = \sum_I \frac{1}{2I+1} \sum_{M_I M_{\bar{I}}} \frac{1}{m_s} \sum_{\mu_s \mu_{\bar{s}}} \left| U_{i \rightarrow f} \right|^2 \frac{d^2 k d^3 k_2'}{(2\pi)^5} \quad (1)$$

где k_2' - импульс выбитого нуклона в СЦМ падающей частицы и первоначального ядра. Все обозначения настоящей работы аналогичны обозначениям [1], $\bar{\lambda} = [\bar{\lambda}] \alpha \beta \bar{L} \bar{S} \bar{T} \bar{I}$ - совокупность квантовых чисел ядра-остатка. Величина $U_{i \rightarrow f}$ в используемой нами многочастичной оболочечной модели имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} U_{i \rightarrow f} = & \sqrt{v_{n\ell}} (\ell^{V-1} [\bar{\lambda}] \bar{\alpha} \bar{\beta} \bar{L} \bar{S} \bar{T}; \ell s t | \} \ell^V [\lambda] \alpha \beta L S T) \langle \bar{I} \bar{M}_T | m_+ | T M_T \rangle \times \\ & \times \sum_{j m_j m_m s} \sqrt{(2\bar{\ell}+1)(2j+1)(2L+1)(2S+1)} \begin{Bmatrix} \bar{L} & \ell & L \\ \bar{S} & s & S \\ \bar{I} & j & I \end{Bmatrix} \langle \bar{I} \bar{M}_{Ij} | m_j | I M_I \rangle \langle \ell m s m_s | j m_j \rangle \times \\ & \times \langle \bar{k}_2' \bar{s}_m | \sum_{\sigma t} \zeta_{\mu_t}^* (\tau) \chi_{\mu_s'}^* (\sigma) \int d^2 \rho e^{-i \vec{k} \cdot \vec{\rho}} \omega_V (|\vec{\rho} - \vec{b}_j|) \chi_{\mu_s} (\sigma) \zeta_{\mu_t} (\tau) | n \ell m m_s m_+ \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Суммирования в (1) и (2) нетрудно выполнить, используя свойства коэффициентов векторного сложения. В результате получим:

$$\frac{d^5\sigma_{n\ell}}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\epsilon_2} = v_{n\ell} \times v_\ell \left(\frac{k_1}{\bar{P}_1} \right)^2 M k_2 G_{n\ell} \frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega}, \quad (3)$$

$$G_{n\ell} (\vec{k}, \vec{k}_2') = \frac{1}{(2\pi)^3 (2\ell+1)} \sum_m \left| \langle \bar{k}_2' | \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}) | n \ell m \rangle \right|^2, \quad (4)$$

$$\frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega} = \frac{\bar{P}_1^2}{(2\pi)^2} \left| \int d^2 \rho e^{-i \vec{k} \cdot \vec{\rho}} \omega(\rho) \right|^2, \quad (5)$$

где ε_2^t - кинетическая энергия выбитого нуклона в СЦМ падающего протона и ядра-мишени. $d\sigma_{NN}/d\Omega$ имеет смысл дифференциального сечения упругого NN-рассеяния в СЦМ двух сталкивающихся нуклонов. Заметим, что при $\langle \vec{r} | \hat{k}_2^t \rangle = e^{i \vec{k}_2^t \cdot \vec{r}}$ выражение (4) становится функцией разности $\vec{k}_2 - \vec{k} = \vec{k}_2$, которая представляет собой импульс нуклона в ядре до выбивания, а $G_{nl}(k_2)$ будет при этом распределением по импульсам нуклонов в $n\ell$ -оболочке ядра.

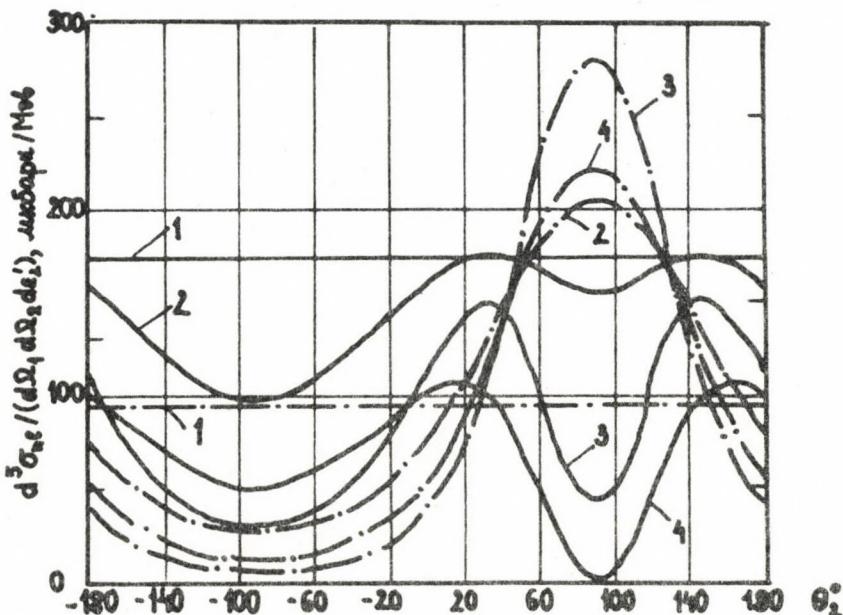


Рис. 2. Угловые распределения выбитых протонов при $\varepsilon_2^t=10$ Мэв и $\theta_1=0^\circ$, 5° и 10° (кривые 1,2 и 3) и при $\varepsilon_2^t=5$ Мэв и $\theta_1=10^\circ$ (кривая 4).

При конкретных вычислениях будем брать нуклон-нуклонные профилирующие функции в виде следующих гауссовских зависимостей:

$$\omega(p) = \frac{\sigma_t}{2\pi} [a \exp(-ap^2) - iab \exp(-bp^2)], \quad (6)$$

численные значения параметров которых для энергии падающих частиц в лабораторной системе отсчета $T_1=185$ Мэв брались из работы [9]. В качестве начальных связанных однонуклонных волновых функций брались осцилляторные функции с параметром $r_0=1,65$ ф, что соответствует ядру ^{12}C , а в качестве конечных волновых функций нуклонов используем плоские волны. В этом случае распределения нуклонов по импульсам в $1s$ - и $1p$ -оболочках ядра будут иметь следующий простой вид:

$$G_{10}(k_2) = \frac{r_0^3}{\pi^{3/2}} e^{-k_2^2 r_0^2}, \quad G_{11}(k_2) = \frac{2r_0^2}{3} k_2^2 G_{10}(k_2). \quad (7)$$

Учитывались еще конечные размеры нуклонов, а также поправка на движение центра масс ядра, которую необходимо вводить в оболочечной модели.

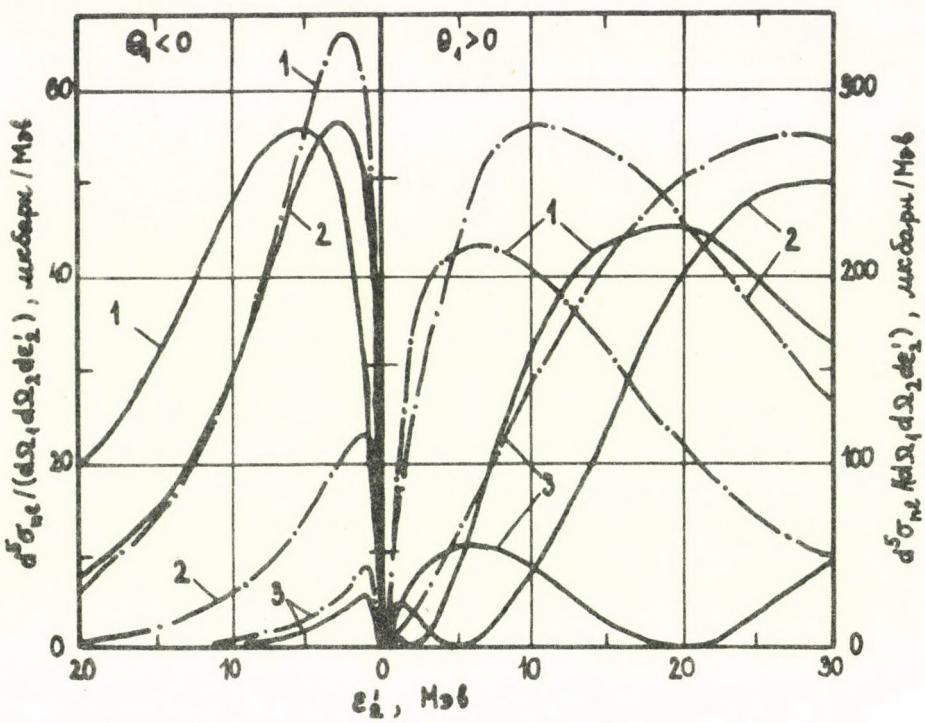


Рис. 3. Распределения выбитых протонов по энергии ϵ_2' при $\theta_2=90^\circ$ и $|\theta_1|=5^\circ, 10^\circ$ и 20° (кривые 1, 2 и 3). Здесь штрихпунктирная кривая 3 при $\theta_1<0$ изображает сечение, увеличенное в 10 раз.

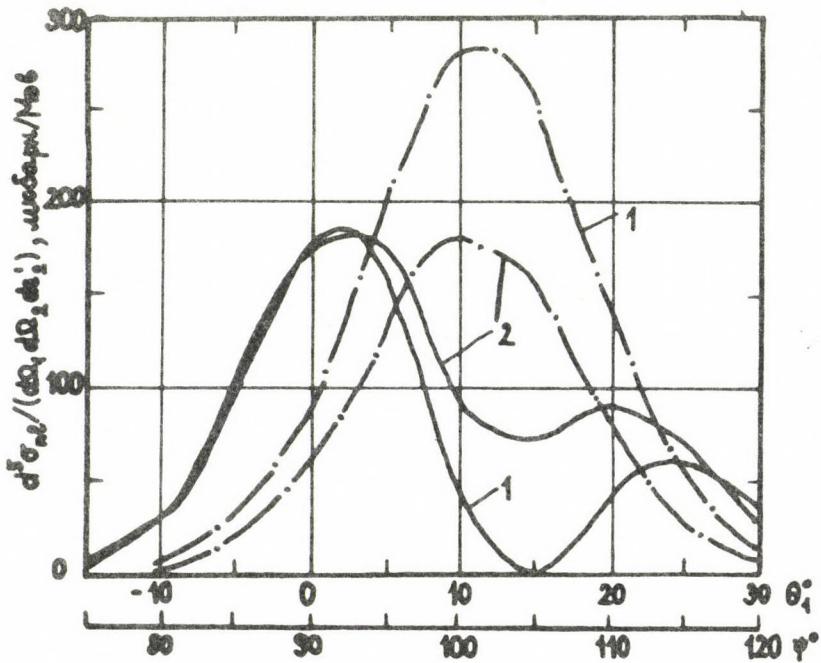


Рис. 4. Те же распределения, что и на Рис. 1 при $\theta_2=90^\circ$ и $\epsilon_2'=10$ Мэв без учета (кривые 1) и с учетом (кривые 2) продольной составляющей переданного импульса.

3. Исследование угловых и энергетических распределений в реакции $^{12}\text{C}(\text{p},2\text{p})^{11}\text{B}$

Изучение ядерных процессов на совпадение, когда в эксперименте одновременно детектируются как рассеянная частица, так и продукты ядерной реакции, представляет значительный интерес, поскольку соответствующие сечения на совпадение содержат в себе наиболее полную информацию о рассматриваемом процессе, его механизме, взаимодействии участвующих в процессе частиц, структуре начального и конечного ядер мишени.

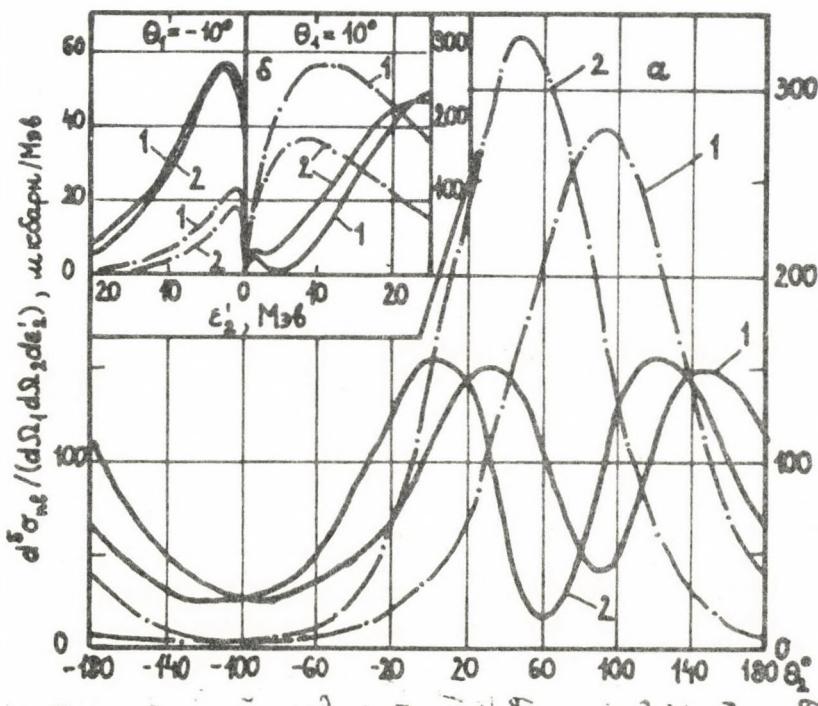


Рис. 5. Те же распределения, что и на Рис. 2 (Рис. 5а) для $\epsilon_2' = 10$ Мэв и $\theta_1 = 10^\circ$ и на Рис. 3 (Рис. 5б) для $\theta_2 = 90^\circ$ и $|\theta_1| = 10^\circ$ без учета (кривые 1) и с учетом (кривые 2) продольной составляющей переданного импульса.

Заметим, что в нашем случае рассеянный в выбитый нуклоны сильно отличаются по энергии и направлению своих импульсов, поэтому эффектами, связанными с тождественностью нуклонов можно пренебречь и волновые функции всей системы по этим двум нуклонам поэтому не антисимметризовались.

Рассмотрим, прежде всего, процессы, описываемые дифференциальным сечением (3). Расчеты сечения (3) выполнены в компланарной геометрии, когда импульсы \vec{k}_1 , \vec{k}_1' и \vec{k}_2' лежат в одной плоскости, причем знаки углов θ_1 и θ_2 считаем положительными при расположении импульсов \vec{k}_1' и \vec{k}_2' по разные стороны от импульса \vec{k}_1 . (Сечение инвариантно при одновременной замене знаков у углов θ_1 и θ_2).

На всех рисунках нашей работы штрих-пунктирные относятся к случаю выбивания нуклонов из $1s$ - оболочки ядра ($n=1$, $l=0$), а сплошные кривые - из $1p$ - оболочки ядра ($n=1$, $l=1$). Распределения нуклонов по углам и энергиям, описываемые формулой (3),

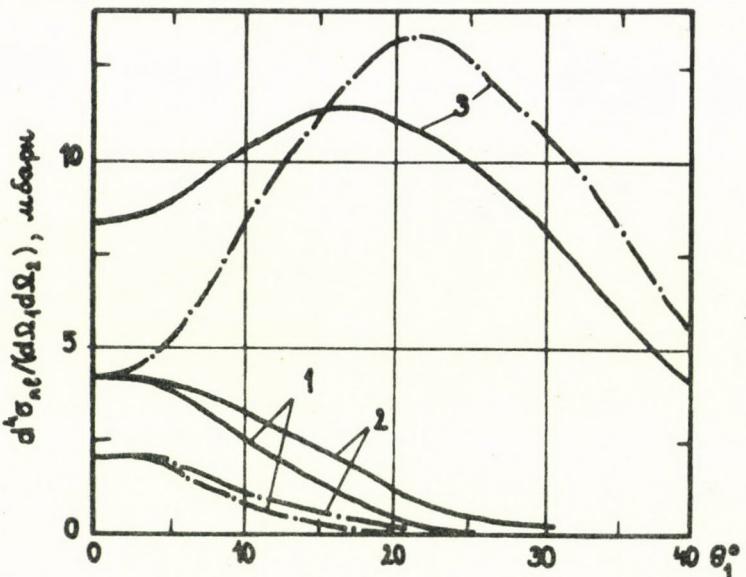


Рис. 6. Угловая корреляция как функция угла рассеяния θ_1 . Кривые 1 относятся к случаю перпендикулярных плоскостей рассеяния и выбивания. Кривые 2 соответствуют случаю $\theta_2 = \theta_1$. Кривые 3 изображают сумму сечений для θ_1 и $-\theta_1$ при $\theta_2 = 90^\circ$ в компланарной геометрии.

сильно различаются при выбивании из различных оболочек (Рис. 1-5). Однако частично проинтегрированные сечения (Рис. 6-8) значительно слабее зависят от ядерных оболочек. Отметим наличие двух максимумов на рисунках 1 и 2 в случае выбивания нуклонов из 1р - оболочки, а также наличие симметрии зависимостей на Рис. 2 относительно замены θ_2 на $\pi - \theta_2$ отдельно для области положительных и отрицательных значений θ_2 . При $\theta_1 \rightarrow 0$ все сечения на Рис. 2 становятся изотропными, а при $\epsilon_2^! \rightarrow 0$ эти сечения зануляются. С уменьшением угла рассеяния θ_1 ширины максимумов кривых на Рис. 3 уменьшаются, а сами максимумы сдвигаются в сторону значения $\epsilon_2^! = 0$.

Рисунки 4 и 5 иллюстрируют степень отличия дифракционного приближения и одного из высокознергетических приближений (где учитывается $q_{\mu\mu}$) использованного в [1]. Видно, что в ряде случаев отличия весьма существенные.

На рисунке 6 изображено проинтегрированное по $\epsilon_2^!$ сечение (3), то есть

$$\frac{d^4\sigma_{n\ell}}{d\Omega_1 d\Omega_2} = v_{n\ell} \times v_\ell \left(\frac{k_1}{P_1}\right)^2 L_{n\ell} \frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega}, \quad (8)$$

$$L_{n\ell} = \int_0^\infty d\epsilon_2^! \sqrt{2M^3 \epsilon_2^!} G_{n\ell}(|\vec{k}_2^! - \vec{k}|). \quad (9)$$

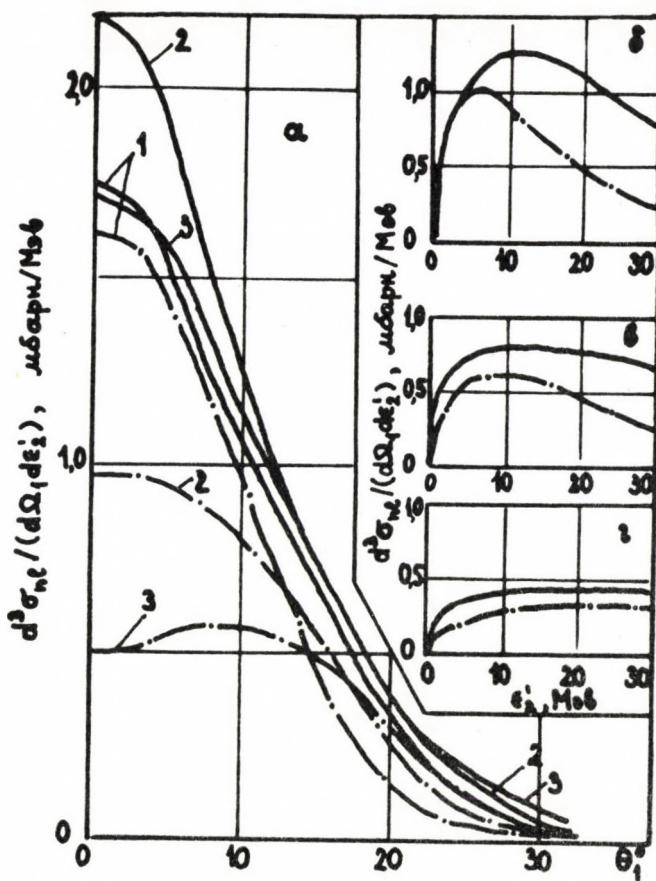


Рис. 7. Зависимости сечений $d^3\sigma_{n\ell}/(d\Omega_1 d\epsilon_2')$ от угла рассеяния (Рис. 7а) при $\epsilon_2' = 6, 12$ и 18 Мэв (кривые 1, 2 и 3) и от энергии выбитого нуклона ϵ_2' при $\theta_1 = 10^\circ, 15^\circ$ и 20° (Рис. 7б, 7в и 7г).

Для наших волновых функций, вводя безразмерные обозначения $\eta = r_0 \kappa$, $\chi = \sin \theta_2 \cos \phi$ (ϕ - угол между плоскостью рассеяния (\vec{k}_1, \vec{k}_1') и плоскостью выбивания (\vec{k}_1, \vec{k}_2')), для 1s - и 1p - оболочек получим

$$L_{10}(\eta, \chi) = (2\pi)^{-1} e^{-\eta^2} \{ e^{\eta^2 \chi^2} [1 + \operatorname{erf}(\eta\chi)] (\eta^2 \chi^2 + \frac{1}{2}) + \eta\chi/\sqrt{\pi} \},$$

$$L_{11}(\eta, \chi) = (3\pi)^{-1} e^{-\eta^2} \{ e^{\eta^2 \chi^2} [1 + \operatorname{erf}(\eta\chi)] \left[(\eta^2 \chi^2 + \frac{1}{2})(\frac{1}{2} + \eta^2(1 - \chi^2)) + \frac{1}{2} \right] + \\ + [\frac{1}{2} + \eta^2(1 - \chi^2)] \eta\chi/\sqrt{\pi} \}.$$

В случае перпендикулярных плоскостей рассеяния и выбивания ($\phi = \pi/2$) $\chi = 0$ и сечения не зависят от угла θ_2 . Положения максимумов кривых 3 на Рис. 6 довольно чувствительны к выбору значения структурного параметра r_0 .

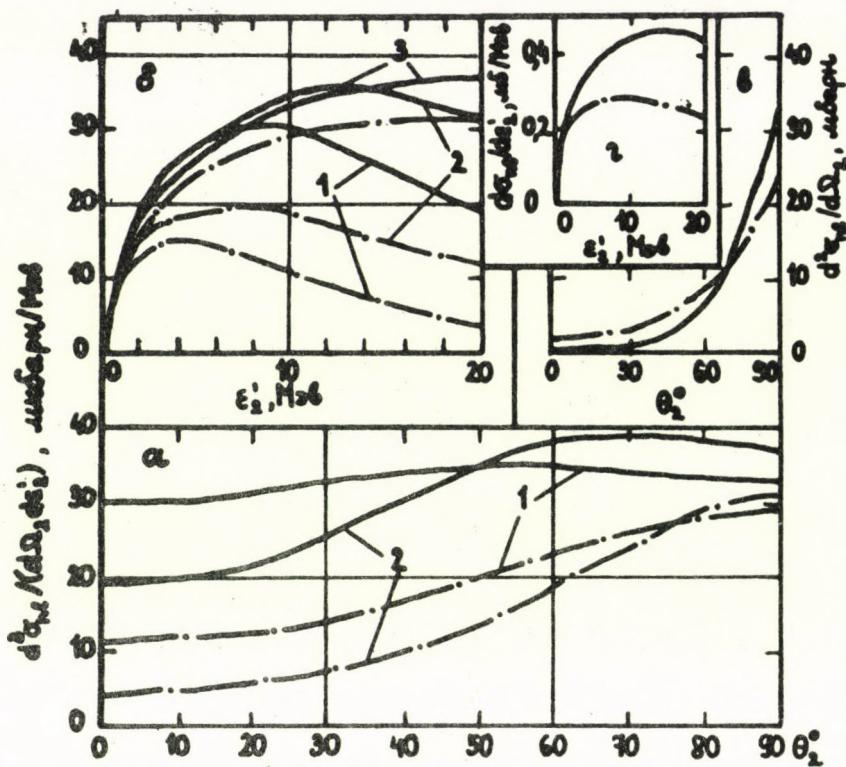


Рис. 8. Угловые и энергетические распределения выбитых нуклонов. Зависимости сечений $d^3\sigma_{n\ell}/(d\Omega_2 d\epsilon_2')$ от θ_2 (Рис. 8а) при $\epsilon_2' = 10$ и 20 Мэв (кривые 1 и 2) и от ϵ_2' (Рис. 8б) при $\theta_2 = 0^\circ$, 45° и 90° (кривые 1, 2 и 3). Зависимости распределений $d^2\sigma_{n\ell}/d\Omega_2$ от θ_2 (Рис. 8в) и $d\sigma_{n\ell}/d\epsilon_2'$ от ϵ_2' (Рис. 8г). Штрих-пунктирная кривая на Рис. 8в изображает увеличенное в 10 раз сечение.

Проинтегрировав (3) по направлениям импульса выбитого протона, получим сечение

$$\frac{d^3\sigma_{n\ell}}{d\Omega_1 d\epsilon_2'} = v_{n\ell} \times v_\ell \left(\frac{k_1 r_0}{\bar{P}_1}\right)^2 M_{n\ell} \frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega}, \quad (10)$$

$$J_{n\ell} = \frac{k_2'}{r_0^2} \int d\Omega_2 G_{n\ell}(|\vec{k}_2' - \vec{\zeta}|), \quad (11)$$

изображенное на Рис. 7. Вводя обозначение $\zeta = r_0 k_2'$, для нашего конкретного случая имеем

$$J_{10}(\zeta, \eta) = \frac{1}{\eta \sqrt{\pi}} \left[e^{-(\zeta-\eta)^2} - e^{-(\zeta+\eta)^2} \right],$$

$$J_{11}(\zeta, \eta) = \frac{2}{3\eta\sqrt{\pi}} \{ J_{10}(\zeta, \eta) + [(\zeta-\eta)^2 e^{-(\zeta-\eta)^2} - (\zeta+\eta)^2 e^{-(\zeta+\eta)^2}] \} .$$

Функции J_{nl} и L_{nl} , как следует из их явного вида, в используемой нами модели являются универсальными функциями ζ, η и k и не зависят от конкретного ядра.

Распределения, показанные на Рис. 8, получаются интегрированием (3) по углам рассеяния протона и зависят только от переменных выбитого нуклона. Эти распределения как функции энергии $\epsilon_2^!$ и угла вылета Θ_2 могут существенно отличаться от соответствующих распределений рассеянной частицы, но они менее чувствительны к ядерной структуре, чем сечения на совпадения. Кроме того их трудно выделять экспериментально в рассматриваемом процессе.

Литература

- [1] Н. Сайлер, В.Н. Тартаковский, АТОМКІ Közl. 22 (1980) 131.
- [2] А. И. Ахиезер, А. Г. Ситенко, ЖЭТФ, 33 (1957) 1040.
- [3] А. Г. Ситенко, Препринт Института теоретической физики 71-105Р, Киев, 1971.
- [4] Р. Глаубер, УФН 103 (1971) 641.
- [5] В. Н. Тартаковский, Н. Сайлер, Влияние деталей структуры малонуклонных ядер на процессы с участием быстрых частиц. Доклад на XII Всесоюзном Совещании по теории систем частиц с сильным взаимодействием (21-24 мая 1980 года. г. Вильнюс).
- [6] Ю. А. Бережной, А. П. Соznик, Ядерная физика, 29 (1979) 350
- [7] В. Н. Тартаковский, Н. Сайлер, А. П. Логинов, Межвузовский тематический сборник "Микроскопические расчеты легких ядер", г. Калинин, 1980 г., 4 стр. (в печати).
- [8] Е. И. Исматов, Н. Сайлер, В. Н. Тартаковский, В. И. Шульга, Вестник Киевского госуниверситета, №22, 1981 г., (в печати)
- [9] А. Г. Ситенко, ЭЧАЯ, 4 (1973) 556.
- [10] R. Bengtsson, T. Berggren, Ch. Gustafsson, Phys. Rep., 41C (1978), 191
- [11] D. F. Jackson, Phys. Rev., 115 (1967) 1065.
- [12] H.-B. Hakansson, T. Berggren, R. Bengtsson, The single-nucleon formfactor for knock-out and pick-up reactions in deformed nuclei, Lund, April 1978.

Рецензент: Т. Вертше

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 81-87

DETERMINATION OF CI AND S IN CRUDE OIL SAMPLES BY NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS AND X-RAY FLUORESCENCE METHOD*

S. SZEGEDI, A. PÁSZIT

Institute of Experimental Physics Kossuth University,
4001-Debrecen, Hungary

CS. M. BUCZKÓ

Isotope Laboratory Kossuth University, 4010-Debrecen, Hungary

The applicability of X-ray fluorescence analysis (XRF) and thermal neutron activation analysis (NAA) for the determination of Cl and S concentration in crude oil samples has been investigated. A ^{55}Fe exciting source and a Si(Li) detector for X-ray fluorescence analysis, furthermore a 250 μg ^{252}Cf neutron source in water moderator and a Ge(Li) detector for neutron activation analysis were used in the investigations. Sensitivity for Cl and S by XRF method is 0.02 w% and for Cl by NAA method 0.1 w%.

ÁSVÁNYOLAJ MINTÁK CI ÉS S TARTALMÁNAK MEGHATÁROZÁSA NEUTRON-AKTIVÁCIÓS ÉS RÖNTGENFLUORESCÉNCIA MÓDSZERREL. Ásványolajok Cl és S koncentrációjának meghatározását vizsgáltuk röntgen-fluoreszcencia módszer és neutronaktivációs analízis felhasználásával. A röntgenfluoreszcencia módszer esetében ^{55}Fe gerjesztőforrást és Si(Li) spektrométert, a neutronaktivációs analízisnél pedig vizmoderátorban elhelyezett, kb. 250 μg ^{252}Cf neutronforrást és Ge(Li) spektrométert használtunk. A Cl és S meghatározásának érzékenysége röntgenfluoreszcencia módszer esetében 0.02 s%, míg a neutronaktivációs analízisnél a Cl-meghatározás érzékenysége 0.1 s%.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ХЛОРА И СЕРЫ В НЕФТИ С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОНОАКТИВАЦИОННОГО И РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА. Для определения концентрации хлора и серы в нефти были использованы рентгенофлуоресцентный и нейтроноактивационный анализы. В случае рентгенофлуоресцентного анализа возбуждающим источником служил кольцевое ^{55}Fe и измерения были сделаны Si(Li) спектрометром, в нейтроноактивационном анализе использовался источник ^{252}Cf весом 250 μg и спектры были сняты с помощью Ge(Li) спектрометра. Чувствительность определения хлора и серы составила 0,02 % для рентгенофлуоресцентного метода и 0,1 % для хлора в случае активационного метода.

*Dedicated to Professor J. Csikai on the occasion of his fiftieth birthday.

1. Introduction

The quality of crude oil samples depends on the C/H ratio as well as on the concentration of trace elements in them. Therefore, it is essentially necessary to know these parameters establishing the quality of crude oil samples and to choose the economical refining and processing procedures. Many times, these parameters should be continuously controlled because the quality of the crude oil samples collected in the pipe-lines from different wells, may change considerably.

The knowledge of the C/H ratio gives useful information on the calorific value, on the ratio of aromatic and nonaromatic components of oil samples and on the other hand, it helps to choose the optimal parameters of processing.

Among trace elements the knowledge of V, Cl and S concentration is especially important. Vanadium occurs in complex compounds, which cannot be cleared away even by distillation, and conduces to the corrosion of the equipment during the processing and utilizing procedure of this compound. A part of the S content can be washed out by water during the purification, but the other part, fixed to organic components remains in the product even after distillation. During the utilization SO_2 originates from this not eliminable part which also increases the corrosion. Cl occurs usually in form of NaCl and it can be easily removed.

For the determination of hydrogen content and C/H ratio an analytical method based on neutron reflection has been worked out [1] and the disturbing effect of oxygen was examined. In Ref. 2 a report is given on the determination of V content in crude oil samples by on-stream neutron activation analysis.

The aim of the present work is to investigate the main characteristics of the XRF analysis in the measurement of S and Cl content and those of the NAA in the measurement of Cl content of crude oil samples.

2. Apparatus and measurement procedure

In the case of XRF method, we used a ^{55}Fe exciting source and a Si(Li) detector fed to a 1000-channel pulse-height analyser. A schematic layout can be seen in Fig. 1. The good resolution (210 eV at 6.4 keV) made it possible to separate the photo peaks in the XRF spectrum originating from the S and Cl content of oil and from the Ar content of air. Therefore, measurements could be carried out under atmospherical conditions avoiding an increased evaporation accompanying the vacuum procedure which would change the composition of crude oil samples. The bottom of the sample holder was a 2 μm thick polyethylene sheet.

In the case of Cl standard samples were prepared for calibration by dissolving CCl_4 in refined oil. Measuring time for each sample was 2000 s. The calibration curve can be seen in Fig. 2.

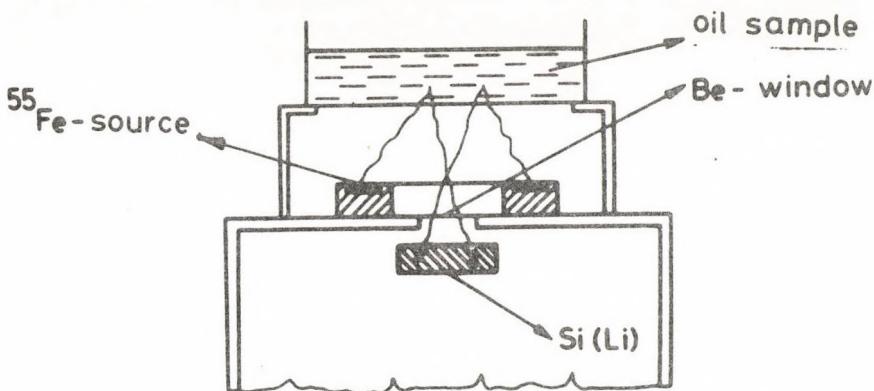


Fig. 1. Experimental set up for X-ray fluorescence analysis.

These standard samples were also used for the measuring of Cl content by neutron activation analysis. For irradiations a 250 μg ^{252}Cf neutron source was used which was placed into a water tank together with the samples. The activities of 1.64 and 2.17 MeV γ -lines from $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)^{38}\text{Cl}$ reaction were measured by a Ge(Li) spectrometer. For this method the calibration curve can be seen in Fig. 3. The irradiation and measuring time was one hour.

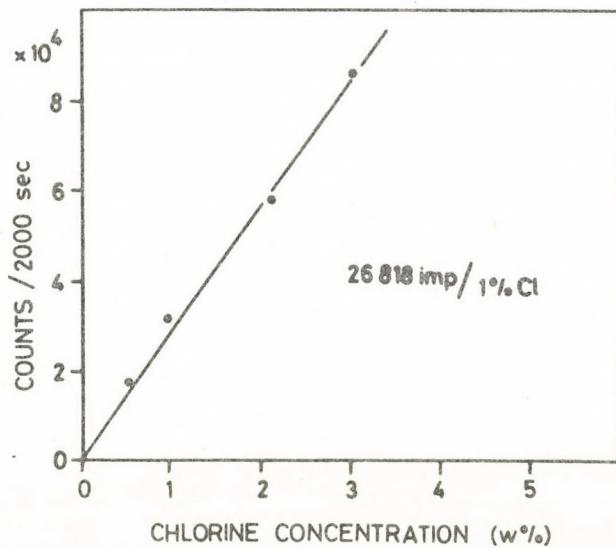


Fig. 2. Calibration curve for Cl content determined by XRF method.

As it is very difficult to dissolve S in oil, we did not prepare standard samples. For measuring S content the calibration curve of Cl was used, taking into account the relative intensity ratio calculated for the excited radiation of S and Cl. This is a frequently used procedure in the XRF method. The fundamental principle of the calculation is that the measured intensity of the excited radiation of the elements depends unambiguously on the atomic number Z of the elements, the average atomic number \bar{Z} of the matrix and the geometry parameters of the experimental set up [3]. The equation for the counting

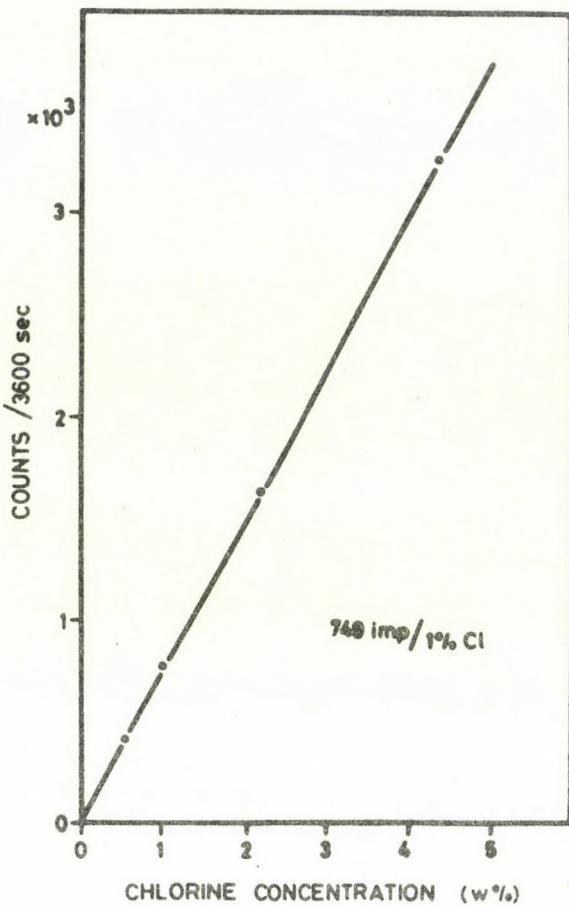


Fig. 3. Calibration curve for Cl content determined by NAA method.

and two curves for the relative intensity vs. atomic number can be seen in Fig. 4. These curves and the calibration curve for Cl can be used to measure the concentration of the elements having the atomic numbers in the range of 16-23, by using ^{55}Fe exciting source at atmospherical conditions.

3. Results and discussion

The chlorine content of two Hungarian crude oil samples has been determined by XRF and NAA methods. The results can be seen in Table 1.

The sulphur concentrations of the various crude oil samples determined by XRF method and those got by chemical methods can be seen in Table 2. When using different methods, the average deviation of the results is approximately $\pm 10\%$.

The determination of Cl and S content can be falsified because of the inner exciting, caused by other elements in crude oil. So, before doing the quantitative analysis it is advisable to carry out a qualitative analysis to know all the elements in the oil and on the basis of that to make some corrections for the exact determination of the Cl and S contents.

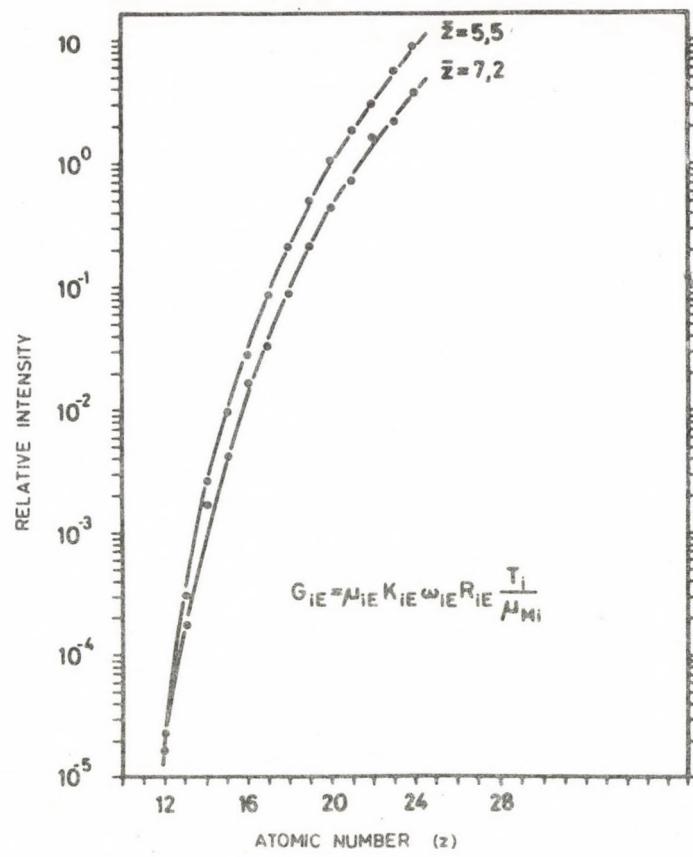


Fig. 4. Relative intensity vs. atomic number (Z) in the case of two different matrixes ($\bar{Z}=5.5$ and 7.2), where

μ_{iE} : photo-absorption cross section,

ω_{iE} : fluorescent yield,

R_{iE} : relative intensity of i -line to that of all the lines, at the exciting energy E ,

T_i : absorption of Be-window and air, and detector efficiency,

μ_{Mi} : mass absorption coefficient of matrix for characteristic radiation of component i

K_{iE} : ionization probability,

If we want to use a calibration curve for XRF method a special care must be taken that the average atomic number of standard oil samples should be equal to that of the examined crude oil samples. If this is not possible, we have to make a correction for the difference of the average atomic numbers by using the calculation in Fig. 4.

The average atomic number of an unknown sample can be determined from the XRF spectrum by using the intensity ratio of the elastic and inelastic scattering of the exciting radiation which is a monotonous function of the atomic number (Fig. 5) [4].

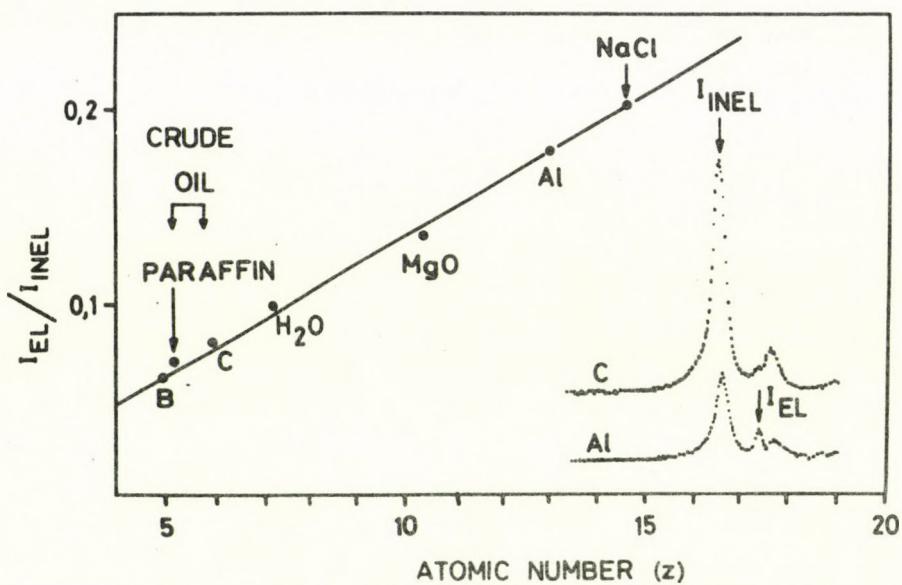


Fig. 5. Intensity ratio of elastically and inelastically back-scattered exciting radiation vs. atomic number.

Table 1.

SAMPLE	Chlorine content (w%)	
	XRF	NAA
Kiskunhalas (0)	0.23 ± 0.01	0.21 ± 0.05
Szank (0)	0.40 ± 0.03	0.37 ± 0.08

Table 2.

SAMPLE	Sulphur content (w%)		± Δ% relative
	XRF	chemical method	
Soviet	1.09 ± 0.08	1.51	16.2
Kiskunhalas I.	0.79 ± 0.06	0.626	11.6
Szank I.	0.38 ± 0.03	0.392	1.6
Kiskunhalas II.	0.12 ± 0.02	0.147	10.4
Kiskunhalas III.	1.37 ± 0.09	1.25	4.6
Szank II.	0.46 ± 0.04	0.45	1.1
Szank III.	0.67 ± 0.05	0.52	12.5

As it can be seen in Fig. 4 the intensity of the excited radiation depends considerably on the average atomic number of the matrix. For example, using oil matrix of $\bar{Z}=5.5$ and water matrix of $\bar{Z}=7.22$ the ratio of the relative intensities from Cl is 2.53. This value was checked experimentally too, and the measured 2.15 ± 0.02 intensity ratio is in good agreement with the calculated value. From these examinations it is evident that any matrix can be used for standard samples taken into account the relative intensity curves for different matrix values.

Sensitivity for Cl and S is 0.02 w% by XRF method and 0.1 w% for Cl by NAA method.

References

- [1] S. M. Al-Jobori, S. Szegedi, Cs. M. Buczkó, Radiochem. Radioanal. Letters 33 (1978) p. 133
- [2] S. M. Al-Jobori, S. Szegedi, J. Csikai, Radiochem. Radioanal. Letters 25 (1976) p. 87
- [3] T. Shiraiwa, N. Fujino, Japanese J. Appl. Phys. 5 (1966) p. 886
- [4] H. Kunzendorf, Nucl. Instrum. Meth. 99 (1972) p. 611.

Referee: M. Kiss-Varga

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 89-98

NUCLEAR EXCITATION BY POSITRON ANNIHILATION*

TAKESHI MUKOYAMA

Institute for Chemical Research, Kyoto University,
Kyoto, Japan

The nuclear excitation process by positron annihilation has been reviewed. The existing theories and the experimental studies on this phenomenon are briefly described and discussed.

ATOMMAGGERJESZTÉS POZITRON-SZÉTSUGÁRZÁS ÁLTAL. Pozitron-szétsugárzás által történő maggerjesztés folyamatát tekintjük át. Röviden ismertetjük és tárgyaljuk az e jelenségekre vonatkozó létező elméleteket és kísérleti munkákat.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР АННИГИЛЯЦИЕЙ ПОЗИТРОНОВ. Обозревается возбуждения ядер аннигиляцией позитронов. Коротко описываются и дискутируются существующие теории и экспериментальные работы, относящиеся к данному явлению.

1. Introduction

The brilliant success of the Dirac theory [1] in predicting the existence of the positive electron was confirmed by the experimental discovery of the positron among the secondary particles produced by cosmic rays [2]. According to the Dirac theory, this particle is represented as a hole in a sea of negative energy electrons. When an electron collides with a hole representing a positron, a radiative transition of the electron to an unoccupied negative energy state may take place. This transition, called positron annihilation, causes the disappearance of both particles and, in general, the appearance of electromagnetic radiations, the total energy of which is given

*Talk at the ATOMKI seminar on Sept. 11, 1980.

by $E = E_+ + E_-$, where E_+ and E_- are the total energies (including the electron rest mass) of the positron and electron, respectively [3].

From the conservation law of momentum, it follows that at least two quanta should be emitted in positron annihilation unless the electron is strongly bound to a nucleus. The most probable process is the case where the positron comes to rest before annihilation and which results in the emission of two photons in opposite directions in the laboratory system. In this case, each photon has an energy equal to $m_0 c^2$, where m_0 is the rest mass of the electron and c is the velocity of light in vacuum.

When an external field is strong enough to absorb the excess momentum, there are several special annihilation processes expected [4], though their probabilities are small. If the electron is strongly bound to a nucleus, such as in the case of K-shell electrons in heavy elements, the electromagnetic energy produced in annihilation can be emitted in the form of only a single photon, because the nucleus is available to take up the excess momentum. This single-quantum annihilation (SQA) has been studied both theoretically and experimentally [5].

As a competitive process of SQA, another process can be considered by which a positron annihilates without the emission of radiation. This mode of annihilation, called radiationless or zero-quantum annihilation (ZQA), occurs when the SQA takes place with one of the K- or L-shell electrons and when simultaneously the excess energy liberated is used to eject another electron from the atom concerned, just like as the atomic Auger effect. The experimental evidence of this process was established by the present author [6].

There is an alternative mode of annihilation without the emission of radiation. When the energy released in annihilation process is of just the same amount as the excitation energy of the target nucleus, the nucleus can be excited by absorbing this energy, instead of being radiated as a photon, in a manner similar to nuclear photoexcitation. Thus the positron with insufficient energy to excite a nucleus by collision process can excite the nucleus through annihilation process with a strongly bound electron. In the present paper, this mode of annihilation is discussed in detail.

2. K-shell annihilation with nuclear excitation

In 1951, Present and Chen [7] proposed a new mode of annihilation, in which a positron annihilates with a K-shell electron and the excess energy liberated in the annihilation process is given to the nucleus with its subsequent excitation. In this way, the positron annihilates without emission radiation. This process may be called nuclear excitation by positron annihilation (NEPA). They have calculated the cross section for the excitation of the ^{115}In nucleus to the principal activation level to be $\sim 10^{-26} \text{ cm}^2$ for an incident positron with total energy $E_+ = 1.10 m_0 c^2$.

The NEPA process may be described as a transition of an electron from an orbital state into a vacant negative energy state in the continuum corresponding to the incident positron, accompanied by a nuclear transition from the ground state into an excited level. The diagram for this process is shown in Fig. 1(a). According to Pressent and Chen [7], the NEPA process can be considered as the reverse of internal conversion [Fig. 1(b)], if we neglect the fact that the energy states are negative. However, it is better to consider that the NEPA is the reverse of monoenergetic positron emission [Fig. 1(c)], which has been observed in the nuclear decay of radioisotopes [8].

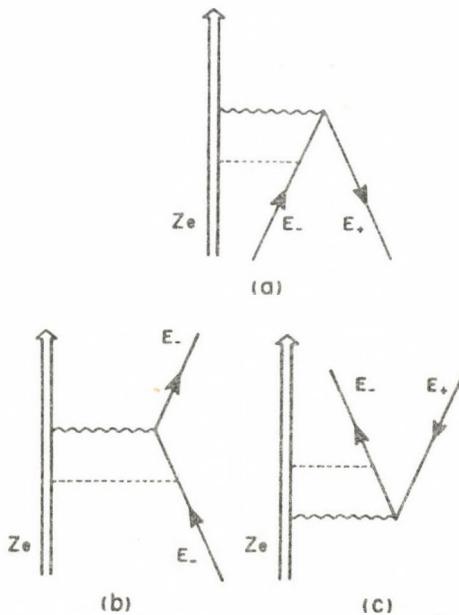


Fig. 1. Diagrams for (a) nuclear excitation by positron annihilation, (b) internal conversion and (c) monoenergetic positron emission.

Neglecting the recoil energy of the nucleus, the energy liberated in annihilation and used to excite the nucleus can be expressed as

$$W = E_p + 2m_o c^2 - B_K , \quad (1)$$

where E_p is the kinetic energy of an incident positron and B_K is the binding energy of the K-shell electron in the target atom. When W is just the energy difference between an excited level and the ground state of the nucleus, the NEPA process can take place. This resonance character is a distinct feature of the NEPA.

In usual experiments on positron annihilation, a monoenergetic beam of positrons is used to irradiate the target and annihilation process is identified by observing the radiations resulting from annihilation. However, in the case of the NEPA, the special experimental method should be used. In this

annihilation mode, the nucleus is only excited and no radiation is emitted. The excited nucleus may emit radiations in the course of de-excitation, but it is very difficult to detect these de-excitation radiations during positron irradiation because they are masked by the predominant radiations due to other annihilation modes. Therefore, it is advantageous to separate positron irradiation from detection of de-excitation radiations, i.e. the induced activity of the target due to the NEPA process is measured after the end of positron irradiation. This procedure imposes some restrictions for the target nuclides. The target nucleus should have the excited levels which de-excite via a meta-stable state and the life of this meta-stable state should be considerably long. There are several nuclides in which the (γ, γ') reaction has been observed by photon irradiation. For such nuclides, we can detect the NEPA process by observing an isomeric transition from the meta-stable state.

Furthermore, it should be noted that the NEPA process has a resonance character and the resonance width is very narrow, in the order of nuclear level width of the excited level. In this case, it is of no use to make the incident positron beam monoenergetic by the use of magnetic β -ray spectrometers, because the positrons have continuous energy distribution in the target in a consequence of energy-loss straggling and most of them are out of the resonance level width. Considering these facts, it is favorable to irradiate the target directly by the positron source and make the solid angle subtended by the source to the target as large as possible.

3. Theoretical estimation

The mechanism of the NEPA process is a complete retarded interaction between the electron and the nucleus. However, for simplicity, Present and Chen [7] assumed that the process occurs in two steps; a positron annihilates with a K-shell electron and the nucleus is excited by absorbing the excess energy liberated. Then the NEPA cross section can be factored into the product of a cross section for the annihilation process and a probability of nuclear excitation by the photon. The latter is the ratio of the nuclear photoexcitation cross section to the maximum absorption cross section of the nucleus for the photon. Assuming the nucleus to act as a black body, the maximum absorption cross section for a photon of 2ℓ -pole radiation with the propagation number k is given by $(2\ell+1)\pi k^{-2}$. When the upward transition from the ground state to the excited level is 2ℓ pole, the NEPA cross section is expressed as

$$\sigma = \sigma_{aq} [\sigma_{ph} / (2\ell+1)\pi k^{-2}] , \quad (2)$$

where σ_{aq} is the positron annihilation cross section with a K-shell electron with emission of a spherical wave converging on the nucleus and σ_{ph} is the photoexcitation cross section. In the absence of an adequate nuclear theory, σ_{ph} is usually taken from the measured value.

On the other hand, Present and Chen [7] derived an analytical expression for σ_{aq} in the Born approximation for $\alpha Z \ll 1$. Here α is the fine structure constant. Using Dirac wave functions and after some approximations, they found

$$\sigma_{aq} = \pi \alpha^2 Z^3 (e^2 / m_0 c^2)^2 (\xi^2 + 2\xi + 3) (\xi + 1)^{-9/2} (\xi - 1)^{-1/2}, \quad (3)$$

for electric dipole (E1) transition, where $\xi = (E_0 + m_0 c^2) / m_0 c^2$.

Following the method of Present and Chen, Watanabe et al. [9] obtained similar expressions for other multipole fields:

$$\sigma_{aq} = \frac{8\pi}{9} \pi \alpha^2 Z^3 (e^2 / m_0 c^2)^2 (\xi + 1)^{-11/2} (\xi - 1)^{1/2} (\xi^2 + \xi + 3), \quad (4)$$

for electric quadrupole (E2) transition and

$$\sigma_{aq} = \pi \alpha^2 Z^3 (e^2 / m_0 c^2)^2 (\xi + 1)^{-7/2} (\xi - 1)^{1/2}, \quad (5)$$

for magnetic dipole (M1) transition.

Recently Grechukhin and Soldatov [10] calculated the NEPA cross sections for ^{115}In and ^{235}U , within the framework of the transition current and charge scheme. The wave functions of the K-shell electron and incident positron were obtained by solving Dirac equations for the relativistic Hartree-Fock-Slater central potentials. For the nuclear part, they used the single-particle Weisskopf nuclear transition matrix element. The calculations were made for E0, E1, E2 and M1 multipoles and the results were found to be much smaller than the two-step model of Present and Chen, Eq. [2].

4. Experimental studies

Experimental studies on the NEPA process have been reported for several nuclides and the partial level diagrams for these nuclides are shown in Fig. 2. The first experimental evidence of this process has been established by Mukoyama and Shimizu [11] for ^{115}In in 1972. We irradiated a natural indium foil by positrons from a 7-mCi ^{22}Na source. The evidence of the NEPA process was confirmed by observing the conversion electrons from ^{115m}In after positron irradiation. The induced activity was measured with a coincidence-type low-background β -ray spectrometer. This consists of a large plastic scintillator and a small disc-shaped G-M counter which is mounted in a hollow cut at the lower surface of the scintillator. The indium foil was placed under the G-M counter and the pulses from the scintillation detector gated by the G-M pulses were recorded by a multichannel pulse-height analyzer. The spectrum of the conversion electrons due to the NEPA was observed as a difference of the counting rates of the indium foil before and after positron irradiation. We found a small but distinct peak at the expected energy in the electron spectrum.

The effective cross section was estimated from the observed peak. This cross section is defined as the cross section for the total number of positrons incident on the target irrespective of their energies. The effect of finite target thickness for conversion electrons was evaluated by solving an electron transport equation with a semi-infinite boundary condition.

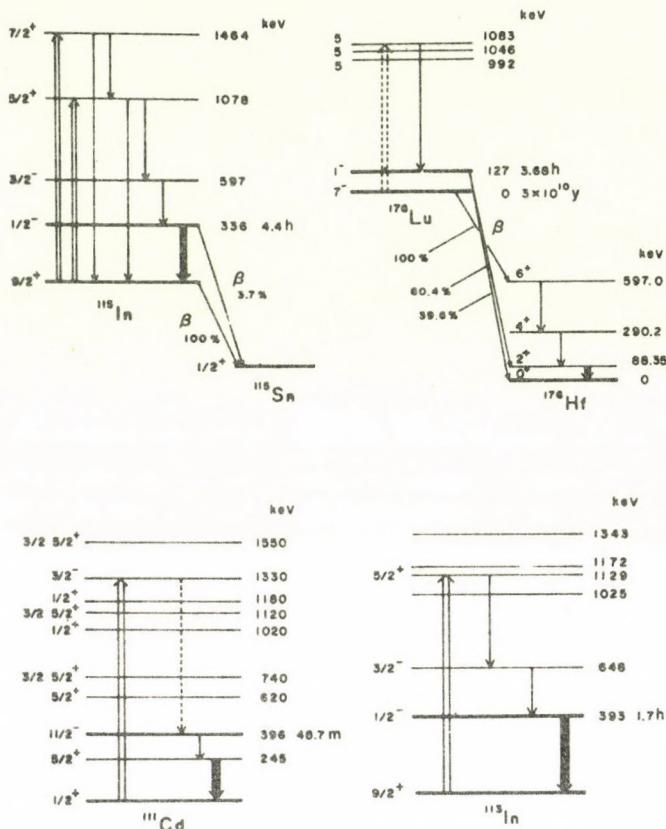


Fig. 2. Partial level diagrams of the nuclides in which the NEPA process has been observed. The transitions relevant to the experiment are shown by the arrows. Data are taken from the corresponding references cited below (see the text).

As it can be seen from Fig. 2, there are two excited levels in ^{115}In which are known to cascade down to the 336-keV isomeric state. We neglected the contribution from the 1464-keV level and estimated the NEPA cross section for the 1078-keV level, because the number of positrons sufficient to excite the higher-energy level is supposed to be small. Then the cross section can be given by

$$\sigma = \sigma_{\text{eff}} / n \quad , \quad (6)$$

where σ_{eff} is the effective cross section and n is the ratio of the fraction of positrons within the interval of the resonance level width of the excited level. Assuming the positron spectrum emitted from the thick ^{22}Na source to be the same as

that from a thin source, the energy spectra of positrons inside the target were estimated from those after passing through thin foils of various thicknesses corresponding to distances from the target surface. The value of n was evaluated by using these energy spectra and σ was found to be of the order of 10^{-24} cm^2 .

Watanabe [12] investigated the NEPA process by observing the 336-keV γ rays emitted from the isomeric state ^{115m}In . For this purpose, he used a high-resolution Ge(Li) detector. It is advantageous to detect γ rays, because the primary source of the background in the experiment of Mukoyama and Shimizu is due to the natural β radioactivity of the indium foil. Another advantage consists in the fact that the energy-loss and attenuation effects in the target are negligible for γ rays. The NEPA process was observed by the use of two positron sources; a 20-mCi ^{22}Na source and a 1-Ci ^{64}Cu source. In the case of the ^{64}Cu source, the energy spectrum of positrons emitted from the source was measured with a double-focusing β -ray spectrometer. Other experimental procedures are the same as those of Mukoyama and Shimizu [11]. The cross sections obtained with two sources are in agreement with each other within the experimental errors.

Watanabe et al. [9] improved their previous experiments [11,12], and obtained more accurate cross sections for the NEPA. A much stronger ^{64}Cu source of about 10 Ci was produced by nuclear reactor and used as a positron source. After positron irradiation, the 336-keV γ rays from ^{115m}In were measured by a Ge(Li) detector. Fig. 3(a) shows the γ -ray spectrum of a natural indium foil after irradiation in a 700-Ci ^{60}Co irradiation facility. In this case, the isomeric state is produced by the (γ, γ') reaction. In Fig. 3(b) the same γ -ray spectrum induced by the NEPA process is shown. The theoretical values of the NEPA cross sections for the 1078-keV (E2) level and for the 1464-keV (M1) level were calculated by the two step model described above and the ratio of the cross section for the former level to that for the latter was evaluated and found to be 0.028. Using this value and σ_{eff} , the NEPA cross sections for these two levels were obtained separately.

Similar measurements of the NEPA cross sections have been made by Vishnevskii et al. for ^{115}In , ^{113}In and ^{111}Cd [13], by Watanabe et al. for ^{111}Cd [14] and for ^{176}Lu [15]. In the experiment of Vishnevskii et al. [13], three foils of the target material were sandwiched between each pair of four ^{64}Cu sources and positron irradiation was made with high efficiency. They determined the cross sections for ^{115}In and ^{113}In , but for ^{111}Cd only the effective cross section was estimated because the excited level of this nuclide was not clear. On the other hand, Watanabe et al. [14] considered the excited level of ^{111}Cd to be 1330 keV. In the γ -ray spectrum they found a suggestion of a peak at the energy corresponding to the isomeric transition, but they did not accept it as a definite observation of the formation of the isomeric state because of the poor counting statistics. They set only the upper limit of the NEPA cross section for this nuclide.

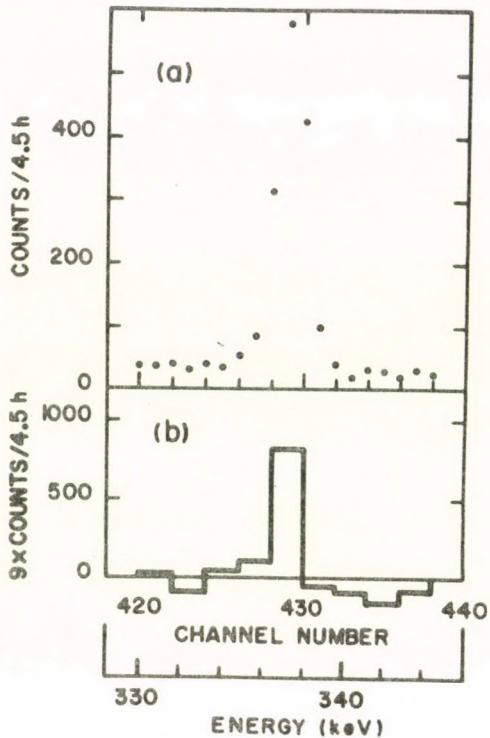


Fig. 3. Observed spectra of γ rays from a natural indium foil.
 (a) After irradiation by γ rays in a 700-Ci ^{60}Co irradiation facility,
 by (γ, γ') reaction. (b) After irradiation by positrons from a ^{64}Cu
 source, by the NEPA process.

In the case of ^{176}Lu , Watanabe et al. [15] observed the 88.35-keV γ rays of the daughter nuclide ^{176}Hf (cf. Fig. 2). Since this γ ray is also emitted following the ground-state decay of ^{176}Lu , a special care was taken to estimate the area under the peak in the γ -ray spectrum. The induced activity due to the NEPA was obtained as the difference between the photopeak areas of the lutecium foil before and after positron irradiation. Although the excited level of the ^{176}Lu nucleus is not clear, we assumed that only the 1083-keV level can be excited by the NEPA and estimated the cross section for this level.

All the measured cross sections are listed in Table 1. The energy of the excited level, the positron source used and the employed experimental method are also shown in the table. It is clear from the table that all the values for the 1078-keV level in ^{115}In agree well with each other within the experimental errors and that the value for ^{113}In and the upper limit for ^{111}Cd are somewhat smaller than these values, but in order-of-magnitude agreement with them. The largeness of the value for the 1464-keV level in ^{115}In can be ascribed to the fact that the multipolarity of the upward transition to this level from the ground state is M1. On the other hand, the high value for ^{176}Lu may be supported by the large photoexcitation cross section of this nuclide [16]. However, all the measured values

Table 1. Measured values of the NEPA cross section.

Nuclide	Level (keV)	Positron source	Method	Cross section (cm ²)	Ref.
¹¹⁵ In	1078	²² Na	e ⁻	~ 10 ⁻²⁴	[11]
	1078	²² Na	γ	(4.6±3.2) × 10 ⁻²⁴	[12]
	1078	⁶⁴ Cu	γ	(8.7±4.2) × 10 ⁻²⁴	[12]
	1078	⁶⁴ Cu	γ	(3.9±1.4) × 10 ⁻²⁴	[9]
	1464	⁶⁴ Cu	γ	(1.4±0.5) × 10 ⁻²²	[9]
	1078	⁶⁴ Cu	γ	(4.8±2.1) × 10 ⁻²⁴	[13]
¹¹³ In	1129	⁶⁴ Cu	°γ	(1.9±1.0) × 10 ⁻²⁴	[13]
¹¹¹ Cd	--	⁶⁴ Cu	γ	σ_{eff} only	[13]
	1330	⁶⁴ Cu	γ	< 8.6 × 10 ⁻²⁵	[14]
¹⁷⁶ Lu	1083	⁶⁴ Cu	γ	(9.0±3.2) × 10 ⁻²²	[15]

in Table 1 are one or two order of magnitude higher than the calculated values in the two-step model.

The possible reasons for the large discrepancy between the measured and calculated values are considered to be the following: First, the theoretical values were calculated by the two-step model, which is based on many assumptions. Moreover, they were estimated by using the measured values of σ_{ph} . Second, the positron spectrum inside the target was estimated from the spectra of positrons passing through the thinner foils. This corresponds to the neglection of backscattering effect in the target. For thick targets, this assumption is not so good. Third, other excited levels also may exist which de-excite to the isomeric state. Finally, in order to estimate both theoretical and experimental cross sections, we used many nuclear parameters of the excited level as well as the photoexcitation cross section. The number of experiments for these values is not so large and the experimental errors are sometimes very large. The experimental values scatter each other.

There are many other nuclides in which the (γ, γ') reaction has been already observed. ⁷⁷Se, ⁷⁹Br, ⁸⁷Sr, ¹⁰³Rh, ¹⁰⁷Ag, ¹⁰⁹Ag, ¹³⁵Ba, ¹⁸⁰Hf, ¹⁸¹Ta, ¹⁸¹Os, ¹⁹⁸Os, ¹⁹⁹Hg and ²⁰⁴Pb. It is hopeful to try to observe the NEPA process for these nuclides. For this purpose, experimental studied on the nuclear parameters of the excited levels in these nuclides, such as energy, spin, parity, multipolarity of the upward transition from the ground state and branching ratio to the isomeric

state, should be performed with accuracy. It is also important to measure the photoexcitation cross section for these nuclides.

Acknowledgement

The author wishes to thank prof. D. Berényi and the members of the Nuclear Atomic Physics Group for their kind hospitality during his stay in ATOMKI. He is also grateful to the Yamada Science Foundation for the financial support.

References

- [1] P. A. M. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. 26 (1930) 361; Proc. Roy. Soc. (London) A133 (1931) 60.
- [2] C. D. Anderson, Phys. Rev. 41 (1932) 405; 43 (1933) 491.
- [3] D. Berényi and S. A. H. Seif El-Nasr, ATOMKI Közlemények 13 (1971) 137.
- [4] D. Berényi, Proc. Intern. Conf. on Inner-Shell Ionization Phenomena and Future Applications, Atlanta, Georgia, 1972, ed. by R. W. Fink et al. (U. S. AEC, Oak Ridge, Tenn., 1973), p. 2175.
- [5] T. Mukoyama, H. Mazaki and S. Shimizu, Phys. Rev. A, 20 (1979) 82.
- [6] S. Shimizu, T. Mukoyama and Y. Nakayama, Phys. Rev. 173 (1968) 405.
- [7] R. D. Present and S. C. Chen, Phys. Rev. 83 (1951) 238; * 85 (1952) 447.
- [8] For example, see S. Shimizu, Y. Nakayama, H. Hirata and H. Mazaki, Nucl. Phys. 54 (1964) 265.
- [9] Y. Watanabe, T. Mukoyama and S. Shimizu, Phys. Rev. C 19 (1979) 32.
- [10] D. P. Grechukhin and A. A. Soldatov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 74 (1978) 13 [Sov. Phys. JETP 47 (1978) 6].
- [11] T. Mukoyama and S. Shimizu, Phys. Rev. C 5 (1972) 95.
- [12] Y. Watanabe, Master Thesis, Dept. of Nuclear Engineering, Kyoto University, 1977, unpublished.
- [13] I. N. Vishnevskii, V. A. Zheltonozhekii, V. P. Svyato and V. V. Trishin, Izv. Akad. Nauk. CCCP, Ser. Fiz. 43 (1979) 2142.
- [14] Y. Watanabe, T. Mukoyama and S. Shimizu, Phys. Rev. C 21 (1980) 1753.
- [15] Y. Watanabe, T. Mukoyama and R. Katano, to be published.
- [16] Y. Watanabe and T. Mukoyama, to be published.

Referees: G. Hock
E. Vatai

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 99-112

RANGE AND REL DATA FOR LIGHT AND HEAVY IONS IN CR-39,
CN-85 AND PC NUCLEAR TRACK DETECTORS

GY. ALMÁSI AND G. SOMOGYI

Institute of Nuclear Research Debrecen, Pf. 51. Hungary

Range-energy and restricted energy loss (REL)-energy data are calculated for light and heavy ions over the energy interval 0.02-20 MeV/nucl in CR-39 (allyl diglycol polycarbonate), CN-85 (Kodak-Pathé cellulose nitrate) and PC (bisphenol-A polycarbonate) nuclear track detectors which are being extensively used in many applications. The method used to generate the range and REL data in any stopping material of known composition is briefly outlined. The calculations are based on one of the popular semiempirical formalism used for the analysis of nuclear tracks in solids, as described by Henke and Benton (1967). The calculated data are listed for some representative ions (^1H , ^4He , ^{12}C , ^{20}Ne , ^{56}Fe and ^{238}U) which may be reasonably used in determining the response function of polymeric nuclear track detectors. The REL data are given when using various ω_0 values between 0.1 and 1 keV. These may promote to find the best response curve for the recently found track detector material of CR-39 of unique sensitivity.

HATÓTÁVOLSÁG ÉS REL ADATOK KÖNNYÜ ÉS NEHÉZ IONOKRA CR-39, CN-85 ÉS PC NUKLEÁRIS NYOMDETETKOTOROKBAN. Hatótávolság-energia és korlátozott energiaveszteség (REL)-energia adatokat számítottunk ki a 0.02-20 MeV/ate energiatartományban, könnyü és nehéz ionokra, CR-39 (allyl-diglikol-polikarbonát), CN-85 (Kodak-Pathé celluloz nitrát) és PC (biszfenol-A polikarbonát) nukleáris nyomdetektorokban, amelyeket az utóbbi időben széleskörben kezdenek használni. A számítási módszert, amelyet a hatótávolság és REL adatok tetszőleges, ismert összetételű anyagokban való meghatározására használtunk, röviden körvonalazzuk. A számítások a Henke és Benton (1967) által leírt félempirikus formalizmuson alapszanak, amelyet gyakran használnak szilárd anyagokban a nukleáris nyomok analizisére. Számítási eredményeinket néhány olyan tipikus ionra vonatkozóanadtuk meg, amelyek müanyag nyomdetektorokban lehetőséget nyújthatnak a válaszfüggvény meghatározására. A REL adatokat a 0.1-1 keV tartományba eső különböző ω_0 értékekkel számolva adtuk meg. Ez elsegitheti a legjobb válaszfüggvény meghatározását a nemrég felfedezett, nagyérzékenységű CR-39 nyomdetektor esetében.

ДАННЫЕ ПРОБЕГА И "REL" ДЛЯ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ЯДЕРНЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ CR-39, CN-85 И РС. Данные для зависимости пробега и ограниченной удельной энергетической потери от энергии расчитаны для легких и тяжелых ионов в интервале энергии 0,02-20 Мэв /нукл в случае ядерных трековых детекторов CR-39 (allyl diglycol polycarbonate), CN-85 (Kodak-Pathé cellulose nitrate) и РС (bisphenol-A polycarbonate), получивших в последнее время широкое применение. Кратко описан метод расчета данных пробега и "REL" в любом веществе с известным составом. Расчеты основываются на полуэмпирическом формализме Генке и Бентона (1967), который часто используется для анализа ядерных треков в твердых телах. Расчитанные данные табулированы для нескольких типичных ионов (^1H , ^4He , ^{12}C , ^{20}Ne , ^{56}Fe , ^{238}U), которые можно использовать для определения функции характеристики полимерных ядерных трековых детекторов. Данные "REL" были расчитаны с рассмотрением разных ω_0 в интервале 0.1 и 1 кэВ. Это дает возможность получения наилучшей функции характеристики недавно открытого, высокочувствительного трекового детектора CR-39.

1. Introduction

The knowledge of the energy loss responsible for the etchable nuclear tracks and of the range-energy relation of nuclear particles is an essential requirement in almost all the fields when using any nuclear track detector. To meet this need a computer programme has been developed which can be used for the calculation of range and energy loss data for any ion entering a given track detector of known chemical composition. In our calculations, as an energy loss responsible for the selective etchability of the damage zones produced along the particle trajectories in dielectric solids, the so-called restricted energy loss (REL) is considered (see the report by Benton, 1968).

In our present report computed range and REL data are given for some representative light and heavy ions over an energy interval 0.02-20 MeV/nucl., in which interval studies are frequently performed with using polymeric nuclear track detectors. The above data are computed for the chemical compositions related to the CR-39, CN-85 and PC track detectors. Request for such information have arisen in many recent works, especially for the case of the newly developed CR-39 and CN-85 (Kodak-Pathé product) detector materials. The urgent need of range-energy and REL data is particularly true in the case of CR-39 track detectors of unique sensitivity, which are being effectively utilized in more and more wide field of applications. The data computed for PC detector are listed only for the sake of comparison.

2. Outline of the range calculations

Our range calculations are based on a semiempirical theoretical model presented by Barkas and Berger (1964) and modified and extended by Henke and Benton (1967). The uncertainty in the range data obtained by such a calculation formalism, according to the independent set of measurements performed in the energy interval 1-10 MeV/nucl is smaller than 2 %. When using this calculation method, the range of different ions at a given velocity $v=\beta c$, can be derived from the relationship

$$R(\beta) = \frac{M}{z^2} [\lambda(\beta) + B_z(\beta)]$$

where $\lambda(\beta)$ is the range of an "ideal" proton (i.e. a proton with no charge neutralization near the stopping end of the trajectory), $B_z(\beta)$ is the generalized range extension caused by charge neutralization as the ion comes to rest, M and z are the mass and charge of the ion in the units of the proton. The expressions $\lambda(\beta)$ and $B_z(\beta)$ can be computed from the equations (6.15) and (6.18) given in the report by Benton (1968).

3. The REL calculation

In polymeric nuclear track detectors the restricted energy loss or REL-model has proved to be sufficiently good to characterize the etching behaviour of the damaged zones produced along nuclear tracks. In this model it is assumed that only knock-on electrons with energy smaller than a given maximum value ω_0 can play dominant role in causing etchable radiation damages. In the model, ω_0 is considered as a fitting parameter. In our present report for the calculation of REL (ω_0) values we used the formulae (see the report by Somogyi et al. 1976) as follows

$$\text{REL} = \begin{cases} \text{REL1} = z^2 \left(\lambda'(\beta) + \frac{B_z'(\beta)(1-\beta^2)^{3/2}}{931.141\beta} \right)^{-1} & \text{if } \Delta_1 \leq 0 \\ \text{REL2} = \text{REL1} - \Delta_1, & \text{if } \Delta_1 \geq 0 \\ \text{REL3} = \text{REL1} - \text{REL2} + \Delta_2 & \text{if } \Delta_1 + \Delta_2 \leq \text{REL2} \end{cases}$$

where

$\lambda'(\beta)$ and $B_z'(\beta)$ can be computed from the equations (6.16) and (6.20) given in the report by Benton (1968);

$$\Delta_1 = K n z_{\text{eff}}^2 \beta^{-2} \left(\ln \frac{\omega}{\omega_0} - \beta^2 \right),$$

$$\Delta_2 = 2 K n z_{\text{eff}}^2 \beta^{-2} \left(\ln \frac{\omega_0}{I_c} - C(\beta) \right),$$

$$K = 2\pi e^4 / m_e c^2 = 2.55 \cdot 10^{-25} \text{ MeV cm}^2,$$

$$n = \rho N_A / \langle A/Z \rangle \text{ electron cm}^{-3},$$

$$z_{\text{eff}} = z [1 - \exp(-125\beta / z^{2/3})],$$

$$\beta^2 = 1 - [1 + (E/931.141 \text{ MeV})]^{-2},$$

$$\omega_m = 2\pi c^2 \beta^2 (1 - \beta^2)^{-1},$$

$$\ln I_c = \langle A/Z \rangle \sum_i f_i \langle Z/A \rangle_i \ln I_i,$$

$$I_i (\text{eV}) = \begin{cases} 12 Z_i + 7, & \text{if } Z_i \leq 13 \\ 9.76 Z_i + 58.8 Z_i^{-0.19} & \text{if } Z_i \geq 13 \end{cases}$$

$$f_i = \frac{\mu_i A_i}{\sum_j \mu_j A_j},$$

$$\langle A/Z \rangle^{-1} = \sum_i f_i \langle Z/A \rangle_i,$$

$$C(\beta) = \langle A/Z \rangle \sum_i \frac{f_i C_i}{A_i},$$

$$C_i = \sum_{m=2}^3 \sum_{n=1}^3 a_{mn} (\beta^{-2}-1)^n I_i^m$$

z, M, E : the charge, mass and energy of the ion,

μ_i : number of the i th component in the chemical formula of the stopping material,

Z_i, A_i : atomic numbers and atomic weights in the stopping material,

a_{mn} : can be found in the report by Barkas and Berger (1964).

ρ : density of the stopping material.

In order to determine the response function (V_T/V_B versus REL) of a given polymeric track detector, different authors have proposed the use of REL (ω_0) data computed with different ω_0 values within the energy interval 0.1-1 keV. To choose the most suitable REL(ω_0) data for fitting the experimental data for CR-39 track detectors we have listed below the REL data calculated at five representative values of the ω_0 parameter.

RANGE

IN C12-H18-O7 (CR-39) IN μm
 $I=70.2$, $\langle A/Z \rangle = 1.877$, $\rho = 1.31 \text{ g} \times \text{cm}^{-3}$

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	C12	NE20	FE56
0.0025	6.917E-02	1.250E-01	1.621E-01	2.059E-01	3.670E-01
0.0050	9.984E-02	1.873E-01	2.399E-01	3.022E-01	5.407E-01
0.0075	1.277E-01	2.409E-01	3.048E-01	3.802E-01	6.769E-01
0.0100	1.539E-01	2.897E-01	3.629E-01	4.487E-01	7.937E-01
0.0200	2.507E-01	4.627E-01	5.635E-01	6.768E-01	1.167E+00
0.0300	3.418E-01	6.187E-01	7.393E-01	8.690E-01	1.465E+00
0.0400	4.304E-01	7.668E-01	8.962E-01	1.043E+00	1.725E+00
0.0500	5.182E-01	9.107E-01	1.042E+00	1.206E+00	1.961E+00
0.0600	6.056E-01	1.052E+00	1.180E+00	1.350E+00	2.179E+00
0.0700	6.933E-01	1.192E+00	1.313E+00	1.509E+00	2.384E+00
0.0800	7.814E-01	1.331E+00	1.441E+00	1.654E+00	2.579E+00
0.0900	8.701E-01	1.470E+00	1.565E+00	1.795E+00	2.765E+00
0.1000	9.593E-01	1.609E+00	1.687E+00	1.924E+00	2.945E+00
0.2000	1.983E+00	3.037E+00	2.826E+00	3.113E+00	4.512E+00
0.3000	3.287E+00	4.580E+00	3.917E+00	4.182E+00	5.865E+00
0.4000	4.850E+00	6.259E+00	5.012E+00	5.208E+00	7.117E+00
0.5000	6.657E+00	8.092E+00	6.132E+00	6.218E+00	8.311E+00
0.6000	8.695E+00	1.014E+01	7.285E+00	7.228E+00	9.468E+00
0.7000	1.096E+01	1.240E+01	8.476E+00	8.246E+00	1.054E+01
0.8000	1.343E+01	1.488E+01	9.708E+00	9.277E+00	1.160E+01
0.9000	1.612E+01	1.757E+01	1.028E+01	1.032E+01	1.264E+01
1.0000	1.901E+01	2.047E+01	1.231E+01	1.139E+01	1.366E+01
2.0000	5.865E+01	6.010E+01	2.813E+01	2.337E+01	2.359E+01
3.0000	1.151E+02	1.165E+02	4.834E+01	3.776E+01	3.371E+01
4.0000	1.882E+02	1.896E+02	7.321E+01	5.487E+01	4.456E+01
5.0000	2.777E+02	2.792E+02	1.032E+02	7.480E+01	5.633E+01
6.0000	3.835E+02	3.850E+02	1.395E+02	9.760E+01	6.911E+01
7.0000	5.057E+02	5.071E+02	1.792E+02	1.233E+02	8.297E+01
8.0000	6.441E+02	6.455E+02	2.254E+02	1.520E+02	9.796E+01
9.0000	7.988E+02	8.003E+02	2.769E+02	1.837E+02	1.141E+02
10.0000	9.666E+02	9.681E+02	3.329E+02	2.178E+02	1.312E+02
11.0000	1.145E+03	1.146E+03	3.923E+02	2.537E+02	1.490E+02
12.0000	1.337E+03	1.339E+03	4.564E+02	2.923E+02	1.678E+02
13.0000	1.543E+03	1.544E+03	5.250E+02	3.335E+02	1.876E+02
14.0000	1.762E+03	1.764E+03	5.981E+02	3.775E+02	2.085E+02
15.0000	1.995E+03	1.996E+03	6.757E+02	4.240E+02	2.303E+02
16.0000	2.241E+03	2.242E+03	7.576E+02	4.732E+02	2.531E+02
17.0000	2.500E+03	2.501E+03	8.440E+02	5.250E+02	2.770E+02
18.0000	2.772E+03	2.773E+03	9.346E+02	5.794E+02	3.018E+02
19.0000	3.056E+03	3.058E+03	1.029E+03	6.364E+02	3.276E+02
20.0000	3.354E+03	3.355E+03	1.129E+03	6.959E+02	3.544E+02

REL ($\omega_0 = 300$ eV)IN C12-H18-07 (CR-39) IN MeV cm²g⁻¹

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	C12	NE20	FE56
0.0025	5.828E+02	1.105E+03	2.568E+03	3.392E+03	5.164E+03
0.0050	6.586E+02	1.343E+03	3.287E+03	4.502E+03	7.120E+03
0.0075	7.094E+02	1.503E+03	3.757E+03	5.268E+03	8.556E+03
0.0100	7.450E+02	1.618E+03	4.105E+03	5.861E+03	9.726E+03
0.0200	8.207E+02	1.885E+03	4.957E+03	7.433E+03	1.311E+04
0.0300	8.526E+02	2.019E+03	5.433E+03	8.412E+03	1.549E+04
0.0400	8.670E+02	2.096E+03	6.070E+03	9.112E+03	1.737E+04
0.0500	8.723E+02	2.144E+03	6.467E+03	9.646E+03	1.892E+04
0.0600	8.724E+02	2.173E+03	6.785E+03	1.007E+04	2.025E+04
0.0700	8.692E+02	2.189E+03	7.045E+03	1.042E+04	2.141E+04
0.0800	8.637E+02	2.197E+03	7.262E+03	1.071E+04	2.245E+04
0.0900	8.569E+02	2.198E+03	7.444E+03	1.095E+04	2.338E+04
0.1000	8.613E+02	2.195E+03	7.598E+03	1.165E+04	2.422E+04
0.2000	5.919E+02	1.878E+03	7.555E+03	1.245E+04	2.670E+04
0.3000	4.400E+02	1.600E+03	7.048E+03	1.223E+04	2.688E+04
0.4000	3.557E+02	1.434E+03	6.638E+03	1.201E+04	2.708E+04
0.5000	3.016E+02	1.237E+03	6.280E+03	1.175E+04	2.720E+04
0.6000	2.634E+02	1.005E+03	5.961E+03	1.148E+04	2.726E+04
0.7000	2.348E+02	9.661E+02	5.674E+03	1.120E+04	2.899E+04
0.8000	2.125E+02	8.706E+02	5.412E+03	1.091E+04	2.952E+04
0.9000	1.946E+02	7.953E+02	5.174E+03	1.062E+04	2.993E+04
1.0000	1.797E+02	7.325E+02	4.956E+03	1.034E+04	3.024E+04
2.0000	1.083E+02	4.354E+02	3.578E+03	8.174E+03	3.062E+04
3.0000	7.853E+01	3.147E+02	2.785E+03	6.640E+03	2.866E+04
4.0000	6.165E+01	2.468E+02	2.263E+03	5.544E+03	2.623E+04
5.0000	5.066E+01	2.027E+02	1.858E+03	4.732E+03	2.395E+04
6.0000	4.311E+01	1.725E+02	1.575E+03	4.129E+03	2.176E+04
7.0000	3.793E+01	1.517E+02	1.390E+03	3.696E+03	2.000E+04
8.0000	3.390E+01	1.356E+02	1.229E+03	3.347E+03	1.842E+04
9.0000	3.068E+01	1.227E+02	1.111E+03	3.060E+03	1.733E+04
10.0000	2.805E+01	1.122E+02	1.015E+03	2.819E+03	1.620E+04
11.0000	2.585E+01	1.034E+02	9.340E+02	2.615E+03	1.521E+04
12.0000	2.398E+01	9.594E+01	8.660E+02	2.426E+03	1.433E+04
13.0000	2.239E+01	8.954E+01	8.077E+02	2.263E+03	1.354E+04
14.0000	2.100E+01	8.399E+01	7.573E+02	2.121E+03	1.284E+04
15.0000	1.978E+01	7.913E+01	7.132E+02	1.996E+03	1.221E+04
16.0000	1.871E+01	7.484E+01	6.743E+02	1.886E+03	1.163E+04
17.0000	1.775E+01	7.101E+01	6.397E+02	1.788E+03	1.112E+04
18.0000	1.690E+01	6.759E+01	6.088E+02	1.701E+03	1.064E+04
19.0000	1.612E+01	6.450E+01	5.809E+02	1.622E+03	1.021E+04
20.0000	1.543E+01	6.170E+01	5.556E+02	1.550E+03	9.815E+03

RANGE

IN C6-H8-O8-N2 (CN-85) IN μm $I=80.2$, $\langle A/Z \rangle = 1.934$, $\rho = 1.52 \text{ g/cm}^{-3}$

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	C12	NE20	FE56
0.0025	4.965E-02	1.020E-01	1.468E-01	1.899E-01	3.426E-01
0.0050	7.936E-02	1.613E-01	2.201E-01	2.803E-01	5.054E-01
0.0075	1.059E-01	2.120E-01	2.810E-01	3.535E-01	6.331E-01
0.0100	1.309E-01	2.581E-01	3.356E-01	4.178E-01	7.427E-01
0.0200	2.235E-01	4.220E-01	5.242E-01	6.319E-01	1.092E+00
0.0300	3.111E-01	5.706E-01	6.897E-01	8.125E-01	1.372E+00
0.0400	3.968E-01	7.121E-01	8.376E-01	9.760E-01	1.616E+00
0.0500	4.819E-01	8.497E-01	9.753E-01	1.129E+00	1.837E+00
0.0600	5.668E-01	9.852E-01	1.106E+00	1.275E+00	2.042E+00
0.0700	6.520E-01	1.119E+00	1.231E+00	1.415E+00	2.234E+00
0.0800	7.376E-01	1.253E+00	1.352E+00	1.551E+00	2.417E+00
0.0900	8.238E-01	1.384E+00	1.470E+00	1.684E+00	2.592E+00
0.1000	9.104E-01	1.519E+00	1.585E+00	1.805E+00	2.761E+00
0.2000	1.897E+00	2.885E+00	2.661E+00	2.925E+00	4.231E+00
0.3000	3.139E+00	4.350E+00	3.690E+00	3.931E+00	5.501E+00
0.4000	4.614E+00	5.933E+00	4.720E+00	4.894E+00	6.675E+00
0.5000	6.307E+00	7.652E+00	5.769E+00	5.841E+00	7.793E+00
0.6000	8.208E+00	9.563E+00	6.846E+00	6.785E+00	8.877E+00
0.7000	1.031E+01	1.167E+01	7.956E+00	7.735E+00	9.883E+00
0.8000	1.261E+01	1.396E+01	9.103E+00	8.697E+00	1.008E+01
0.9000	1.509E+01	1.645E+01	1.029E+01	9.671E+00	1.185E+01
1.0000	1.776E+01	1.912E+01	1.151E+01	1.066E+01	1.280E+01
2.0000	5.424E+01	5.560E+01	2.612E+01	2.176E+01	2.204E+01
3.0000	1.063E+02	1.076E+02	4.478E+01	3.507E+01	3.140E+01
4.0000	1.733E+02	1.747E+02	6.759E+01	5.031E+01	4.150E+01
5.0000	2.553E+02	2.546E+02	9.502E+01	6.909E+01	5.237E+01
6.0000	3.521E+02	3.535E+02	1.273E+02	8.999E+01	6.415E+01
7.0000	4.638E+02	4.652E+02	1.646E+02	1.135E+02	7.692E+01
8.0000	5.904E+02	5.918E+02	2.068E+02	1.390E+02	9.071E+01
9.0000	7.320E+02	7.334E+02	2.540E+02	1.688E+02	1.056E+02
10.0000	8.833E+02	8.847E+02	3.044E+02	1.996E+02	1.211E+02
11.0000	1.046E+03	1.047E+03	3.595E+02	2.322E+02	1.373E+02
12.0000	1.220E+03	1.222E+03	4.167E+02	2.673E+02	1.545E+02
13.0000	1.407E+03	1.409E+03	4.791E+02	3.048E+02	1.726E+02
14.0000	1.606E+03	1.608E+03	5.455E+02	3.447E+02	1.916E+02
15.0000	1.818E+03	1.819E+03	6.159E+02	3.870E+02	2.115E+02
16.0000	2.041E+03	2.042E+03	6.903E+02	4.317E+02	2.323E+02
17.0000	2.276E+03	2.277E+03	7.686E+02	4.787E+02	2.540E+02
18.0000	2.522E+03	2.524E+03	8.508E+02	5.280E+02	2.766E+02
19.0000	2.781E+03	2.782E+03	9.349E+02	5.796E+02	3.001E+02
20.0000	3.050E+03	3.052E+03	1.027E+03	6.336E+02	3.244E+02

REL ($\omega_0 = 300$ eV)
 IN C6-H8-O8-N2 (CN-85) IN MeV cm²g⁻¹

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	C12	NE20	FE54
0.0025	5.051E+02	9.881E+02	2.344E+03	3.109E+03	4.745E+03
0.0050	5.937E+02	1.223E+03	3.015E+03	4.135E+03	6.546E+03
0.0075	6.423E+02	1.371E+03	3.448E+03	4.840E+03	7.867E+03
0.0100	6.741E+02	1.475E+03	3.766E+03	5.384E+03	8.942E+03
0.0200	7.359E+02	1.709E+03	4.541E+03	6.822E+03	1.205E+04
0.0300	7.613E+02	1.824E+03	4.970E+03	7.715E+03	1.424E+04
0.0400	7.716E+02	1.890E+03	5.547E+03	8.352E+03	1.596E+04
0.0500	7.748E+02	1.930E+03	5.905E+03	8.838E+03	1.739E+04
0.0600	7.740E+02	1.954E+03	6.192E+03	9.224E+03	1.860E+04
0.0700	7.708E+02	1.967E+03	6.426E+03	9.539E+03	1.967E+04
0.0800	7.660E+02	1.974E+03	6.622E+03	9.801E+03	2.061E+04
0.0900	7.601E+02	1.975E+03	6.786E+03	1.002E+04	2.147E+04
0.1000	7.641E+02	1.973E+03	6.926E+03	1.064E+04	2.224E+04
0.2000	5.284E+02	1.685E+03	6.850E+03	1.133E+04	2.434E+04
0.3000	3.947E+02	1.440E+03	6.376E+03	1.109E+04	2.438E+04
0.4000	3.209E+02	1.297E+03	6.009E+03	1.087E+04	2.448E+04
0.5000	2.734E+02	1.124E+03	5.695E+03	1.065E+04	2.456E+04
0.6000	2.398E+02	9.898E+02	5.417E+03	1.042E+04	2.460E+04
0.7000	2.145E+02	8.838E+02	5.167E+03	1.017E+04	2.619E+04
0.8000	1.946E+02	7.982E+02	4.939E+03	9.922E+03	2.667E+04
0.9000	1.785E+02	7.304E+02	4.728E+03	9.673E+03	2.706E+04
1.0000	1.651E+02	6.736E+02	4.535E+03	9.426E+03	2.735E+04
2.0000	9.972E+01	4.010E+02	3.290E+03	7.405E+03	2.781E+04
3.0000	7.257E+01	2.908E+02	2.574E+03	6.109E+03	2.615E+04
4.0000	5.707E+01	2.284E+02	2.097E+03	5.115E+03	2.401E+04
5.0000	4.691E+01	1.877E+02	1.722E+03	4.373E+03	2.188E+04
6.0000	4.008E+01	1.603E+02	1.465E+03	3.833E+03	2.004E+04
7.0000	3.531E+01	1.413E+02	1.285E+03	3.438E+03	1.854E+04
8.0000	3.160E+01	1.264E+02	1.146E+03	3.118E+03	1.722E+04
9.0000	2.863E+01	1.145E+02	1.037E+03	2.854E+03	1.605E+04
10.0000	2.619E+01	1.048E+02	9.476E+02	2.633E+03	1.503E+04
11.0000	2.416E+01	9.653E+01	8.730E+02	2.445E+03	1.412E+04
12.0000	2.243E+01	8.972E+01	8.099E+02	2.249E+03	1.332E+04
13.0000	2.095E+01	8.378E+01	7.558E+02	2.118E+03	1.260E+04
14.0000	1.966E+01	7.863E+01	7.090E+02	1.986E+03	1.196E+04
15.0000	1.853E+01	7.411E+01	6.680E+02	1.870E+03	1.139E+04
16.0000	1.753E+01	7.011E+01	6.318E+02	1.768E+03	1.085E+04
17.0000	1.664E+01	6.655E+01	5.996E+02	1.677E+03	1.037E+04
18.0000	1.584E+01	6.337E+01	5.708E+02	1.595E+03	9.939E+03
19.0000	1.512E+01	6.049E+01	5.448E+02	1.521E+03	9.541E+03
20.0000	1.447E+01	5.788E+01	5.213E+02	1.454E+03	9.175E+03

RANGE

IN C16-H14-O3 (PC) IN μm $I=69.4$, $\langle A/Z \rangle = 1.895$, $\rho = 1.2 \text{ g} \times \text{cm}^{-3}$

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	C12	NE20	FE56
0.0025	7.790E-02	1.392E-01	1.785E-01	2.263E-01	4.028E-01
0.0050	1.112E-01	2.072E-01	2.638E-01	3.319E-01	5.934E-01
0.0075	1.416E-01	2.658E-01	3.349E-01	4.174E-01	7.428E-01
0.0100	1.703E-01	3.193E-01	3.987E-01	4.926E-01	8.710E-01
0.0200	2.762E-01	5.088E-01	6.187E-01	7.429E-01	1.280E+00
0.0300	3.758E-01	6.797E-01	8.115E-01	9.537E-01	1.608E+00
0.0400	4.728E-01	8.420E-01	9.835E-01	1.145E+00	1.893E+00
0.0500	5.688E-01	9.995E-01	1.144E+00	1.323E+00	2.151E+00
0.0600	6.645E-01	1.154E+00	1.295E+00	1.493E+00	2.391E+00
0.0700	7.603E-01	1.308E+00	1.440E+00	1.656E+00	2.616E+00
0.0800	8.567E-01	1.460E+00	1.581E+00	1.815E+00	2.830E+00
0.0900	9.537E-01	1.612E+00	1.717E+00	1.969E+00	3.034E+00
0.1000	1.051E+00	1.764E+00	1.851E+00	2.111E+00	3.231E+00
0.2000	2.172E+00	3.329E+00	3.099E+00	3.415E+00	4.950E+00
0.3000	3.601E+00	5.019E+00	4.295E+00	4.587E+00	6.435E+00
0.4000	5.315E+00	6.859E+00	5.497E+00	5.713E+00	7.809E+00
0.5000	7.297E+00	8.872E+00	6.724E+00	6.821E+00	9.119E+00
0.6000	9.534E+00	1.112E+01	7.991E+00	7.930E+00	1.039E+01
0.7000	1.202E+01	1.360E+01	9.298E+00	9.047E+00	1.157E+01
0.8000	1.474E+01	1.633E+01	1.065E+01	1.018E+01	1.273E+01
0.9000	1.769E+01	1.928E+01	1.205E+01	1.133E+01	1.387E+01
1.0000	2.087E+01	2.246E+01	1.350E+01	1.250E+01	1.499E+01
2.0000	6.441E+01	6.600E+01	3.088E+01	2.565E+01	2.588E+01
3.0000	1.264E+02	1.280E+02	5.309E+01	4.146E+01	3.700E+01
4.0000	2.068E+02	2.084E+02	8.043E+01	6.027E+01	4.892E+01
5.0000	3.052E+02	3.068E+02	1.134E+02	8.217E+01	6.184E+01
6.0000	4.216E+02	4.232E+02	1.522E+02	1.072E+02	7.589E+01
7.0000	5.558E+02	5.574E+02	1.970E+02	1.355E+02	9.112E+01
8.0000	7.080E+02	7.096E+02	2.477E+02	1.671E+02	1.076E+02
9.0000	8.782E+02	8.798E+02	3.044E+02	2.019E+02	1.254E+02
10.0000	1.063E+03	1.064E+03	3.660E+02	2.394E+02	1.441E+02
11.0000	1.259E+03	1.261E+03	4.314E+02	2.789E+02	1.637E+02
12.0000	1.470E+03	1.472E+03	5.019E+02	3.213E+02	1.844E+02
13.0000	1.697E+03	1.699E+03	5.773E+02	3.667E+02	2.062E+02
14.0000	1.938E+03	1.940E+03	6.578E+02	4.151E+02	2.291E+02
15.0000	2.194E+03	2.196E+03	7.431E+02	4.663E+02	2.531E+02
16.0000	2.465E+03	2.466E+03	8.333E+02	5.204E+02	2.782E+02
17.0000	2.750E+03	2.751E+03	9.283E+02	5.774E+02	3.045E+02
18.0000	3.049E+03	3.050E+03	1.028E+03	6.373E+02	3.318E+02
19.0000	3.362E+03	3.364E+03	1.132E+03	6.999E+02	3.601E+02
20.0000	3.689E+03	3.691E+03	1.241E+03	7.654E+02	3.896E+02

REL ($\omega_0 = 300$ eV)
 IN C16-H14-O3 (PC) IN MeV cm²×g⁻¹

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	C12	NE20	FE56
0.0025	5.903E+02	1.109E+03	2.560E+03	3.378E+03	5.139E+03
0.0050	6.593E+02	1.340E+03	3.273E+03	4.481E+03	7.084E+03
0.0075	7.085E+02	1.498E+03	3.740E+03	5.243E+03	8.513E+03
0.0100	7.436E+02	1.612E+03	4.086E+03	5.833E+03	9.677E+03
0.0200	8.188E+02	1.878E+03	4.934E+03	7.397E+03	1.305E+04
0.0300	8.507E+02	2.012E+03	5.408E+03	8.372E+03	1.542E+04
0.0400	8.652E+02	2.090E+03	6.043E+03	9.069E+03	1.728E+04
0.0500	8.706E+02	2.137E+03	6.439E+03	9.601E+03	1.882E+04
0.0600	8.707E+02	2.166E+03	6.755E+03	1.002E+04	2.015E+04
0.0700	8.675E+02	2.182E+03	7.015E+03	1.037E+04	2.131E+04
0.0800	8.621E+02	2.190E+03	7.230E+03	1.066E+04	2.233E+04
0.0900	8.552E+02	2.192E+03	7.412E+03	1.090E+04	2.326E+04
0.1000	8.596E+02	2.189E+03	7.556E+03	1.160E+04	2.410E+04
0.2000	5.905E+02	1.872E+03	7.525E+03	1.240E+04	2.659E+04
0.3000	4.387E+02	1.595E+03	7.022E+03	1.219E+04	2.678E+04
0.4000	3.545E+02	1.429E+03	6.613E+03	1.196E+04	2.698E+04
0.5000	3.004E+02	1.232E+03	6.256E+03	1.171E+04	2.711E+04
0.6000	2.623E+02	1.080E+03	5.937E+03	1.143E+04	2.717E+04
0.7000	2.338E+02	9.616E+02	5.649E+03	1.115E+04	2.889E+04
0.8000	2.115E+02	8.664E+02	5.389E+03	1.086E+04	2.941E+04
0.9000	1.936E+02	7.913E+02	5.150E+03	1.058E+04	2.982E+04
1.0000	1.788E+02	7.288E+02	4.932E+03	1.029E+04	3.013E+04
2.0000	1.077E+02	4.331E+02	3.560E+03	8.135E+03	3.050E+04
3.0000	7.809E+01	3.129E+02	2.770E+03	6.605E+03	2.853E+04
4.0000	6.130E+01	2.454E+02	2.250E+03	5.514E+03	2.610E+04
5.0000	5.037E+01	2.015E+02	1.847E+03	4.706E+03	2.373E+04
6.0000	4.285E+01	1.714E+02	1.565E+03	4.105E+03	2.165E+04
7.0000	3.769E+01	1.508E+02	1.372E+03	3.674E+03	1.997E+04
8.0000	3.369E+01	1.348E+02	1.221E+03	3.326E+03	1.851E+04
9.0000	3.049E+01	1.220E+02	1.104E+03	3.040E+03	1.723E+04
10.0000	2.787E+01	1.115E+02	1.008E+03	2.801E+03	1.611E+04
11.0000	2.568E+01	1.027E+02	9.279E+02	2.598E+03	1.512E+04
12.0000	2.383E+01	9.532E+01	8.603E+02	2.410E+03	1.424E+04
13.0000	2.224E+01	8.896E+01	8.025E+02	2.248E+03	1.346E+04
14.0000	2.086E+01	8.344E+01	7.523E+02	2.107E+03	1.276E+04
15.0000	1.965E+01	7.861E+01	7.085E+02	1.983E+03	1.213E+04
16.0000	1.858E+01	7.434E+01	6.698E+02	1.874E+03	1.156E+04
17.0000	1.763E+01	7.054E+01	6.355E+02	1.777E+03	1.105E+04
18.0000	1.678E+01	6.713E+01	6.047E+02	1.689E+03	1.058E+04
19.0000	1.602E+01	6.407E+01	5.770E+02	1.611E+03	1.015E+04
20.0000	1.532E+01	6.129E+01	5.519E+02	1.540E+03	9.752E+03

REL

IN C12-H18-07 (CR-39) FOR H1 AND HE4 IONS

	$\omega_o = 100$ eV		$\omega_o = 200$ eV		$\omega_o = 300$ eV		$\omega_o = 500$ eV		$\omega_o = 1000$ eV	
ENRG./NUC. (MEV/AMU)	H1	HE4	H1	HE4	H1	HE4	H1	HE4	H1	HE4
0.0025	5.828E+02	1.105E+03	5.828E+02	1.105E+03	5.828E+02	1.105E+03	5.828E+02	1.105E+03	5.828E+02	1.105E+03
0.0050	6.586E+02	1.343E+03	6.586E+02	1.343E+03	6.586E+02	1.343E+03	6.586E+02	1.343E+03	6.586E+02	1.343E+03
0.0075	7.094E+02	1.503E+03	7.094E+02	1.503E+03	7.094E+02	1.503E+03	7.094E+02	1.503E+03	7.094E+02	1.503E+03
0.0100	7.450E+02	1.618E+03	7.450E+02	1.618E+03	7.450E+02	1.618E+03	7.450E+02	1.618E+03	7.450E+02	1.618E+03
0.0200	8.207E+02	1.885E+03	8.207E+02	1.885E+03	8.207E+02	1.885E+03	8.207E+02	1.885E+03	8.207E+02	1.885E+03
0.0300	8.526E+02	2.019E+03	8.526E+02	2.019E+03	8.526E+02	2.019E+03	8.526E+02	2.019E+03	8.526E+02	2.019E+03
0.0400	8.670E+02	2.096E+03	8.670E+02	2.096E+03	8.670E+02	2.096E+03	8.670E+02	2.096E+03	8.670E+02	2.096E+03
0.0500	8.351E+02	2.056E+03	8.723E+02	2.144E+03	8.723E+02	2.144E+03	8.723E+02	2.144E+03	8.723E+02	2.144E+03
0.0600	7.723E+02	1.929E+03	8.724E+02	2.173E+03	8.724E+02	2.173E+03	8.724E+02	2.173E+03	8.724E+02	2.173E+03
0.0700	7.260E+02	1.832E+03	8.692E+02	2.189E+03	8.692E+02	2.189E+03	8.692E+02	2.189E+03	8.692E+02	2.189E+03
0.0800	6.903E+02	1.754E+03	8.637E+02	2.197E+03	8.637E+02	2.197E+03	8.637E+02	2.197E+03	8.637E+02	2.197E+03
0.0900	6.619E+02	1.690E+03	8.569E+02	2.198E+03	8.569E+02	2.198E+03	8.569E+02	2.198E+03	8.569E+02	2.198E+03
0.1000	6.508E+02	1.636E+03	8.364E+02	2.129E+03	8.613E+02	2.195E+03	8.613E+02	2.195E+03	8.613E+02	2.195E+03
0.2000	4.135E+02	1.338E+03	5.261E+02	1.678E+03	5.919E+02	1.878E+03	6.537E+02	2.064E+03	6.537E+02	2.064E+03
0.3000	3.123E+02	1.184E+03	3.929E+02	1.447E+03	4.400E+02	1.600E+03	4.993E+02	1.793E+03	5.313E+02	1.897E+03
0.4000	2.567E+02	1.096E+03	3.192E+02	1.310E+03	3.55E+02	1.434E+03	4.018E+02	1.592E+03	4.525E+02	1.765E+03
0.5000	2.209E+02	9.517E+02	2.718E+02	1.132E+03	3.016E+02	1.237E+03	3.391E+02	1.369E+03	3.900E+02	1.549E+03
0.6000	1.954E+02	8.389E+02	2.383E+02	9.943E+02	2.634E+02	1.035E+03	2.950E+02	1.200E+03	3.379E+02	1.355E+03
0.7000	1.761E+02	7.495E+02	2.132E+02	8.842E+02	2.348E+02	9.661E+02	2.621E+02	1.067E+03	2.992E+02	1.203E+03
0.8000	1.609E+02	6.775E+02	1.935E+02	7.994E+02	2.125E+02	8.706E+02	2.365E+02	9.604E+02	2.691E+02	1.082E+03
0.9000	1.485E+02	6.212E+02	1.776E+02	7.310E+02	1.946E+02	7.953E+02	2.160E+02	8.762E+02	2.450E+02	9.861E+02
1.0000	1.382E+02	5.740E+02	1.644E+02	6.740E+02	1.797E+02	7.325E+02	1.990E+02	8.062E+02	2.252E+02	9.061E+02
2.0000	8.739E+01	3.527E+02	1.006E+02	4.049E+02	1.083E+02	4.354E+02	1.180E+02	4.739E+02	1.312E+02	5.261E+02
3.0000	6.456E+01	2.590E+02	7.338E+01	2.941E+02	7.853E+01	3.147E+02	8.502E+01	3.406E+02	9.384E+01	3.757E+02
4.0000	5.116E+01	2.049E+02	5.778E+01	2.313E+02	6.165E+01	2.468E+02	6.653E+01	2.667E+02	7.315E+01	2.927E+02
5.0000	4.225E+01	1.691E+02	4.755E+01	1.903E+02	5.066E+01	2.027E+02	5.457E+01	2.183E+02	5.987E+01	2.395E+02
6.0000	3.609E+01	1.444E+02	4.052E+01	1.621E+02	4.311E+01	1.725E+02	4.637E+01	1.855E+02	5.080E+01	2.032E+02
7.0000	3.190E+01	1.276E+02	3.570E+01	1.428E+02	3.793E+01	1.517E+02	4.073E+01	1.629E+02	4.453E+01	1.781E+02
8.0000	2.852E+01	1.145E+02	3.195E+01	1.278E+02	3.390E+01	1.356E+02	3.634E+01	1.454E+02	3.969E+01	1.588E+02
9.0000	2.598E+01	1.039E+02	2.895E+01	1.158E+02	3.068E+01	1.227E+02	3.287E+01	1.315E+02	3.583E+01	1.433E+02
10.0000	2.381E+01	9.524E+01	2.648E+01	1.059E+02	2.805E+01	1.122E+02	3.002E+01	1.201E+02	3.269E+01	1.308E+02
11.0000	2.199E+01	8.796E+01	2.442E+01	9.770E+01	2.585E+01	1.034E+02	2.764E+01	1.106E+02	3.008E+01	1.203E+02
12.0000	2.044E+01	8.177E+01	2.268E+01	9.071E+01	2.398E+01	9.594E+01	2.563E+01	1.025E+02	2.787E+01	1.115E+02
13.0000	1.911E+01	7.644E+01	2.118E+01	8.471E+01	2.239E+01	8.954E+01	2.391E+01	9.563E+01	2.597E+01	1.039E+02
14.0000	1.795E+01	7.181E+01	1.987E+01	7.950E+01	2.100E+01	8.399E+01	2.241E+01	8.966E+01	2.434E+01	9.735E+01
15.0000	1.694E+01	6.774E+01	1.873E+01	7.493E+01	1.978E+01	7.913E+01	2.111E+01	8.443E+01	2.290E+01	9.161E+01
16.0000	1.604E+01	6.414E+01	1.772E+01	7.089E+01	1.871E+01	7.484E+01	1.995E+01	7.981E+01	2.164E+01	8.656E+01
17.0000	1.523E+01	6.093E+01	1.682E+01	6.729E+01	1.775E+01	7.101E+01	1.892E+01	7.570E+01	2.051E+01	8.206E+01
18.0000	1.451E+01	5.805E+01	1.602E+01	6.407E+01	1.690E+01	6.759E+01	1.801E+01	7.202E+01	1.951E+01	7.804E+01
19.0000	1.384E+01	5.545E+01	1.529E+01	6.116E+01	1.612E+01	6.450E+01	1.718E+01	6.871E+01	1.860E+01	7.442E+01
20.0000	1.327E+01	5.309E+01	1.463E+01	5.853E+01	1.543E+01	6.170E+01	1.643E+01	6.571E+01	1.778E+01	7.114E+01

REL

IN C12-H18-07 (CR-39) FOR C12 AND NE20 IONS

110

ENRG./NUC. (MEV/AMU)	$\omega_o = 100$ eV		$\omega_o = 200$ eV		$\omega_o = 300$ eV		$\omega_o = 500$ eV		$\omega_o = 1000$ eV	
	C12	NE20	C12	NE20	C12	NE20	C12	NE20	C12	NE20
0.0025	2.568E+03	3.392E+03	2.548E+03	3.392E+03	2.568E+03	3.392E+03	2.568E+03	3.392E+03	2.568E+03	3.392E+03
0.0050	3.287E+03	4.502E+03	3.287E+03	4.502E+03	3.287E+03	4.502E+03	3.287E+03	4.502E+03	3.287E+03	4.502E+03
0.0075	3.757E+03	5.268E+03	3.757E+03	5.268E+03	3.757E+03	5.268E+03	3.757E+03	5.268E+03	3.757E+03	5.268E+03
0.0100	4.105E+03	5.861E+03	4.105E+03	5.861E+03	4.105E+03	5.861E+03	4.105E+03	5.861E+03	4.105E+03	5.861E+03
0.0200	4.957E+03	7.433E+03	4.957E+03	7.433E+03	4.957E+03	7.433E+03	4.957E+03	7.433E+03	4.957E+03	7.433E+03
0.0300	5.433E+03	8.412E+03	5.433E+03	8.412E+03	5.433E+03	8.412E+03	5.433E+03	8.412E+03	5.433E+03	8.412E+03
0.0400	6.070E+03	9.112E+03	6.070E+03	9.112E+03	6.070E+03	9.112E+03	6.070E+03	9.112E+03	6.070E+03	9.112E+03
0.0500	6.200E+03	9.228E+03	6.467E+03	9.646E+03	6.467E+03	9.646E+03	6.467E+03	9.646E+03	6.467E+03	9.646E+03
0.0600	6.020E+03	8.862E+03	6.785E+03	1.007E+04	6.785E+03	1.007E+04	6.785E+03	1.007E+04	6.785E+03	1.007E+04
0.0700	5.889E+03	8.575E+03	7.045E+03	1.042E+04	7.045E+03	1.042E+04	7.045E+03	1.042E+04	7.045E+03	1.042E+04
0.0800	5.790E+03	8.342E+03	7.262E+03	1.071E+04	7.262E+03	1.071E+04	7.262E+03	1.071E+04	7.262E+03	1.071E+04
0.0900	5.713E+03	8.147E+03	7.444E+03	1.095E+04	7.444E+03	1.095E+04	7.444E+03	1.095E+04	7.444E+03	1.095E+04
0.1000	5.651E+03	8.476E+03	7.368E+03	1.127E+04	7.598E+03	1.165E+04	7.598E+03	1.165E+04	7.598E+03	1.165E+04
0.2000	5.336E+03	8.638E+03	6.734E+03	1.104E+04	7.555E+03	1.245E+04	8.323E+03	1.377E+04	8.323E+03	1.377E+04
0.3000	5.140E+03	8.824E+03	6.344E+03	1.097E+04	7.048E+03	1.223E+04	7.936E+03	1.382E+04	8.413E+03	1.467E+04
0.4000	4.951E+03	8.900E+03	6.015E+03	1.085E+04	6.638E+03	1.201E+04	7.422E+03	1.345E+04	8.286E+03	1.504E+04
0.5000	4.763E+03	8.886E+03	5.720E+03	1.070E+04	6.280E+03	1.175E+04	6.986E+03	1.309E+04	7.943E+03	1.490E+04
0.6000	4.579E+03	8.810E+03	5.451E+03	1.049E+04	5.961E+03	1.148E+04	6.604E+03	1.272E+04	7.476E+03	1.441E+04
0.7000	4.403E+03	8.693E+03	5.204E+03	1.027E+04	5.674E+03	1.120E+04	6.265E+03	1.235E+04	7.066E+03	1.394E+04
0.8000	4.235E+03	8.549E+03	4.978E+03	1.004E+04	5.412E+03	1.091E+04	5.960E+03	1.200E+04	6.702E+03	1.349E+04
0.9000	4.077E+03	8.389E+03	4.769E+03	9.797E+03	5.174E+03	1.062E+04	5.684E+03	1.166E+04	6.376E+03	1.307E+04
1.0000	3.928E+03	8.219E+03	4.576E+03	9.557E+03	4.953E+03	1.034E+04	5.433E+03	1.133E+04	6.082E+03	1.264E+04
2.0000	2.946E+03	6.739E+03	3.345E+03	7.645E+03	3.578E+03	8.174E+03	3.872E+03	8.842E+03	4.270E+03	9.747E+03
3.0000	2.330E+03	5.547E+03	2.617E+03	6.236E+03	2.785E+03	6.640E+03	2.997E+03	7.147E+03	3.284E+03	7.836E+03
4.0000	1.908E+03	4.662E+03	2.132E+03	5.218E+03	2.263E+03	5.544E+03	2.429E+03	5.954E+03	2.653E+03	6.510E+03
5.0000	1.567E+03	3.992E+03	1.750E+03	4.459E+03	1.858E+03	4.732E+03	1.993E+03	5.076E+03	2.176E+03	5.542E+03
6.0000	1.329E+03	3.493E+03	1.484E+03	3.894E+03	1.575E+03	4.129E+03	1.689E+03	4.425E+03	1.844E+03	4.826E+03
7.0000	1.169E+03	3.138E+03	1.302E+03	3.490E+03	1.380E+03	3.696E+03	1.479E+03	3.955E+03	1.613E+03	4.308E+03
8.0000	1.042E+03	2.850E+03	1.160E+03	3.163E+03	1.229E+03	3.347E+03	1.316E+03	3.578E+03	1.434E+03	3.891E+03
9.0000	9.441E+02	2.612E+03	1.050E+03	2.894E+03	1.111E+03	3.060E+03	1.189E+03	3.269E+03	1.295E+03	3.550E+03
10.0000	8.632E+02	2.412E+03	9.587E+02	2.659E+03	1.015E+03	2.819E+03	1.085E+03	3.008E+03	1.180E+03	3.265E+03
11.0000	7.959E+02	2.242E+03	8.830E+02	2.477E+03	9.340E+02	2.615E+03	9.981E+02	2.788E+03	1.085E+03	3.024E+03
12.0000	7.391E+02	2.081E+03	8.191E+02	2.299E+03	8.660E+02	2.424E+03	9.250E+02	2.584E+03	1.005E+03	2.803E+03
13.0000	6.903E+02	1.943E+03	7.644E+02	2.145E+03	8.077E+02	2.263E+03	8.624E+02	2.411E+03	9.355E+02	2.613E+03
14.0000	6.480E+02	1.822E+03	7.170E+02	2.011E+03	7.573E+02	2.121E+03	8.082E+02	2.260E+03	8.771E+02	2.448E+03
15.0000	6.110E+02	1.716E+03	6.755E+02	1.893E+03	7.132E+02	1.996E+03	7.608E+02	2.127E+03	8.253E+02	2.303E+03
16.0000	5.783E+02	1.623E+03	6.389E+02	1.789E+03	6.743E+02	1.886E+03	7.190E+02	2.009E+03	7.796E+02	2.175E+03
17.0000	5.491E+02	1.540E+03	6.063E+02	1.697E+03	6.397E+02	1.788E+03	6.819E+02	1.904E+03	7.390E+02	2.061E+03
18.0000	5.231E+02	1.465E+03	5.771E+02	1.614E+03	6.088E+02	1.701E+03	6.486E+02	1.810E+03	7.027E+02	1.959E+03
19.0000	4.995E+02	1.398E+03	5.509E+02	1.539E+03	5.809E+02	1.622E+03	6.187E+02	1.726E+03	6.700E+02	1.867E+03
20.0000	4.782E+02	1.337E+03	5.271E+02	1.471E+03	5.556E+02	1.550E+03	5.916E+02	1.649E+03	6.405E+02	1.784E+03

REL

IN C12-H18-07 (CR-39) FOR FE56 AND U238 IONS

	$\omega_o = 100$ eV		$\omega_o = 200$ eV		$\omega_o = 300$ eV		$\omega_o = 500$ eV		$\omega_o = 1000$ eV	
ENRG./NUC. (MEV/AMU)	FE56	U238	FE56	U238	FE56	U238	FE56	U238	FE56	U238
0.0025	5.164E+03	8.232E+03	5.164E+03	8.232E+03	5.164E+03	8.232E+03	5.164E+03	8.232E+03	5.164E+03	8.232E+03
0.0050	7.120E+03	1.156E+04	7.120E+03	1.156E+04	7.120E+03	1.156E+04	7.120E+03	1.156E+04	7.120E+03	1.156E+04
0.0075	8.556E+03	1.408E+04	8.556E+03	1.408E+04	8.556E+03	1.408E+04	8.556E+03	1.408E+04	8.556E+03	1.408E+04
0.0100	9.726E+03	1.618E+04	9.726E+03	1.618E+04	9.726E+03	1.618E+04	9.726E+03	1.618E+04	9.726E+03	1.618E+04
0.0200	1.311E+04	2.257E+04	1.311E+04	2.257E+04	1.311E+04	2.257E+04	1.311E+04	2.257E+04	1.311E+04	2.257E+04
0.0300	1.549E+04	2.734E+04	1.549E+04	2.734E+04	1.549E+04	2.734E+04	1.549E+04	2.734E+04	1.549E+04	2.734E+04
0.0400	1.737E+04	3.129E+04	1.737E+04	3.129E+04	1.737E+04	3.129E+04	1.737E+04	3.129E+04	1.737E+04	3.129E+04
0.0500	1.802E+04	3.244E+04	1.892E+04	3.470E+04	1.892E+04	3.470E+04	1.892E+04	3.470E+04	1.892E+04	3.470E+04
0.0600	1.762E+04	3.107E+04	2.025E+04	3.774E+04	2.025E+04	3.774E+04	2.025E+04	3.774E+04	2.025E+04	3.774E+04
0.0700	1.737E+04	3.015E+04	2.141E+04	4.050E+04	2.141E+04	4.050E+04	2.141E+04	4.050E+04	2.141E+04	4.050E+04
0.0800	1.721E+04	2.954E+04	2.245E+04	4.303E+04	2.245E+04	4.303E+04	2.245E+04	4.303E+04	2.245E+04	4.303E+04
0.0900	1.711E+04	2.914E+04	2.338E+04	4.538E+04	2.338E+04	4.538E+04	2.338E+04	4.538E+04	2.338E+04	4.538E+04
0.1000	1.706E+04	2.890E+04	2.337E+04	4.536E+04	2.422E+04	4.757E+04	2.422E+04	4.757E+04	2.422E+04	4.757E+04
0.2000	1.749E+04	3.050E+04	2.330E+04	4.637E+04	2.670E+04	5.545E+04	2.989E+04	6.436E+04	2.989E+04	6.436E+04
0.3000	1.827E+04	3.422E+04	2.349E+04	4.966E+04	2.688E+04	5.868E+04	3.091E+04	7.006E+04	3.307E+04	7.618E+04
0.4000	1.887E+04	3.821E+04	2.405E+04	5.328E+04	2.708E+04	6.210E+04	3.089E+04	7.321E+04	3.510E+04	8.544E+04
0.5000	1.936E+04	4.206E+04	2.431E+04	5.683E+04	2.720E+04	6.547E+04	3.085E+04	7.635E+04	3.580E+04	9.112E+04
0.6000	1.973E+04	4.570E+04	2.448E+04	6.019E+04	2.726E+04	6.867E+04	3.076E+04	7.936E+04	3.551E+04	9.386E+04
0.7000	2.174E+04	4.909E+04	2.632E+04	6.334E+04	2.899E+04	7.168E+04	3.237E+04	8.219E+04	3.694E+04	9.644E+04
0.8000	2.251E+04	5.224E+04	2.693E+04	6.628E+04	2.957E+04	7.449E+04	3.278E+04	8.483E+04	3.720E+04	9.886E+04
0.9000	2.314E+04	5.518E+04	2.742E+04	6.901E+04	2.993E+04	7.710E+04	3.308E+04	8.729E+04	3.736E+04	1.011E+05
1.0000	2.365E+04	5.791E+04	2.781E+04	7.155E+04	3.024E+04	7.953E+04	3.330E+04	8.958E+04	3.746E+04	1.032E+05
2.0000	2.543E+04	7.743E+04	2.870E+04	8.964E+04	3.062E+04	9.678E+04	3.304E+04	1.058E+05	3.632E+04	1.180E+05
3.0000	2.429E+04	8.794E+04	2.705E+04	9.917E+04	2.846E+04	1.05E+05	3.070E+04	1.140E+05	3.345E+04	1.253E+05
4.0000	2.243E+04	9.355E+04	2.482E+04	1.040E+05	2.623E+04	1.102E+05	2.799E+04	1.179E+05	3.039E+04	1.284E+05
5.0000	2.048E+04	9.621E+04	2.260E+04	1.061E+05	2.305E+04	1.119E+05	2.542E+04	1.191E+05	2.754E+04	1.290E+05
6.0000	1.873E+04	9.712E+04	2.064E+04	1.065E+05	2.176E+04	1.120E+05	2.317E+04	1.189E+05	2.509E+04	1.282E+05
7.0000	1.732E+04	9.723E+04	1.906E+04	1.032E+05	2.008E+04	1.114E+05	2.137E+04	1.179E+05	2.311E+04	1.269E+05
8.0000	1.608E+04	9.659E+04	1.768E+04	1.051E+05	1.862E+04	1.101E+05	1.980E+04	1.164E+05	2.140E+04	1.249E+05
9.0000	1.498E+04	1.010E+05	1.646E+04	1.091E+05	1.733E+04	1.139E+05	1.842E+04	1.200E+05	1.991E+04	1.282E+05
10.0000	1.401E+04	1.005E+05	1.539E+04	1.084E+05	1.620E+04	1.130E+05	1.722E+04	1.189E+05	1.860E+04	1.267E+05
11.0000	1.316E+04	9.958E+04	1.445E+04	1.072E+05	1.521E+04	1.116E+05	1.614E+04	1.172E+05	1.745E+04	1.248E+05
12.0000	1.240E+04	9.836E+04	1.362E+04	1.057E+05	1.433E+04	1.100E+05	1.522E+04	1.154E+05	1.643E+04	1.227E+05
13.0000	1.173E+04	9.692E+04	1.287E+04	1.040E+05	1.354E+04	1.082E+05	1.430E+04	1.134E+05	1.553E+04	1.205E+05
14.0000	1.112E+04	9.532E+04	1.220E+04	1.022E+05	1.284E+04	1.062E+05	1.344E+04	1.113E+05	1.472E+04	1.182E+05
15.0000	1.058E+04	9.363E+04	1.160E+04	1.003E+05	1.221E+04	1.042E+05	1.296E+04	1.092E+05	1.399E+04	1.158E+05
16.0000	1.008E+04	9.189E+04	1.106E+04	9.830E+04	1.163E+04	1.022E+05	1.235E+04	1.070E+05	1.333E+04	1.135E+05
17.0000	9.636E+03	9.011E+04	1.057E+04	9.643E+04	1.112E+04	1.001E+05	1.180E+04	1.048E+05	1.274E+04	1.111E+05
18.0000	9.229E+03	8.832E+04	1.012E+04	9.448E+04	1.064E+04	9.808E+04	1.130E+04	1.076E+05	1.219E+04	1.089E+05
19.0000	8.857E+03	8.655E+04	9.711E+03	9.755E+04	1.021E+04	9.606E+04	1.084E+04	1.005E+05	1.170E+04	1.065E+05
20.0000	8.515E+03	8.479E+04	9.335E+03	9.065E+04	9.815E+03	9.408E+04	1.042E+04	9.839E+04	1.124E+04	1.043E+05

References

- [1] S. P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52 (1967) 121
- [2] W. H. Barkas, M. J. Berger, National Academic Sciences-National Research Council Publication-1133 (1964) 103
- [3] E. V. Benton, USNRDL-TR-86-14 (1968)
- [4] R. P. Henke, E. V. Benton, USNRDL-TR-122 (1967)
- [5] G. Somogyi, K. Grabisch, R. Scherzer and W. Enge, Nucl. Instr. Meth. 134 (1976) 129

Referee: L. Medveczky

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 113-126

THE PARTICIPATION OF ATOMKI IN THE G-2 INTERNATIONAL INTERCOMPARISON OF HIGH PRECISION GAMMA-RAY SPECTROMETRY MEASUREMENTS

A. GÁSPÁR, T. LAKATOS, B. SULIK, I. TÖRÖK

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

The task of participants was to measure the relative activities of sources sent and calibrated by the IAEA, at high count rates. The measurements have been carried out by using two independent methods: A) simple normalization to an additional radioactive source; B) by using a time variant pulse processor and random pulse generator for the correction of dead-time and pile-up losses. Our results agreed in most cases within $\pm 1\%$ with the IAEA results.

AZ ATOMKI RÉSZVÉTELE A G-2 NAGYPONTOSSÁGU GAMMA-SPEKTROMETRIAÍ NEMZETKÖZI ÖSSZEHASONLITÓ MÉRÉSBEN. A résztvevők feladata a NAÜ által készített és bemért források relativ aktivitásának mérése volt, nagy impulzussürűségnél. Két független módszerrel végeztük a méréseket: A) egyszerü normálás egy további rádioaktiv forráshoz, B) idővariáns jelfeldolgozó rendszerrel, random generátorral korrigálva a holtidő és impulzus egymásra ülés okozta veszteségeket. Eredményeink az esetek többségében $\pm 1\%$ -on belül egyeznek a NAÜ eredményeivel.

УЧАСТИЕ АТОМКИ В МЕЖДУНАРОДНОМ СРАВНИВАЮЩЕМ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ ИЗМЕРЕНИИ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ G-2. Аннотация: Задачей участников являлось измерение при высокой скорости счета относительной активности источников, сделанных и откалиброванных МАГАТЭ. Мы измерили двумя независимыми путями: А) нормируя к добавочному радиоактивному источнику, Б) используя времязависящий процессор импульсов и генератор случайных импульсов для коррекции потери от мертвого времени и наложения. Наши результаты в большинстве случаев согласуются с результатами МАГАТЭ с точностью $\pm 1\%$.

1. Introduction

In the summer of 1979 the IAEA organized the International Intercomparison of High Precision Gamma-Ray Spectrometry Results G-2 (Action S5/78 of the α - β - γ Working Group of the International Committee for Radionuclide Metrology /ICRM/). Several years ago another international intercomparison action was performed, code-named G-1 where the participants could test their gamma-ray spectrum evaluating computer codes, running them on the test spectra supplied by the IAEA. In the present G-2 intercomparison the IAEA made and calibrated five special mixed-isotope sources and sent them to the participants, to measure the relative gamma-emission rates at a high integral count rate (min. 1000+50 cps). Each source is a mixture of Co-57 (122 keV), Ba-133 (356 keV), Mn-54 (834 keV) and Zn-65 (1116 keV). The peak areas of the four gamma-rays, given in parentheses, were to be measured under the same conditions (including the same source to detector position!) and the quantities, to be reported to the IAEA, were the count rates of source no. i ($i=1,2,3,4,5$) corrected for dead-time and pile-up losses and for half life (values supplied by the IAEA) related to given reference data (79 07 01). The approximate activities in the sources at that reference time were

16 kBq	^{57}Co	} in the source no. 1, and the activities of sources
24 kBq	^{133}Ba	
24 kBq	^{54}Mn	
48 kBq	^{65}Zn	

No. 2,3,4 and 5 are larger by factors 3, 6, 10 and 15 respectively.

A measurement like that does not depend on the uncertain efficiency curves (as it was the case in another former intercomparison, the measurement of Eu-152 sources, organized in 1977 by the Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig [1]), and the whole measuring method and procedure is tested: the source positioning, the detector, the electronics, the different corrections made by hardware or software, and the complete evaluation of the multichannel spectra.

2. Preparing for the measurements

We performed several preliminary test measurements in the range of the required count-rates and realized that the counting losses in our electronic system reached almost 60 percent near the maximum count-rate of the G-2 intercomparison. It turned out that the analogue current meter calibrated in percentage dead time is wrong in a factor of about 2.5 (showing less loss), because of the pile-up losses, at about 15000 cps. Similar, but a little less difference (in a factor of about 1.8-2.0) was obtained by using the live time clock of the MCA. We realized, that for high count rate work the bipolar signals with long shaping time constants (6.4 μs) are the most suitable, (meth. A.), giving the least distortion and best resolution in the spectra.

3. The measurements

3.1. Method A.

The aim of this measurement series was to test whether to what extent a simple detector-preamplifier-linear amplifier-MCA chain can be corrected against counting losses using a reference peak originated from a radioactive source or from a pulse generator. In the final measurement we used a radioactive source, because the signal of it "models" more precisely the signals from the radioactive source in question, than a periodic generator pulse fed into the system at the preamplifier only. Of course, on the other hand, this radioactive source will give an additional count-rate and its Compton-continuum makes the evaluation of lower energy peaks a little more uncertain. An about 320 kBq (cca. 9 μ Ci) ^{137}Cs standard preparatum was used as reference source. Its 30 years half-life is very suitable to use this isotope as a "constant" intensity source. The 662 keV gamma-line is situated at the center of the energy range of the measurements and no problematic interference was found with the other gamma lines in the spectra to be measured. Of course, generally it is not always easy to find a suitable source. The measurements, were performed at 0 degree with 80 mm source-to-detector distance for the sources to be measured, and 175 mm for the reference source. The detector with the sources was placed nearly in the geometrical center of a room, possibly far from scattering media.

The detector itself was a HARSHAW-made ACQ-34 type coaxial Ge(Li) detector with one open end. It was mounted in horizontal arrangement. Its nominal efficiency was 12.4 %, relative to 3" \times 3" NaI(Tl) for 1.33 MeV.

The electronic amplifier chain consisted of a preamplifier: TENNELEC TC160/HARSHAW NB-21 mounted to the detector in the factory, and a linear amplifier: ATOMKI made, type NV-804.

The multichannel analyzer used, was a Nuclear Data 2020, equipped with a GEN II. 100 MHz ADC. We acquired 4095-channel spectra with 2.096 channels per keV. The dead time of the analyzer as a function of channel number (n) is cca. $(20+0.01 \times n)$ μ s. The final measurement series was performed with the following measurement times:

Source no.	1	2	3	4	5
Clock time	40000s	20000s	10000s	10000s	10000s

For the long measurement time and high count rates, overflows occurred in several channels (max. 5 in a spectrum). In these channels a correction of 1000000 or 2000000 counts (plus) had to be performed. The spectra were evaluated by the FORGAMMA code [2] (which is a SAMPO-like program). We run it on a PDP 11/40 computer in automatic peak search mode with 4 and 6 channel full width at half maximum values. The program made a fitting with a Gaussian and a low energy exponential tail plus a linear background. The peak area was calculated by the program by integrating the area between the fitting curve and

the fitted background. After giving this area, a second area value was calculated as the area between the measured spectrum and the fitted background. If this second value had agreed with the first one, the result was accepted. The error limits calculated by the FORGAMMA to the area value from the Gaussian fitting were unacceptable low. In a former measurement we found, that many times the reproducibility of a peak area needs seven times larger error limits than these calculated by the FORGAMMA, but at least three fold of the calculated value is only a reasonable error. The results of the first and second measurement series were analyzed from the point of view of reproducibility and on the basis of this analysis the overall error (perhaps a little overestimated) was calculated using the formula

$$\Delta(\%) = 5 \times \sqrt{[0.3\%]^2 + [3 \times \sigma(\%)]^2}$$

The first term under the square root (0.3 %) is the estimated systematic error, in the second term the σ is calculated from the statistical error of the given peak, and that of the 662 keV peak, got from the FORGAMMA print-outs.

The 1000 ± 50 cps was set by changing the source-to-detector distance and evaluating the area under the whole measured spectrum divided by the clock time of the measurement and corrected against the counting losses.

The correction was performed in the following way. In the first attempt we estimated the counting losses, and so we set a higher value. After the measurement series we made a better correction in the following way. The sixth spectrum was measured, when only the ^{137}Cs source was involved; of course, in the same position as in the other measurements. The count rates in the 662 keV lines in all the six spectra (obtained by dividing the peak areas by the clock time of the measurements) were drawn in a diagram as the function of the approximate integral count rate (obtained by dividing the area under the whole spectrum by the clock time of the measurement). The points were situated approximately in a straight line. Fitting a calculated straight line on them, we got the value of the hypothetical count rate in the 662 keV line at zero integral count rate in the intersection of the line with the count rate axis. The ratio of the value of this fitted line at a given point to the above hypothetical count rate is a good approximation for a counting loss correction factor. A similar correction method is given in [3]. By using this factor we could control that we were really within the required range of counting rate.

The resulted peak areas were corrected for the dead-time and pile-up counting losses simply multiplied by the factors got from the division of the peak areas of 662 keV line in the given spectrum with the respective area in the spectrum of the first source. (As we needed only the ratios of count rates, we had not to make the correction for 0 integral count rate).

The corrected peak areas were divided by the clock time of the measurement, so we got the count rate in the given gamma line.

Another correction was made by the half-lives.

The result of method A

Several months after sending our results we got the activity values of the sources used in our measurements, as measured by the IAEA. To evaluate the results we calculated the ratios of the activities in a given source relative to the activity in source No. 1. ($A_{E_i n}/A_{E_1 1} = Q_{IAEA}$) where E_i is the energy of the gamma ray in question, and n is the source number. Similarly we calculated the respective ratios of the count rates measured by us: ($I_{E_i n}/I_{E_1 1} = Q_A$). The index A refers to the method A. The ratio of the two ratios is the measure of the accuracy of our measuring method. Fig. 1. is a diagram showing the ratios Q_A/Q_{IAEA} in increasing order of source number, and within it, those of gamma ray energy, together with the percent errors given by us. In the case of the first source as this is the reference for the calculation of the Q ratios the value is always 1, by definition. The two different kinds of error given at them are the errors of the activity measurements in Vienna and the estimated error of our measurements for the No. 1. source. As it is seen, thanks for the little overestimated error limits, all of our results agree within these limits with the "official" results. What tells more, practically all of our results, except one, are in a $\pm 1\%$ interval. What tells even more: only 5 out of the 16 measured points are not within the much more severe error limits given by the IAEA. Later the final report on G-2 [4] confirmed these results.

3.2. Method B.

Before performing the G-2 intercomparison measurements, a new analogue signal processor had been developed in our institute for Si-Li X-ray spectrometers. This system, built with time-variant filters, contains pile-up rejector and live-time corrector circuits so it can be used up to high input counting rates with high precision.

The live-time corrector unit provides BUSY-state signals for gating the live-time clock, during the dead-time intervals both of the signal processor and of the multichannel analyser.

In the case of a simple X-ray spectrum (^{55}Fe) this method assures 0.5 % accuracy of intensity measurement in the range of 0.5×10^4 cps total input counting rate.

In spite of this, investigating gamma-ray spectra in the 0.1-2 MeV energy range, about 4 % distortion was found in γ -peak areas at 1.5×10^4 cps total input counting rate. This error was caused by low-energy pulses from the Compton region with amplitudes less than the recognition level of the processor. Such pulses generate neither processing cycles nor BUSY-state signals, but they may produce pile-up events with recognized pulses distorting their amplitudes, and consequently decreasing the photopeak-area. So an additional reference peak was to be used in the sake of higher accuracy.

In 'Method B' the reference peak was generated by a Random Tail Pulse Generator [5] which provides exponential time-interval density between output pulses. The 80 ns wide logical output pulses of the generator were used to trigger signal processing cycles of the processor, in 'OR' connection with the output pulses of the signal recognition circuit.

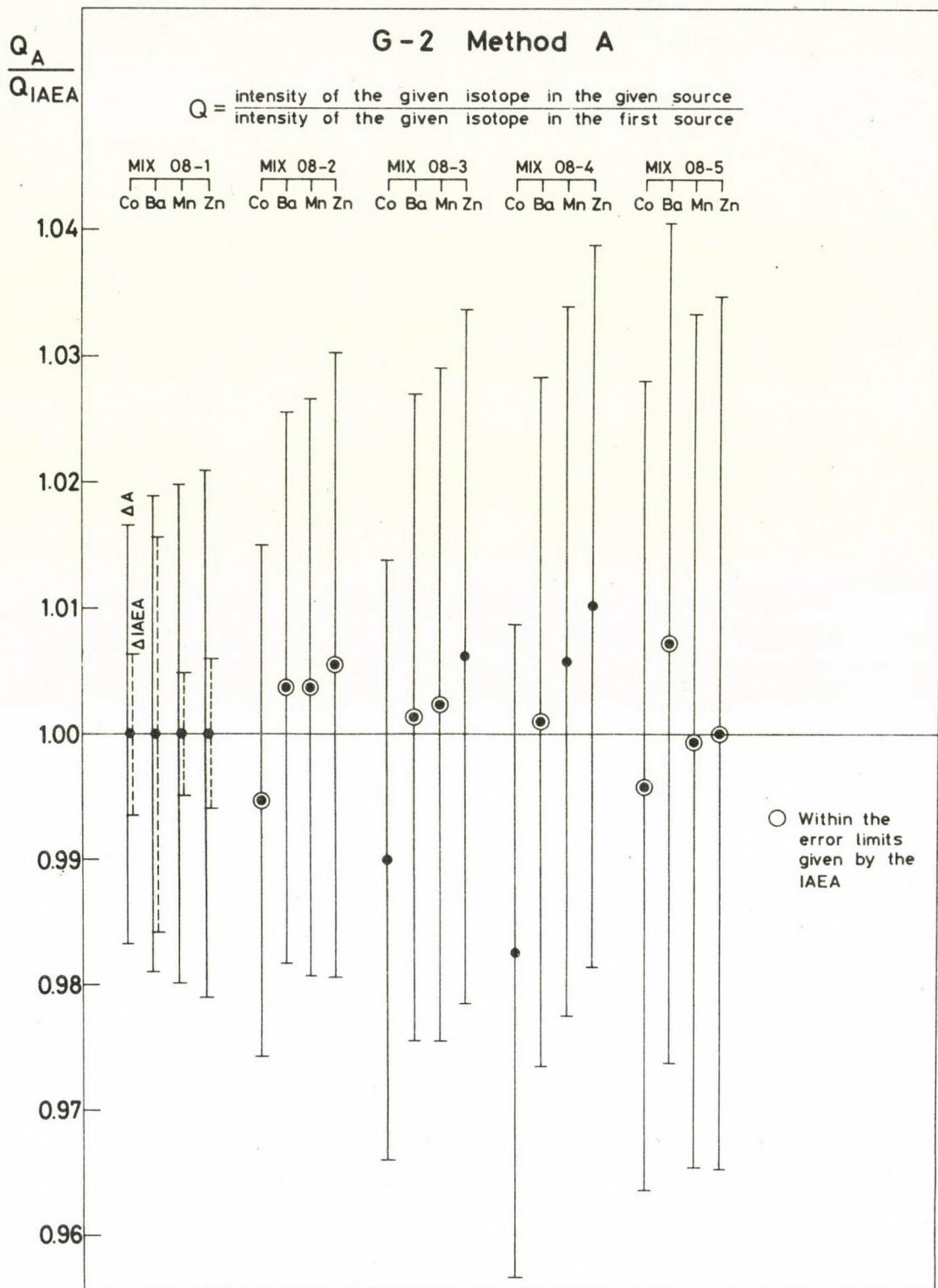


Fig. 1. The results of method A related to the IAEA activity data.

Without pile-up, the generator pulse yields a zero volt amplitude sampled signal at the output of the processor. In the case of recognised pile-up no sampling occurs, while, when non-recognised pile-up occurs the output amplitude will not be zero. In order to measure this 'zero-peak' with the analyser a DC bias was applied in front of the output linear gate. The total spectrum consisted of the 'zero-peak' (reference-peak) and of the measured spectrum, without any interference between them. However the reference peak is easy to evaluate since it is sitting on the zero background.

Fig. 2. shows our measuring arrangement.

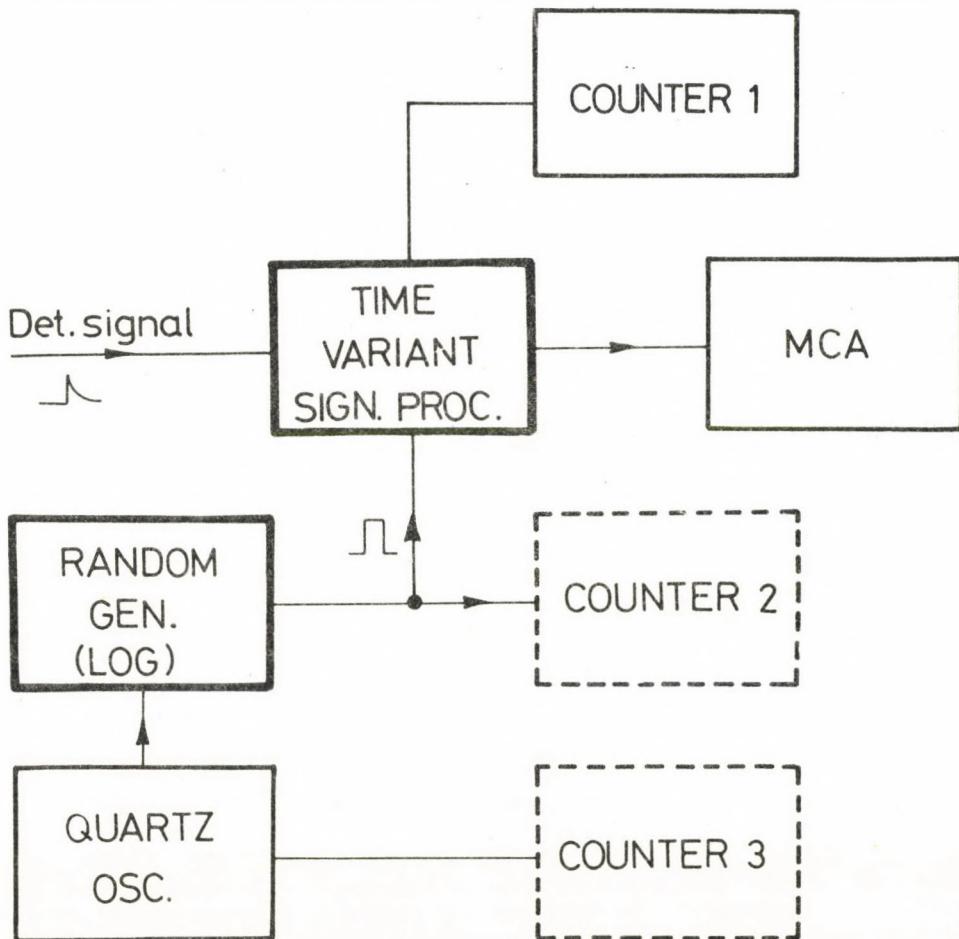


Fig. 2. The block diagram of the correction electronics.

COUNTER-1 was used as a preset scaler, which counted the logical pulses ordered to 'zero-peak' realizing a coarse live-time correction. COUNTER-2 measured the clock-time, COUNTER-3 measured the mean rate of the Random Tail Pulse Generator.

Measured spectra were evaluated (in 'Method B') by a special program for gamma-ray spectra developed in our institute [6]. The 'zero-peak' and the examined photopeaks were fitted by using the same analytical formula.

Physical arrangement and measuring times were almost identical in 'Method B' and 'Method A'.

The Results of Method B.

Similarly to 'Method A', the ratios Q_B/Q_{IAEA} are represented in Fig. 3, together with the relative standard deviations of Q_B given by us.

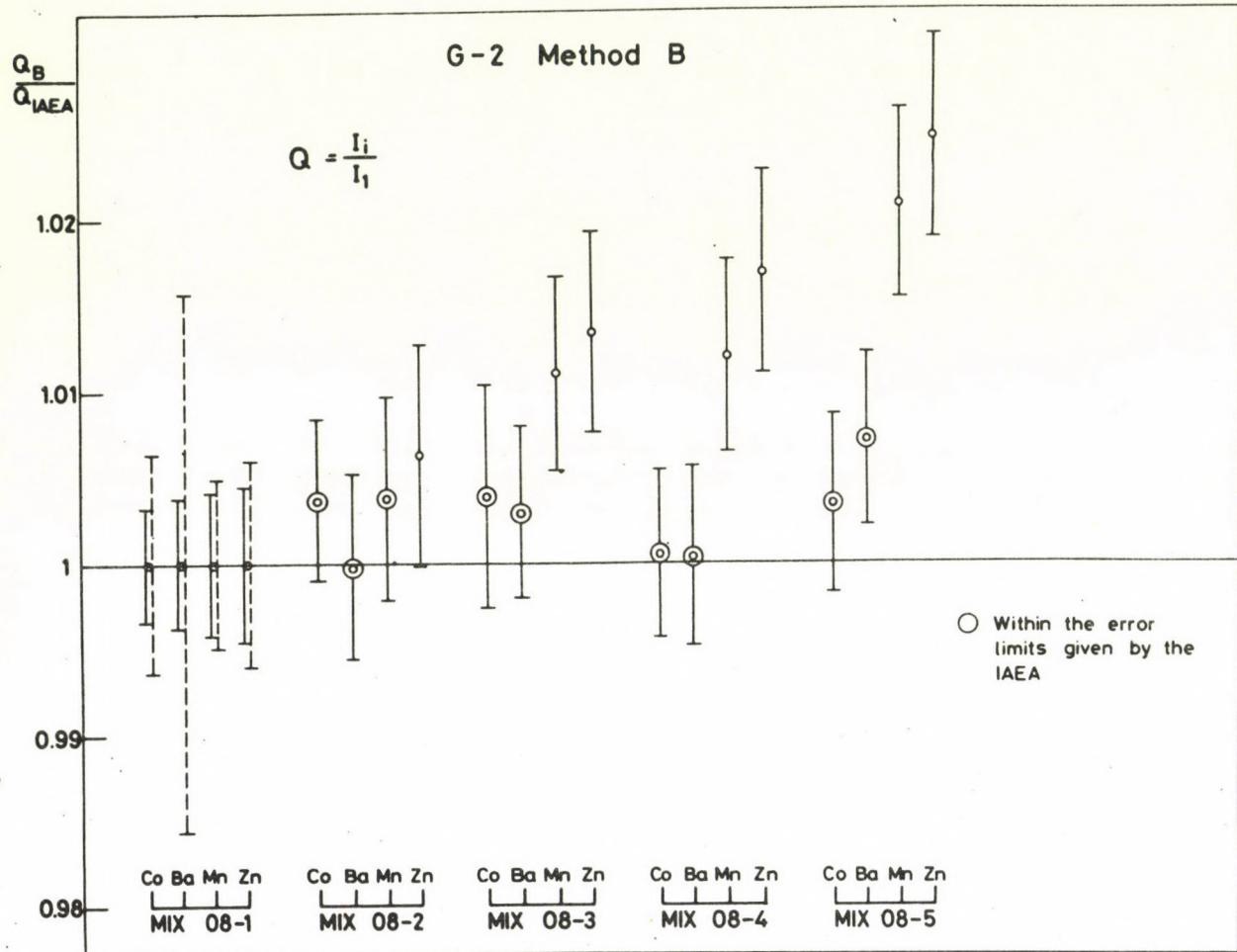


Fig. 3. The result of method B related to the IAEA activity data.

We assumed three independent components of error (s.d.):

- The standard deviation of the peak-areas, given by the evaluation program: $S_p \text{ rel}$
- The standard deviation of the geometrical reproducibility: $S_g \text{ rel}$ (independently determined by a measuring set).
- The standard deviation of all other error sources: $S_o \text{ rel}$ (independently determined by a measuring set)

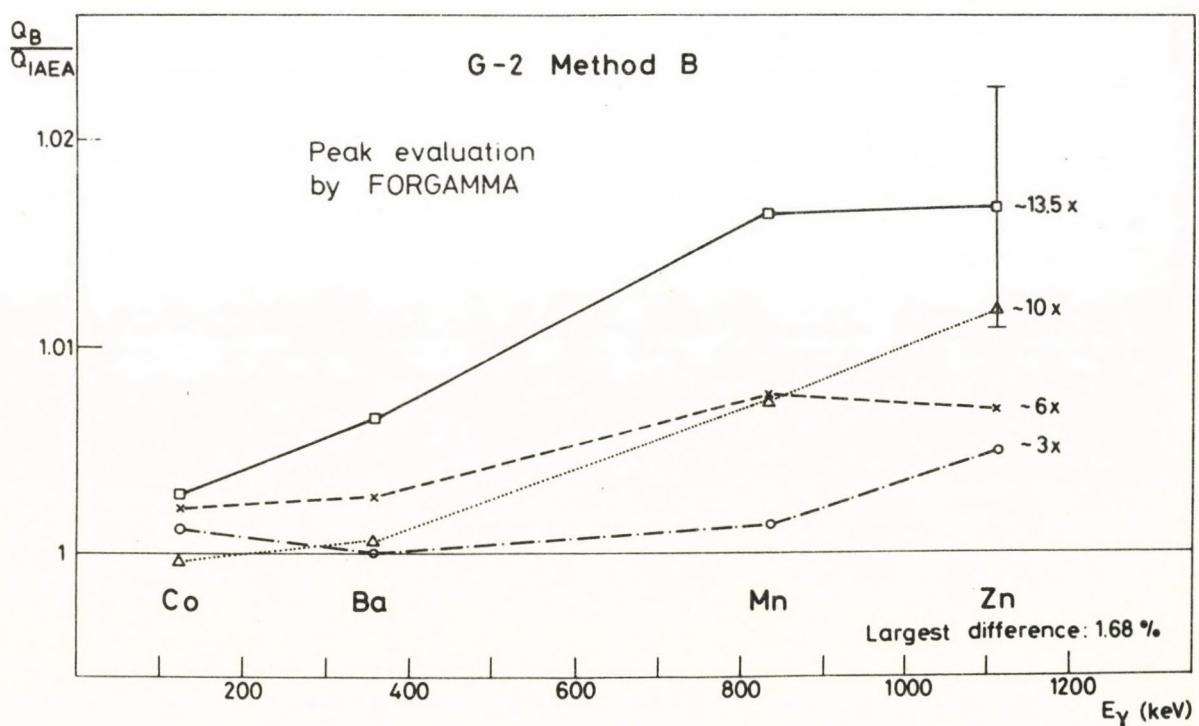
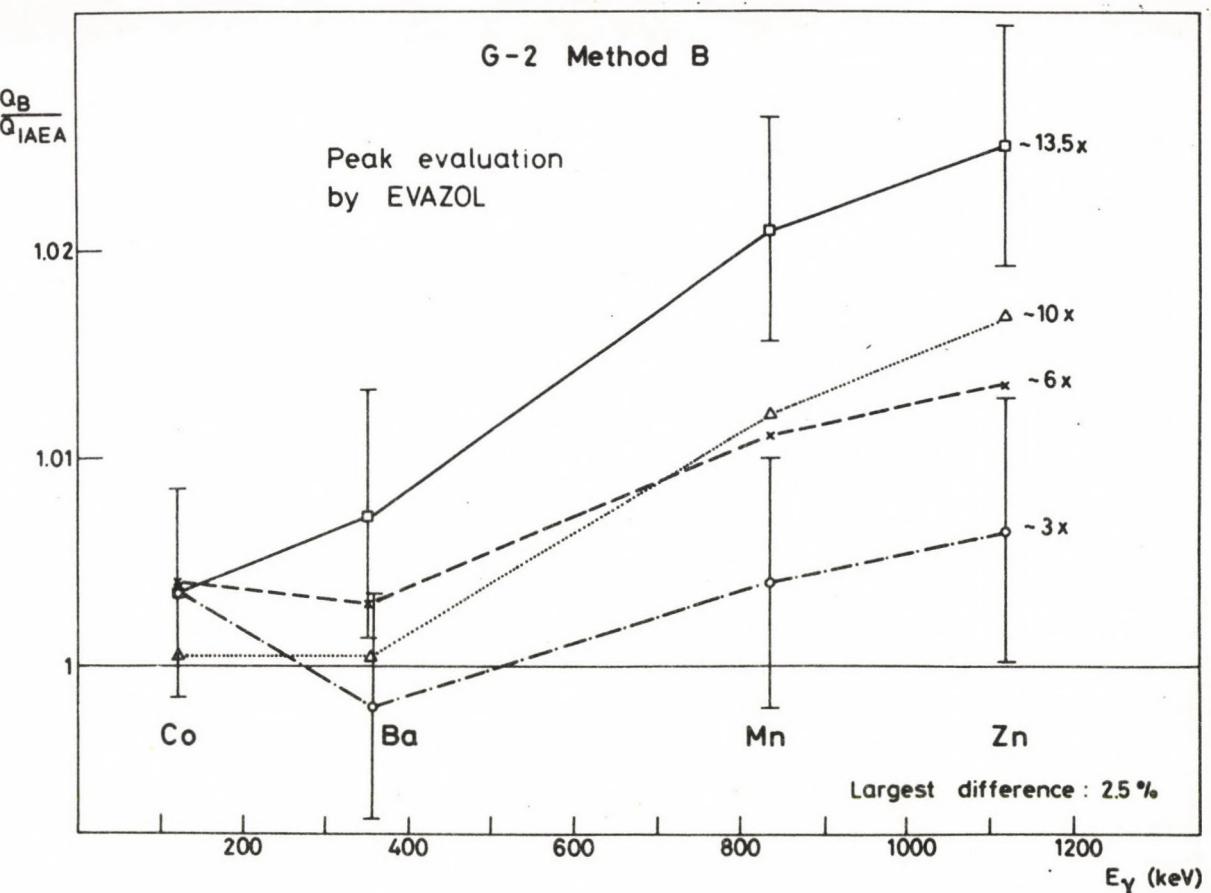


Fig. 4. The energy dependence of overcorrections using different peak evaluation codes. a) EVAZOL, b) FORGAMMA.

So we get: $S_{Ii\ rel} = (S_{p\ rel}^2 + S_{g\ rel}^2 + S_{o\ rel}^2)^{\frac{1}{2}}$

and: $S_{Q\ rel} = (S_{Ii\ rel}^2 + S_{I1\ rel}^2)^{\frac{1}{2}}$.

One can observe, that the systematic error of measured Q_B ratios shows an upward tendency with higher gamma-energies compared to Q_{IAEA} ratios.

The energy dependence of these errors seems to be stronger at higher counting rates (see Fig. 4.) and the direction of deviations is always overcorrection-like.

The cause of this systematic error, as it was examined carefully later, was the tail effect on both sides of the photopeaks. The non-recognized pulses may slightly both decrease and increase the amplitudes of pulses, when non-recognized pile-up occurs. This effect leads to a wrong background fitting, and the error is nearly proportional to the FWHM of photopeaks.

4. The Report G-2 [4]

The evaluation of the results sent to the IAEA and the preparation of the report took a little more than a year, as we got the Report G-2 in December 1980.

99 results were received by the IAEA from 69 laboratories. Laboratories of 24 countries sent their results from all the five inhabited continents, with many "big names" among the participants.

There was observed no significant dependence of the results from the detector size, from the method of peak processing or from the electronic equipment.

The received results were grouped in the following methods of counting-loss correction:

- 1) live time correction, simply using the dead time gate of the MCA,
- 2) correction to a generator of known frequency,
- 3) correction to a radioactive source,
- 4) other methods.

For the evaluation of the results the following calculations were made:

$$C_{ik} = \frac{N_{ik}}{m_i \cdot d_{ik}}$$

where N_{ik} - the peak count rate, sent by the participant; m_i - mass of the source; d_{ik} - dilution factors; index $i=1,\dots,5$ number of the source; index $k=1,\dots,4$ number of each nuclide. The product $m_i \cdot d_{ik}$ is proportional to the absolute activity of the given isotopes in the given source. If the measurements were carried out accurately, C_{ik} is a constant.

$$\bar{C}_k = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 C_{ik}$$

is the average of the above "constant" for a given nuclide.

$$\Delta_{ik} = 100 \frac{C_{ik} - \bar{C}_k}{\bar{C}_k}$$

is the percent error of the C_{ik} relative to the above average. (Choosing this way of evaluation quasi "smoothed" the errors caused by the finite accuracy of the activity given by the IAEA).

This Δ_{ik} value is the abscissa for the drawings given in the Report G-2 for each set of the results.

$$\delta_k = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 |\Delta_{ik}|$$

given in Table 6. "DELTA". The average of percent error for a given nuclide.

$$\bar{\delta} = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^4 \delta_k$$

given in Table 1-5, "DELTA". This is the average of percent error for each peak. This was regarded as **quality parameter**, the data were sorted by this value.

$$R_k = \frac{C_{5k}}{C_{1k}}$$

given in Table 6, "RATIO".

$$\bar{R} = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^4 R_k$$

given in Table 1-5, "AVERAGE RATIO". This parameter reflects the success of compensation in the case of most difficult, highest count rate.

5. Conclusion

First we give the conclusion for the overall intercomparison drawn by the organizer and then our own conclusions. "For precision γ -ray measurements in the life-time correction the multichannel analyzer is unreliable. If the system is very well adjusted and the dead-time correction circuit of the ADC is controlled by a well working pile-up rejector, the values are reasonably good ($R > 0.95$). It seems to be difficult to find this adjustment and that is why R values down to 0.75 are possible.

Method 2 (generator) gives much more comparable values. There is perhaps a tendency to overcompensate the high energy range if a pile-up rejector is used additionally, as \bar{R} values higher than 1 are often occurring.

Method 3 seems to be comparable to method 2, but no participant in this group used a pile-up rejector or any additional electronic equipment.

Because of the very different methods used in group 4 it is not possible to find any significant trend."

The IAEA did not evaluate the error, given by the participants, as the material sent was too heterogeneous. There was a leak of defining the way of estimation, mainly for the systematic part of error. Even our own philosophies for the error estimation in the two methods were quite different.

As regards our own results, in Table 1. we are at places 12. (Method A) and 20. (Method B). See Fig. 5., which is the graphic representation of Table 1 of the Report G-2. As the activities given by the IAEA were of average error of 0.82 % (ranging from about 0.5 to 1.5 %), results below 1 % can be regarded as good values. Both of our results are less than 0.5 %. As all the first 12 results belong to different participants, our institute also ranked to the 12th place.

From Fig. 5. it can be seen, that about half of the number of participants (43) reached the $\delta=1$ % value, and about a quarter of them (24) are within the very good 0.5 % limit. The worst results can be regarded as testing different types of MCA-s regarding their life-time correction. It is interesting to see the trends of the \bar{R} values. Up to about the 70th place ($\delta \approx 2$ %) both positive and negative differences are present, their absolute values growing by a degree of about 3 times higher than the growth of the δ value. Above about δ values of 2 % the \bar{R} becomes less than 1.0, showing the insufficient correction against the counting losses.

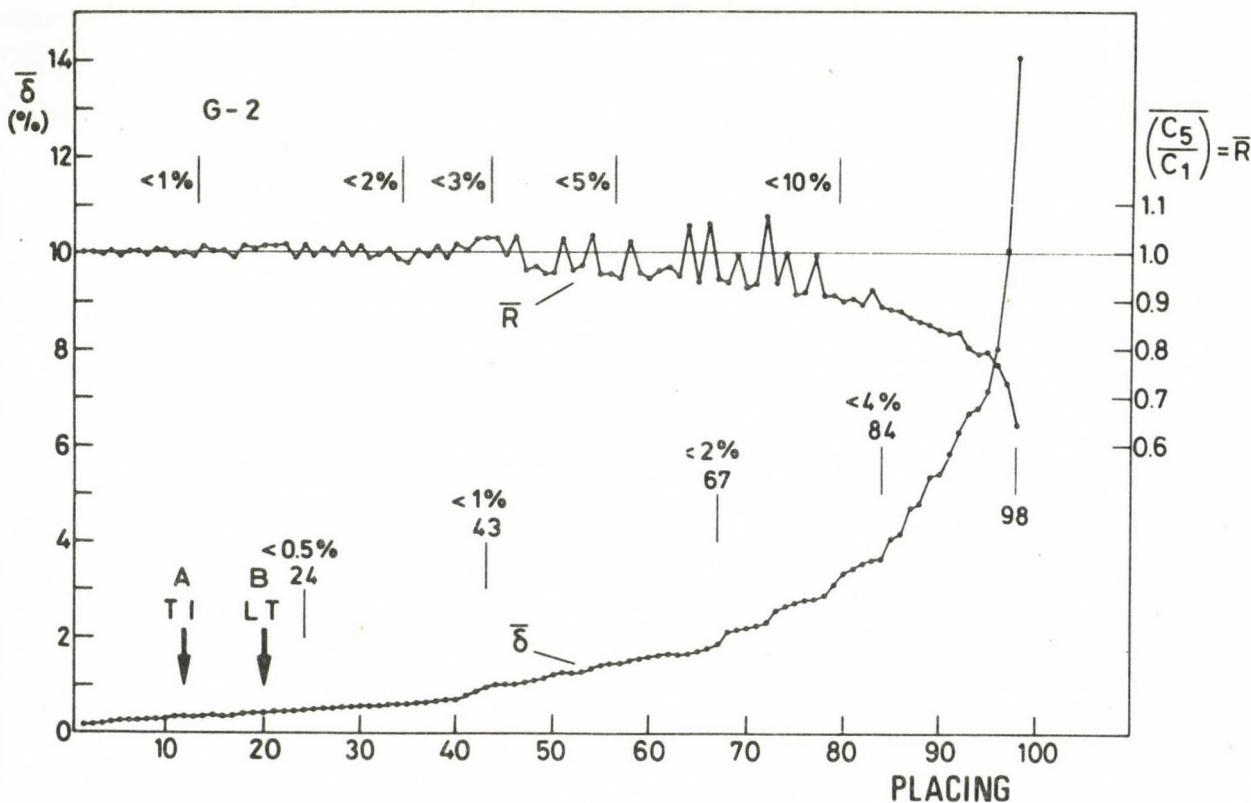


Fig. 5. The graphic representation of the average delta and average ratio ordered by growing average delta. (Table 1 of the G-2 report [4]).

In the list giving the results of participants, by whom the third method was used for correction (radioisotope, Table 4 [4]), our method A is the leader, and in the list of the users of the fourth correction method (others, Table 5 [4]) our method B is ranked to 4th place (among, 7 and 21 participants respectively). The drawings of our results in the Report G-2 are similar to Fig. 1. and 3. with the difference, that the errors are smoothed by the averaging done by the organizers. Our results for the different nuclides are the following from the Table 6 of [4]:

Co-57		Ba-133		Mn-54		Zn-65		
DELTA	RATIO	DELTA	RATIO	DELTA	RATIO	DELTA	RATIO	
A	0.514	0.996	0.204	1.007	0.203	0.999	0.347	1.000
B	0.163	1.004	0.267	1.007	0.607	1.021	0.723	1.025

This represents the energy dependence of the results. It can be seen, that the isotope method (A) gave slightly better results at higher energies, because here the peaks were not disturbed by the Compton-continuum of the reference peak. The B method gave better values at lower energies, because the reference peak was placed at the zero energy.

Method A is almost at the limit of its performance at 15 kc/s, at much higher count rates, the peaks are so distorted, that precise evaluation is impossible or at least too difficult. On the other hand method B can be used up to about 100 kc/s.

It is noticeable, that such simple, almost primitive, relatively cheap techniques, like those used in our measurement with method A, can be successfully used, up to the count rate limits where accurate peak evaluation is still permitted by the peak shape distortion.

Our final conclusion is, that our results are satisfactory: up to about 20 kc/s corrections, by normalizing to an appropriate radioactive isotope or to a pulser of known frequency, can be used with about equal success, and the results of corrections by a pulse processor (like the one, used in method B) are comparable with those of the former methods. Above this frequency limit the pulse processor method gives the proper correction.

6. Acknowledgements

The authors would like to thank the people of the neutron generator laboratory, for providing place, detector and MCA for the measurements; for the help in the preparation and measurements; and for discussions, especially to I. Uray. We also thank Cs. Ujhelyi for the discussions, for handling the sources, and for doing the administrative work in connection with them. The users of method B are thanking J. Gál for the discussions and for providing the random pulse generator.

References

- [1] K. Debertin, Nucl. Instr. and Meth. 158 (1979) 479
- [2] G. Székely, ATOMKI Közl. 15 (1973) 259
G. Székely, ATOMKI Közl. 16 (1974) 355
- [3] A. Wyttenbach, J. Radioanal, Chem. 8 (1971) 335
- [4] H. Houtermans, K. Schaerf, F. Reichel, and K. Debertin,
Report G-2, IAEA (1980).
- [5] J. Gál, Gy. Bibok and J. Pálvölgyi, Nucl. Instr. and Meth.
171 (1980) 401
- [6] L. Zolnay, ATOMKI Közl. to be published.

Referee: T. Fényes

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 23 (1981) 127-130

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

LYUKKERESÉS KVADRUPÓL TÖMEGSPEKTROMÉTERREL

BOHÁTKA SÁNDOR, KISS LÁSZLÓ

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51.

Cikkünkben olyan módszert és eszközt ismertetünk, amely az intézetben készített kvadrupól tömegspektrométerrel végzett lyukkeresést érzékenyebbé, illetve kényelmesebbé teszi. Az eszközt önálló egységgé építjük be a Q 60-U és Q 100-U jelű tömegspektrométereinkbe.

LEAK DETECTION WITH QUADRUPOLE MASS SPECTROMETER. A method and an electronic unit are described which make it possible to use a quadrupole mass spectrometer as a versatile and sensitive leak detector. The unit is built in our quadrupoles of Q 60-U and Q 100-U type.

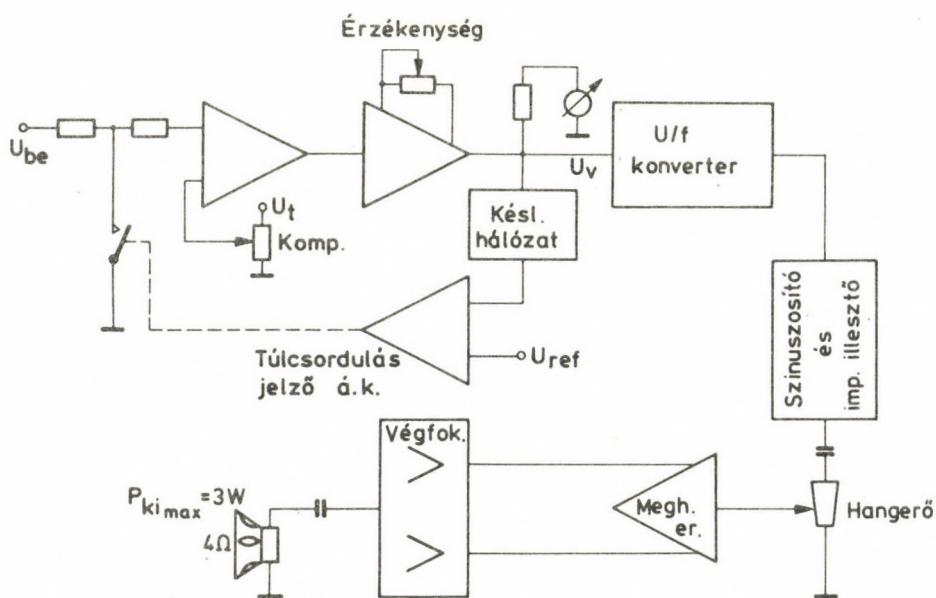
ТЕЧЕПИКАНИЕ С ПОМОШЬЮ КВАДРУПОЛЬНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА.
В статье описаны метод и аппаратура (блок электроники) для течеобнаружения на основе квадрупольного масс-спектрометра, обладающие большой чувствительностью и удобством. Блок электроники встроен в масс-спектрометры Q 60-U и Q 100-U.

A kvadrupól tömegspektrométer [1] igen előnyősen alkalmazható lyukkeresőként, mert keresőgázként nem csak He használható hozzá - mint a speciális célberendezésekhez - hanem szinte bármely gáz. Széles működési tömegtartománya lehetővé teszi, hogy a 4 a.t.e.-nél mérhető He mellett H₂ (2), Ar (40), freon (85, 87, 50), alkohol (31); aceton (43), benzin (41,43 stb) vagy egyéb gáz, ill. folyadék legyen a kereső anyag. Ennek elsősorban az az előnye, hogy a He nehezen beszerezhető, (nem mindenki számára hozzáférhető gáz), a felsorolt anyagok pedig szokványos laboratóriumi kellékek, de nem lebecsülendő az az előny sem, hogy folyadék kereső anyagot használva a lyuk pontosabban lokalizálható.

Lyukkereséskor a vizsgálandó berendezést a kvadrupól tömegspektrométerhez csatlakoztatjuk, majd a kvadrupól a keresőgáz legintenzívebb csucsának névleges tömegszámára állítjuk. A tö-

megszám pontos helyét akkor határozzatjuk meg, ha a gázból egy kis mennyiséget rövid ideig beengedünk a rendszerbe, és a tömegskálán - a névleges tömeg környezetében - megkeressük azt a pontot, ahol a kimeneten mért ionáram maximumot mutat. Ezt az ionáramot a kvadrupól kijelző műszerén olvashatjuk le. Ha a keresőgázzal a lyukra fujunk, a kvadrupólnak a műszeren is leolvasható kimenő jele megnő, majd a gázadagolás megszüntetése után lecsökken. A műszer kitérésétől függően az elektrométer méréshatár váltójával szabályozzuk az érzékenységet. A detektált jel nagysága egyenesen arányos a keresett lyuk méretével.

A vizsgálat során gyakran előfordul, hogy a beállított tömegszámnál a háttér jelszint nem nulla, azaz a megadott helyen is van a tömegspektrumban csucs és lyukkeresésnél ennek a változását kell nyomon követni. Ilyenkor az érzékenységet nem lehet az elektrométer méréshatárával tetszőlegesen megnövelni, mert az 10 V felett telítésbe megy. Ezen segít a lyukkereső adapter, amely végeredményben negyvenszeres érzékenyitést tesz lehetővé. Az adapter az elektrométer szürt jelét használja bemenő jelként (1. ábra). Ezt a 0-10 V-os jelet tudja egy két-szerves erősítésű kompenzáció fokozat levágni oly módon, hogy a bemeneti jel változása az eredeti kétszerese lesz, csak egy alacsonyabb feszültségszintre ültetve jelenik meg. Ekkor már van értelme egy további utóerősítésnek (érzékenység), amely a vágott jelet esetünkben több, mint 20-szorosára növeli. A zajviszonyok miatt nagyobb mértékű erősítés már nem indokolt.



1. ábra A lyukkereső elektronika tömbvázlata.

A lyukkeresés könnyebben elvégezhető, ha nem kell állandóan figyelni a műszert: ha például sikerül előállítani valamilyen hanghatást, amely a műszer jelével arányos. Ezt a feladatot valósítják meg az adapternek az 1. ábrán látható további egységei.

Az akusztikus kijelzést a hallható hangok tartományában történő frekvenciaváltozás létrehozásával valósítottuk meg. Ez a frekvenciaváltozás lineáris kapcsolatban van a bejövő jel nagyságának változásával. A Fletcher-Munson-görbék [2] kiolvasható, hogy az emberi fül a 200 Hz és 6 kHz frekvenciatarományba eső hangokra a legérzékenyebb. Következésképpen: e sávban már kis mérvű frekvenciaváltozást is jól érzékel. Ezt figyelembe véve, a feszültség-frekvencia konverter alsó és felső frekvenciahatárait 80 Hz és 7,5 kHz között határoztuk meg. Az elmondottak alapján a 80 Hz-es alsó frekvencia nem lenne indokolt. Különösen nem, ha tekintetbe vesszük, hogy a környezet (jelen esetben vákuumszivattyuk, ventillátorok stb.) zaja jócskán tartalmaz ilyen alacsonyfrekvenciás összetevőket. Ezek a hangok gyengén hallhatók, de éppen emiatt alkalmasak arra, hogy a lyukkeresés kezdetén mindaddig, amíg a repedés, tömtetlenség közelébe jutunk, csak ezt a fülnek nem kellemetlen, un. lágy hangot halljuk.

Az akusztikával foglalkozó irodalom és saját méréseink alapján döntöttünk ugy, hogy a feszültség-frekvencia konverter jelét, mielőtt a végerősítőre vezetnék szinuszosítjuk. Ugyanis a lyukkeresés néha hosszu ideig tartó müvelet és a fülnek sokkal kellemetlenebb, fárasztóbb egy felharmónikusokban gazdag jelet hallgatnia, mint ugyanazon frekvenciáju tiszta szinuszjelet. A végerősítő kimenetén 4 ohm terhelésen $P_{ki} = 2 \text{ W}$ teljesítménynél megjelenő 1250 Hz-es szinuszel torzulása kissébb, mint 1,5 %.

Mint korábban említettük, az adapter lehetőséget nyújt kompenzálsra és a jelváltozás további erősítésére. A kompenzációt és érzékenységet szabályozó potencióméterek megfelelő beállításával elérhető, hogy már kis mértékű csucsmagasság ingadozás jelentős frekvenciaváltozást eredményezzen.

A feszültség-frekvencia konverter ugyanakkor éri el a maximális frekvenciát, amikor a műszer végkitérét mutat, az U_V vezérlőfeszültség további növekedése már hatástanlan lesz rá. Ekkor lép működésbe a tulcsordulást jelző áramkör, amely a bemeneti erősítőre érkező jelet megszaggyatja. Ezáltal a hangszóróban egy jellegzetes hangzás hallható, jelezve az érzékenységcsökkenést, illetve a kompenzáls szükségességét. A szaggatás frekvenciáját a jó érzékelhetőség érdekében néhány Hz-re választottuk, amit a passzív elemekkel felépített késleltető hálózattal állítottunk a kivánt értékre.

A hangfrekvenciás erősítő átviteli tartománya jóval szélesebb az itt átvinni kívánt sávnál. A kvázi komplementer végfokozatot AB osztályban járatjuk a jelalaktorzítás alacsony szinten tartása végett. A kivehető maximális teljesítmény 3 W 4 óhmon.

A lyukkeresés érzékenysége alapvetően a kvadrupól tömegspektrométer érzékenységétől és az alkalmazott nagyvákuum szivattyu effektív szívósebességétől függ. Intézeti kvadrupóljainak $5 \cdot 10^{-4} \text{ A/mbar}$ érzékenység elérhető. Lyukkeréskor a kimenőjelet a rendelkezésre álló legnagyobb időállandóval (100 ms)

meg lehet szürni és így 10^{-12} A méréshatárban a jel/zaj viszony $2,5 \cdot 10^{-15}$ A-nél még egységnynél nagyobb. Ez $5 \cdot 10^{-12}$ mbar nyomás változás kimutatásához elegendő. A lyukkereső adapter erősítőjével és hangfrekenciás generátorával ezt a jelet jól lát-hatóvá és hallhatóvá lehet tenni. A kimutatható legkisebb szivárgás ($Q[\text{mbar l/s}]$) a parciális nyomás érzékenység ($p_{\min}[\text{mbar}]$) és a szivattyurendszernek a kvadrupólnál mérhető effektív szívósebessége ($S[\text{l/s}]$) ismeretében a $Q = P_{\min} \cdot S$ összefüggés alapján számolható ki. Ez 10 l/sec szívósebességnél $5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ ($\sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ atm} \cdot \text{cm}^3/\text{s}$)-nak adódik, ami a jó minőségű héliumos lyukkereső berendezések érzékenységi tartományába esik, de azoknál sokoldalúbb, mert sokféle próbagázzal működtethető. Az adapter kompenzálgó és utóerősítő egységei lehetővé teszik, hogy ezt az érzékenységet nem csak a He, hanem más keresőgáz alkalmazásakor is megőrzi a készülék.

Hivatkozások

- [1] Berecz I., Bohátka S., Gál J., Paál A.: ATOMKI Közl. 19 (1977) 123
- [2] R. F. Graf: Elektronikus tervezési adatgyűjtemény, Műszaki Könyvkiadó Bp. 1979.

Lektor: Balogh Kadosa

INTÉZETI HIREK

1980. okt. 22-én *Lázár György*, a Magyar Szocialista Munkás-párt Politikai Bizottságának tagja, a *Minisztertanács elnöke* látogatást tett az ATOMKI-ben. A látogatás célja az intézet munkájával való ismerkedés volt. Lázár Györgyöt az intézetbe elkísérte több megyei vezető Sikula György, a Központi Bizottság tagja, a megyei pártbizottság első titkára vezetésével.

Az Intézet munkájáról dr. Berényi Dénes intézeti igazgató adott tájékoztatást, majd a tájékoztató után Lázár György és kisérete az intézet laboratóriumait tekintette meg. A látogatás végén Lázár György elismerését fejezte ki, értékelve azt a törekvést, hogy a magas szintű tudományos kutatás mellett az ATOMKI-ben gyakorlati, a népgazdaság számára hasznos tevékenység folyik.

Dr. Gonda György államtitkár, az Országos Környezet- és Természetvédelmi Hivatal elnöke 1980. szeptember 18-án látogatást tett az ATOMKI-ben.

1980. április 15-19. között az ATOMKI *Nemzetközi ESCA Szemináriumot* szervezett szocialista országok szakemberei részére összesen 15 külföldi vendég részvételével.

1980. november 3-án a *Neumann János Számítógéptudományi Társaság* távadatfeldolgozással foglalkozó kerekasztal megbeszélését az ATOMKI-ben tartotta. A megbeszélésen résztvevő szakemberek az intézetben működő az UT200 távállomást és a PDP 11/40 számítógépet tekintették meg.

1980. november 10-15. között a Kölcsey Ferenc Müvelődési Központ, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat debreceni Csoportja és a TIT szervezettel együttműködésben az ATOMKI "Ószi Fizikus Napok"-at szervezett, elsősorban középiskolások és egyéb a fizika iránt érdeklődő közönség részére. A rendezvény keretében az intézet megszervezte "Az Ipar és fizika" című kiállítást, továbbá intézetlátogatásokat és rendhagyó fizika-órát az ATOMKI-ben, valamint pályázatot középiskolás résztvevők számára. A pályázatok eredményhirdetésére 1981. február 20-án került sor.

A Debreceni Orvostudományi Egyetem és az MTA Atommagkutató Intézete 1980. november 21-én közös tudományos vitaülést rendezett. A vitaülés tárgya: Távlatok és lehetőségek a DOTE és az ATOMKI tudományos együttműködésében. Vitaindító bevezetőt tartottak: dr. Koltay Ede (ATOMKI) és dr. Székely György (DOTE) professzorok.

A vitaülést megelőzően, ill. annak előkészítéseként 1980. november 19-én a DOTE érdeklődő munkatársai számára intézetlátogatást szerveztünk.

Az ATOMKI-ben és az ATOMKI szervezésében rendeztük meg 1980. november 25-28. között a "Szocialista országok IUPAP (International Union of Pure and Applied Physics) Nemzeti Bizottságai titkárainak értekezletét. Az értekezletet dr. Kiss Dezső akadémikus, az IUPAP Magyar Bizottságának elnöke nyitotta meg. Az értekezleten két szovjet, két csehszlovák, két NDK, egy kubai, egy román, egy lengyel és három magyar szakember vett részt.

A DAB Matematikai-Fizikai Szakbizottsága december 5-én az ATOMKI-ben tartotta ülését, melynek programjában szerepelt "A humán és természettudományos kultura egysége" vitaülés, a humán tudományterületek képviselőinek részvételével. A Szakbizottság ülésén egyébként beszámolók hangzottak el a munkabizottságok tevékenységéről, továbbá megvitatásra került a munkabizottságok 1981. évi munkaprogramja, valamint a Szakbizottság tagjai egyéb aktuális kérdéseket tárgyaltak meg.

Az Intézet Igazgatő Tanácsa az év folyamán két alkalommal ült össze. Kibővített ülésein az intézet gazdálkodásával kapcsolatos kérdésekkel, (az ifjúsági törvény helyi végrehajtásáról, a szabadalmi politika aktuális problémáiról), továbbá az intézet nemzetközi együttműködési kapcsolataival foglalkozott.

Az ATOMKI Osztályvezetői Értekezlete 1980 folyamán is rendszeresen - általában havonta egy alkalommal - ülésezett. Az Osztályvezetői értekezlet megvitatta az egyes kutatási egysségek beszámolóit, tevékenységét, továbbá az 1981. évi kutatási terveket valamint a kutatási tervezet előkészítéséhez kapcsolódó kiegészítő javaslatokat (külföldi meghívások, külföldi ki-küldetések, létszámagyék stb.).

Az ATOMKI Könyvtárbizottsága két alkalommal ült össze, megvitatta az 1981. évi folyóiratrendelést valamint a könyvtári folyóiratok kölcsönzésének új szabályozását.

1980. jan. 22-én a Miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem vezetői tettek látogatást az ATOMKI-ben. A látogatás célja a két intézmény közötti kapcsolatfelvétel és tapasztalatcsere volt.

1980. április 10-én a Debreceni Orvostudományi Egyetem (DOET) vezetői látogatták meg az intézetet. A kölcsönös látogatásra - mint általában a korábbi években is - két évenként egyszer, a két intézmény közötti szocialista együttműködési szerződés keretében került sor.

1980. folyamán az 1979. szeptemberében jóváhagyott ciklotron program előkészítése tovább folytatódott. Jelenleg az építészeti részletterveken dolgozik a KELETERV. Megfelelő ütemben haladt a műhelycsarnok építése, amelynek 1981. I. negyedében történő átadása az intézet további fejlesztéséber jelentős lépést jelent, megoldja az intézeteti műhely áegleges elhelyezését.

Hazánk felszabadításának 35. évfordulója alkalmából a Magyar Népköztársaság Elnöki Tanácsa dr. Berényi Dénesnek az ATOMKI igazgatójának kimagasló munkája elismerésül a *Munka Érdemrend arany fokozata* kitüntetést adományozta.

A Magyar Tudományos Akadémia Főtitkára sokéves kiemelkedő munkájuk elismeréseként *Bordi István* és *Turi Ferenc* munkatársakat *Kiváló Munkáért* kitüntetésben részesítette.

Az 1980 évi *ATOMKI-díjak* ugyancsak hazánk felszabadulásának évfordulója alkalmából kerültek kiosztásra.

Az 1980 évi *ATOMKI Intézeti Díj*-at dr. Varga Dezső csoportvezető nyerte el az elektronpektruméterek kifejlesztése terén végzett közel egy évtizedes eredményes munkásságáért.

Az 1980. évi *ATOMKI Interdiszciplináris Díj*-at dr. Somogyi György kapta a szilárdtest nyomdetektor-technika széleskörű interdiszciplináris alkalmazásáért.

Az 1980. évi *ATOMKI Közművelődési Díj*-at dr. Hunyadi Ilona nyerte el az 1979 évi Őszi Fizikus Napok szervezéséért, és az intézet TV filmmel kapcsolatos feladatok sikeres elvégzéséért.

A *Magyar Tudományos Akadémia* által kiírt *Alkotó Ifjúság* pályázaton a kutatók kategóriájában Pálinkás József pályadíjat nyert és egyben elnyerte az Akadémia által alapított *Ifjúsági Díjat*.

Az *Intézet által meghirdetett Alkotó Ifjúság* pályázaton a fiatal kutatók kategóriájában az I. díjat Cseh József tud. munkatárs nyerte; a megosztott II. díjat pedig Nyakó Barna és Végh János tud. munkatársak kapták.

Az intézeti mérnök-technikusi kategóriában az I. díjat Sulik Béla nyerte el, a II. díjat pedig Gál István.

Intézeti Kiváló Dolgozó kitüntető cím adományozásának lehetőségéről döntött 1980. Őszén az intézet vezetősége. Az intézetben az átlagon felüli teljesítményt nyújtó dolgozók munkájuk elismeréseként elnyerhetik az új intézeti kitüntető címet és jelvényt. A kitüntetéssel 2.000.-Ft pénzjutalom jár a díj odaitélésének feltétele tizéves megszakítás nélküli intézeti munkaviszony, kiemelkedő, lelkiiismeretes munkavégzés, valamint aktiv részvétel az intézet közösségi-társadalmi életében. Adományozására általában évenként egyszer, április 4-én, hazánk felszabadulásának évfordulója alkalmából kerül sor, legközelebb 1981. ápr. 4-én.

Az ATOMKI pályázati felhívást adott ki a "Szakma Ifju Mestere" kitüntető cím megszerzésére az intézetben dolgozó szakkömunkás fiatalok számára, esztergályos, marós és elektronikai műszerész kategóriákban.

Távlati tudományos kutatás terén elért eredményekért az intézet alábbi munkatársai kaptak jutalmat 1980 decemberében:

Csongor Éva
Hock Gábor
Kiss Ildikó
Koltay Ede
Medveczky László

Pálinkás József
Ricz Sándor
Sarkadi László
Schlenk Bálint
Valek Aladár
Végh János

az "Atomenergia kutatás" MTA tárcaszintű kutatási főirány területén elért kutatási eredményeikért;

Horkay György

"A számítástechnikai kutatások és alkalmazásaik" MTA tárcaszintű kutatási főirány területén elért eredményeiért;

Balogh Kadosa

Mórik Gyula

Molnár József

Paál András

"Az ország természeti erőforrásainak kutatása és feltárása"
KFH tárcaszintű kutatási főirány területén elért eredményeikért.

Az 1979/80 tanévben az ATOMKI-ben szerződéses megbizással dolgozó fizika-tanárok kutatási eredményeinek elismeréseként az MTA Természettudományi I. Főosztály vezetője

Krassói Kornélia

Száldobányi Zsigmond és

Vályi Attila

tanárokat pénzjutalomban részesítette.

Egyetemi doktori cimet az év folyamán az intézet kutatói és mérnökei közül 4 fő szerzett.

1980. folyamán az ATOMKI-ben 106 külföldi vendéget, illetve látogatócsoportot fogadtunk.

Az idelátogató vendégek közül név szerint az alábbiakat emlíjjük meg:

1980. I. 4-én aspiránsként kezdte meg munkáját az ATOMKI-ben *Mahboub Abd El Hady arab fizikus* az Elektrosztatikus Gyorsító Osztályon, dr. Koltay Ede aspiránsvezető irányítása alatt.

1980. márciusában két napos látogatásra érkezett *Prof. K. Escola* finn fizikus professzor az Eötvös Loránd Fizikai Társulat vendégeként.

Dr. I.M. Band szovjet professzornő, a Leningrádi Magfizikai Intézet (Leningrád, Gatcsina) professzora MTA különmeghívott vendégként egy hetet töltött az ATOMKI-ben.

Dr. K. Turek csehszlovák fizikus, tud. munkatárs (Institute of Radiation Dosimetry, Prague) 1980. júniusában 4 hetes tanulmányuton volt az ATOMKI-ben.

Dr. S. Morita japán professzor (Tohoku University, Sendai, Japan) a Kulturális Kapcsolatok Intézetének vendégeként két hetet töltött az ATOMKI-ben.

Az 1979-ben meghirdetett ATOMKI jubileumi pályázat két nyertese az NDK Dr. H. Reinhardt és a lengyel W.A. Kaminski egy-egy hetes intézeti tanulmányuton voltak az ATOMKI-ben 1980 júniusában.

Dr. T. Mukoyama japán fizikus (Laboratory of Nuclear Radiation, Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan) 1980 szeptemberében három hetet töltött vendégkutatóként az intézetben.

A.J. Barishnyikov tud. munkatárs és E.L. Jadrovskij tud.s. munkatárs szovjet vendégek 1980. okt. 6-tól 21-ig voltak az ATOMKI-ben együttműködési mérések, ill. kiértékelés végzésére az Obnyinszki Fizikai Energetikai Intézetből (Obnyinszk, SzU) OAB együttműködés keretében.

V.V. Afroszimov szovjet professzor (A.F. Ioffe Fizikai Technikai Intézet, Leningrád) MTA különmeghivottként 5 napot töltött az ATOMKI-ben. Ugyanebből a leningrádi intézetből M.Ya. Amusja professzor ugyancsak 5 napos látogatásra érkezett az ATOMKI-be dec. 9-én. Mindkét szovjet professzorral tárgyalásokat folytatott az intézet igazgatója a két intézet közötti együttműködés lehetőségeiről.

1980. folyamán az intézet kutatói és mérnökei összesen 126 alkalommal utaztak külföldre, konferenciákon, kongresszusokon vagy tudományos tanácsülésen való részvétel, illetve tanulmányut vagy tudományos együttműködés keretében, hosszabb-rövidebb tanulmányok, kutatómunka folytatása vagy tapasztalatcseré céljából.

A Dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben hosszabb külföldi munkavállalással a Szovjetunióban dolgozik dr. Tárkányi Ferenc tud. munkatárs (1977. novemberétől) rövid felezési idejű neutronhiányos ritkaföld-elemek magspektroszkópiai vizsgálata témaiban. Dr. Végh László tud. munkatárs nagyenergiás magreakció kutatások és komplex magreakció észlelések elméleti feldolgozással foglalkozik a dubnai Magproblémák Laboratóriumában 1978. januárjától 1982. jan. 30-ig.

Dr. Árvay Zoltán tud. segédmunkatárs ugyancsak a Magproblémák Laboratóriumában 1980. december elején kezdte meg munkáját magszerkezeti kutatások témaiban, két éves munkavállalás keretében.

A bielefeldi Egyetem Fizikai Tanszékén (Bielefeld, NSZK) dolgozik egyéves munkavállalással 1980. július végétől dr. Sarkadi László tud. munkatárs, és ott belsőhéj-ion-atom ütközésekben történő gerjesztések problémáival foglalkozik. Dr. Lovas Rezső tud. főmunkatárs a daresburyi Tudományos Kutatási Tanács Laboratóriumában 1980. augusztusától kezdődőleg egy évig dolgozik munkavállalással, ahol elméleti magfizikai kutatásokkal foglalkozik.

Dr. Szabó Gyula tud. főmunkatárs 4 hónapot töltött (ugyancsak munkavállalásként) a J.W. Goethe Egyetem Magfizikai Intézetében (Frankfurt/Main, NSZK) ahol nehézion kutatásokkal foglal-

kozott. E munkavállalásra a frankfurti intézet és a debreceni ATOMKI között fennálló kutatási projekt keretében került sor. Dr. Zolnai László tud. munkatárs a nigériai Ile-Ife-ben az Ifei Egyetemen NAÜ szakértőként dolgozott 1980. februártól 6 hónapot.

Dr. Bibok György tud. munkatárs a Humboldt Alapítvány ösztöndíjjával a karlsruhei Alkalmaszt Magfizikai Intézet II. Ciklotron Laboratóriumában (NSZK) dolgozik, ahol feladata a ciklotron elektronikájának, illetve mérőközpontjának kialakításában való részvétel.

Akadémiai egyezményes tanulmányut keretében 4 hónapot töltött dr. Vertse Tamás tud. főmunkatárs Svédországban a Stockholmi Atomfizikai Intézetben 1980. februárjától júniusig.

Rövidebb kiküldetések között említjük meg, hogy külföldi nemzetközi konferencián az év folyamán összesen 18 fő vett részt összesen 20 alkalommal; egy hónapnál rövidebb tanulmányuton 55 fő volt összesen 74 alkalommal. Meghívásra 13 fő utazott külföldre.

Külföldi, nemzetközi bizottságok munkájában való részvétel céljából az alábbiak utaztak külföldre:

Dr. Berényi Dénes, Dubnában, az EAI Tudományos Tanácsülésére két alkalommal; dr. Fényes Tibor ugyancsak Dubnába, az EAI Magszerkezeti Bizottság ülésére, illetve az Alacsonyenergiáju Fizikai Biz. Tudományos ülésére három alkalommal; dr. Schlenk Bélint a dubnai EAI Nehézion Bizottságának ülésére két alkalommal, dr. Máté Zoltán a Magszerkezeti Biz. ülésére ugyancsak két alkalommal, dr. Mahunka Imre a Nehézion Bizottság és az Alacsonyenergiáju Tanács ülésére egy alkalommal utazott.

Az ATOMKI az alábbi külföldi intézményekkel áll szorosabb együttműködésben:

- az Egyesített Atommag Kutató Intézet, (Dubna) ahova rendszeresen utaznak az ATOMKI munkatársai, 1980 folyamán különös tekintettel az 1981 évi közös kutatási program előkészítésére az előző évekhez képest még szorosabbá vált ez a kapcsolat. Ezenkívül több munkavállaló munkatársunk dolgozik a dubnai EAI-ben, mint ezt már korábban említettük;
- a Központi Magfizikai Kutató Intézet, Rossendorf
- a Csehszlovák Tud. Akadémia Magkutató Intézete, Prága Rez
- J.W. Goethe Egyetem Magfizikai Intézete, Frankfurt/M.
- Laboratory of Nuclear Radiation, Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan.

A Szocialista Országok Tudományos Akadémiái Tudományos Műszerfejlesztési és kutatás-automatizálási Koordinációs Bizottságának "Vákuumtechnika, Tömegspektrometria és Elektron-spektrometria Ideiglenes Munkacsoportja" III. ülését 1980. szept. 9-12. között tartotta Debrecenben az ATOMKI-ben. A munkacsoport ülésén 20 fő résztvevő közül 10 külföldi vendég volt (szocialista országokból).

Az intézetben belüli *szakmai továbbképzés* fontos fórumát jelentik az *intézeti szemináriumok*, amelyeket 1979-ben is rendszeresen - általában hetenként - megtartottunk, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Magfizikai Szakcsoportjával közös rendezésben. Az intézeti szemináriumokon elhangzott előadásokat az ATOMKI kutatóin kívül esetenként felkért bel-földi vagy külföldi vendégeket tartották. Az előadásokat szakmai vita követte.

1980. év folyamán referáló délutánokon az alábbi előadások hangzottak el:

- Január 17. *Bacsó József* (ATOMKI), *Dr. Horváth S.* (DOTE): "A haj Ca-tartalmának REA vizsgálata" (összefüggés keresése a szivinfarktus rizikófaktorai és a haj Ca-tartalma között).
- Január 24. *Kovács Zoltán*: "Szinkrociklotronnal előállított izotópeleyek szétválasztása gáztermokromatográfiai módszerrel".
- Január 31. *Török István*: "Ciklotronnal létrehozott neutron termelő reakciók és alkalmazásaiak áttekintése".
- Február 8. *Schlenk Bálint*: "Beszámoló az Egyesült Államokban tett tanulmányut tapasztalatairól".
- Február 14. *Mórik Gyula*: "Elektrosztatikus elektronspektrométer fejlesztése" (Egyetemi doktori disszertáció).
- Február 21. *Kádár Imre*: "Rozsdamentes acélok XPS (ESCA) vizsgálata".
- Február 28. *Berényi Dénes*: "Terveink az ion-atom ütközések kutatásában a következő években (NAP program)".
- Március 6. *Arvay Zoltán*: "Szupravezető szolenoid-transzporteres Si(Li) elektronspektrométer on-line üzembehelyezése és a ^{100}Tc izotóp magpektruskópiai vizsgálata" (Egyetemi doktori disszertáció).
- Március 13. *Zimányi József* (KFKI): "Nukleáris tüzfelhők fejlődése".

- Március 20.** *Babrovszki Jenő* főosztályvezető (Országos Tálmányi Hivatal): "Szabadalmi eljárások időszerű hazai és nemzetközi kérdései".
- Március 27.** *Kovér Ákos, Rics Sándor*: "Ion-atom ütközésekből eredő elektronspektrumok vizsgálata".
- Április 2.** *Fényes Tibor*: 1. "Beszámoló az ATOMKI-Kentucky Egyetem együttműködésben végzett kutatómunkáról", 2. "Intézetlátogatások az Amerikai Egyesült Államokban".
- Április 10.** *Csongor Éva, Borsy Zoltán* (KLTE Földrajzi Intézet), *Szabó Ilona*: "Nyírségi futóhomok geomorfológiája szempontjából jelentős faszén minták kormeghatározása radiocarbon módszerrel".
- Április 24.** *Dr. Horkay György*: "Piráni és ionizációs vákuum mérő fejlesztések"
Gál János: "Nukleáris elektronikus mérési összeállítások tesztelése".
- Május 8.** *Prof. I. Szöghy* (Kanada, Quebec): "Kutatások és eredmények a Laval Egyetem Van de Graaff laboratóriumában".
- Május 15.** *Prof. E. Hoffmann-Pinther* (University of Ohio Columbus, USA): "Experiences on the operation of computer libraries".
- Május 22.** *Paál András, Sepsy Károly*: "Az ATOMKI-ben létesítendő ciklotron laboratórium mérési adatgyűjtő és feldolgozó rendszere".
- Május 29.** *Gulyás János*: " ^{100}Tc atommag szerkezetének vizsgálata" (Egyetemi doktori disszertáció).
- Május 30.** *Szalay Sándor* (ELTE Atomfizikai Tanszéke Budapest): "Neutrino nyugalmi tömege".
- Junius 5.** *Kalinka Gábor*: "Si(Li) röntgenspektrometerek zajparamétereinek vizsgálata és energiafelbontó képességének javítása" (Egyetemi doktori disszertáció).
- Junius 12.** *Lakatos Tamás*: "Jó feloldású, nagy terhelhetőségű jelfeldolgozó rendszer Si-Li és Ge-Li spektrométerekhez".
- Junius 19.** *H. Reinhardt* (ZfK Rossendorf) (ATOMKI jubileumi pályázat nyertese): "Semiclassical theory of large amplitude collective motion".

- Junius 26. *S. Morita* (Sendai, Japán): "Cyclotron Center in Sendai and Experiments on Continuous X-rays from proton impact".
- Szeptember 4. *Valek Aladár, Paál András*: "Beszámoló az NSZK-Holland tanulmányutról" és *Vertse Tamás*: "Beszámoló a svédországi tanulmányutról".
- Szeptember 11. *T. Mukoyama* (Kyoto University): "Nuclear Excitation by Positron Annihilation".
- Szeptember 18. *Kruppa András*: "A szeparálható potenciál módszere és alkalmazása égyrészecske-pályák meghatározására" (Egyetemi doktori disszertáció).
- Szeptember 22. *Végh László*: "Az A(p,Nd)B kváziszabad reakciók elméleti vizsgálata közepes energiákon". (Kandidátusi értekezés házi vitája).
- Szeptember 25. *Prof. F. Fukuzawa* (Kyoto University): "Charge-changing-collision experiments at Kyoto University".
- Október 9. *Bujdosó Ernő* (MTA Informatikai és Tudományelemzési Kutatási Főosztály): "Információ, kommunikáció és kutatás".
- Október 16. *Hertelendi Ede*: "Légköri atomfegyver kísérletek által termelt radiokarbon beépülése fák évgyűrűibe". (Egyetemi doktori disszertáció).
- Október 23. *Harangozóné Varga Zsuzsanna*: "Szilárdtest nyom-detektorok felhasználása radiográfiai vizsgálatokban". (Egyetemi doktori disszertáció).
- Október 30. *Kibédi Tibor*: "Miniorange spektrométerek" és *Zolnai László*: "Beszámoló a Nigériában folytatott NAÜ szakértői tevékenységről".
- November 20. *Borbélyné Kiss Ildikó, Koltay Ede, László Sándor, Szabó Gyula*: "PIXE; külföldi tapasztalatok és saját eredmények".
- November 28. *Prof. V. V. Afroszimov* (IOFFE Inst. Leningrád): "Fundamental processes at atomic collision physics research and its application for diagnostics of hot plasma".
- December 4. *Nagy Sándor* (KLTE Kis. Fiz. Int.): "Az $^{238}\text{U}(n,f)$ folyamat tömegeloszlásának vizsgálata az 1,5-15 MeV tartományban". (Kandidátusi disszertáció házi védése).

- December 11. *Kiss Károly*: "Elektron bombázással létrehozott belső héj ionizációs vizsgálatok a 60-600 keV bombázó energia tartományban". (Egyetemi doktori disszertáció).
- December 18. *Kónya Albert* akadémikus és *Giber János* egyetemi tanár (BME Fizikai Intézet): "Felületfizikai kutatások a BME Fizikai Intézetében a terület nemzetközi helyzetének tükrében".

1980. év folyamán az ATOMKI KISZ Szervezetének külső kapcsolatai tovább fejlődtek. A KISZ KB Értelmiségi Fiatalok Tanácsa Fiatal kutatók Munkabizottságában való részvételen tul szorosabbá vált a kapcsolat a DOTE és a KFKI KISZ szervezetével.

Az ATOMKI-be összesen 1400 nem kutató látogató érkezett az év folyamán. A látogató-csoportok programjának összeállítását és a csoportok vezetését az intézeti KISZ-tagok végezték.

Összedállította: Kovách Adámné

Az ATOMKI Közlemények negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 251
Debrecen, 1981/junius
Példányszám: 440

АТОМКИ СООБЩЕНИЯ

ТОМ 23 / №2

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	45
П. Ранч, Ф. Пасти, Ш. Дароци и Ш. Надь: Измерение сечений реакций $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ и $^{89}\text{Y}(n,2n)$ при энергии нейтронов 14 МэВ	45
З. Беди: Описание функций возбуждения реакций $(n,2n)$ с помощью экситонной модели Гриффина	59
Н. Сайлер: Дифракционное рассеяние протонов ядрами с выбиванием нуклонов	69
Ш. Сагеди, А. Пажит, Ч. М. Буцко: Определение концентрации хлора и серы в нефти с помощью нейтроноактивационного и рентгенофлуоресцентного анализа	81
Т. Мукояма: Возбуждение ядер аннигиляцией позитронов	89
Д. Альмаши, Д. Шомоди: Данные пробега и "REL" для легких и тяжелых ионов в ядерных трековых детекторах CR-39, CN-85 и PC	99
А. Гашпар, Т. Лакатош, Б. Шуллик и И. Терен: Участие АТОМКИ в международном сравнивающем гамма-спектрометрическом измерении высокой точности G-2	113
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	127
Ш. Бохатна, Л. Ниш: Течеликание с помощью квадрупольного масс-спектрометра	127
ИНСТИТУТСКИЕ ИЗВЕСТИЯ	131

ATOMKI

BULLETIN

Volume 23 / Number 2

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	45
<i>P. Raics, F. Pászti, S. Daróczy and S. Nagy:</i> Measurement of the cross sections for the $^{58}\text{Ni}(n,2n)$, $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,d)$ and $^{89}\text{Y}(n,2n)$ reactions around 14 MeV	45
<i>Z. T. Bődy:</i> $(n,2n)$ excitation functions described by the Griffin exciton model in the quasi equilibrium limit	59
<i>K. Sailer, V. K. Tartakovsky:</i> Diffractive proton- nucleus scattering followed by nucleon knock-out	69
<i>S. Szegedi, A. Pászti:</i> Determination of Cl and S in crude oil samples by neutron activation analysis and X-ray fluorescence method	81
<i>T. Mukoyama:</i> Nuclear excitation by positron annihilation	89
<i>Gy. Almási, G. Somogyi:</i> Range and REL data for light and heavy ions in CR-39, CN-85 and PC nuclear track detectors	99
<i>A. Gáspár, T. Lakatos, B. Sulik and I. Török:</i> The participation of ATOMKI in the G-2 international intercomparison of high precision gamma-ray spectrometry measurements	113
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	127
<i>S. Bohdtko, L. Kiss:</i> Leak detection with quadrupole mass spectrometer	127
NEWS OF THE INSTITUTE	131

IV.

30 565

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23. kötet / 3. szám



MTA
ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1981

95

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23.kötet /3 . szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	143
<i>Angeli I., Tari T.:</i> Magsugár meghatározása izotóp-keverékre vonatkozó mérési adatokból	143
<i>T. Mukoyama, Hock G.:</i> A béta-bomlást és elektron-befogást kisérő belső ionizáció egy lehetséges mechanizmusa	151
<i>Fényes T.:</i> γ -spektroszkópiai vizsgálatok lehetőségei az U-103 ciklotron nyalábjaiban	165
<i>Vatai E., Szabó Gy.:</i> Kicserélődési korrekció szerepe belső-konverziós folyamatokban	181
<i>Csongor É., Hertelendi E.:</i> Radiokarbon kormeghatározásra alkalmas alacsony hátterű mérőrendszer	189
MŰHELYÜNKÖLÖ, LABORATÓRIUMUNKBÓL	205
<i>Zolnai L.:</i> Egy a PDP-8/I-n működő, RSX-11M terminált szimuláló program	205
<i>Zolnai L.:</i> Az ND-50/50 rendszer "C-ILDAP'80/3" mérő- és adatfeldolgozó programnyelve	211
TUDOMÁNYOS ÉS ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK, ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK	221

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 143-149

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

DETERMINATION OF NUCLEAR RADII FROM DATA MEASURED ON SAMPLES CONTAINING SEVERAL ISOTOPES*

I. ANGELI, T. TARI

Institute of Experimental Physics, Kossuth University,
H-4001 Debrecen, Pf. 105, Hungary

The connection between the radius of a single nuclide and the "average radius" measured on a sample containing several isotopes, is given by a simple expression. For practical purposes a table is presented that renders possible to estimate the radius for the most abundant isotope of an element from the value measured on a sample with natural isotopic composition.

MAGSUGÁR MEGHATÁROZÁSA IZOTÓP-KEVERÉKRE VONATKOZÓ MÉRÉSI ADATOKBÓL. Egyszerü összefüggés adható meg az izotóp-keveréken mért "átlagos sugár" és egy meghatározott mag sugara között. A gyakorlati szempontból legfontosabb esetre (a természetes izotóp-összetételű mintában legnagyobb arányban jelenlevő izotópra) alkalmazandó korrekciókat táblázatban adjuk meg.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА ЯДРА ИЗ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ, ВЫПОЛНЕННЫХ В СЛУЧАЕ СМЕСИ ИЗОТОПОВ. Простая связь имеется между "средним радиусом", измеренным на смеси изотопов и радиусом определенного нуклида. Используемые коррекции самого важного случая (изотоп наибольшей пропорции естественной смеси) приведены в таблице.

1. Introduction

The term "nuclear radius" is generally attributed to a given nuclide. Nevertheless, because of financial or technical difficulties, radius measurements are often performed also on elements with natural isotopic composition (see e.g. refs. [1-3]). Sometimes, nuclear radius is only a "by-product" of other investigations, e.g. [4]. The result in these cases is an "average radius" which either is published with the label "nat." attached to the symbol of the respective element, or it is attributed to the most abundant isotope of the element.

*Dedicated to Professor J. CSIKAI on the occasion of his fiftieth birthday.

The first procedure is fair but physically meaningless, while the second may be misleading. In this paper the quantitative connection between the average radius of an element and the radius of a given isotope will be investigated. The values of the necessary corrections are presented in tabulated form.

2. Description of the correction procedure

Let us denote the measured average rms charge radius of an element by r_Z , the (unknown) radius of the i -th isotope by r_i , the abundance of this isotope by f_i (%). For a given element (Z), the mass number dependence of r_i follows the rule

$$r_i \propto A_i^{1/v}, \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{3} + \bar{A}_z a_z \quad (1)$$

where $\bar{A}_z a_z$ is a simple function of the atomic number Z [5]. Using these notations and rules, the average radius can be expressed as follows:

$$100 r_Z = f_1 r_1 + f_2 r_2 + \dots + f_i r_i + \dots + f_n r_n = r_i \left(f_1 \frac{r_1}{r_i} + \dots + f_i + \dots + f_n \frac{r_n}{r_i} \right) = \\ = r_i \left[f_1 \left(1 + \frac{A_1 - A_i}{A_i} \right)^{1/v} + \dots + f_i + \dots + f_n \left(1 + \frac{A_n - A_i}{A_i} \right)^{1/v} \right].$$

Introducing the notation

$$\delta_j \equiv \frac{A_j - A_i}{A_i},$$

and assuming that $\delta_j \ll 1$, we get $(1 + \delta_j)^{1/v} \approx 1 + \frac{1}{v} \delta_j$. (2)

With this approximation,

$$100 r_Z = r_i \left(f_1 + \dots + f_n + \frac{1}{v} \sum_{j=1}^n f_j \delta_j \right) \quad (3)$$

and the relative (per cent) difference between the measured average radius r_Z and the unknown r_i :

$$\Delta_i (\%) \equiv \frac{r_Z - r_i}{r_i} 100 = \frac{1}{v} \sum_{j \neq i} f_j \delta_j. \quad (4)$$

It can be seen that in principle for any isotope the radius r_i can be estimated as

$$r_i = \frac{r_Z}{1 + 0.01 \Delta_i}. \quad (5)$$

A few examples are displayed in Table I.; this contains also a comparison of calculated r_i values with experimental ones.

Table I.

Element \bar{r}_z	A_i	$f_i(\%)$	r_i , Calc.	r_i , exp.	Refs.
Zr 4.28(2)	90	51.5	4.26(2)	4.26(2)	[2], [3]
	91	11.2	4.27(2)	4.31(3)	[2], [3]
	92	17.1	4.29(2)	4.30(3)	[2], [3]
	94	17.4	4.33(2)	4.33(3)	[2], [3]
	96	2.8	4.36(3)	4.40(3)	[2], [3]
Cd 4.60(1)	106	1.3	4.54(2)	-	-
	108	0.89	4.56(2)	-	-
	110	12.5	4.58(1)	4.58(2)	[2], [3]
	111	12.8	4.59(1)	-	-
	112	24.11	4.60(1)	4.61(2)	[2], [3]
	113	12.2	4.60(1)	-	-
	114	28.7	4.61(1)	4.62(1)	[2], [3]
	116	7.5	4.63(1)	4.64(2)	[2], [3]
Sn 4.64(1)	112	1.0	4.59(2)	4.62(4)	[2], [3]
	114	0.67	4.60(2)	4.60(2)	[2], [3]
	115	0.38	4.61(2)	-	-
	116	14.7	4.62(2)	4.64(2)	[2], [3], [8]
	117	7.75	4.63(2)	4.64(2)	[2], [3]
	118	24.3	4.63(1)	4.65(1)	[2], [3]
	119	8.6	4.64(1)	4.64(3)	[2], [3]
	120	32.4	4.65(1)	4.66(2)	[2], [3]
	122	4.6	4.66(2)	4.68(2)	[2], [3]
	124	5.6	4.68(2)	4.69(1)	[2], [3]
	204	1.4	5.47(1)	5.480(5)	[2], [3], [9]
	206	24.1	5.48(1)	5.490(5)	[2], [3], [9]
	207	22.1	5.49(1)	5.497(5)	[2], [3], [9]
	208	52.4	5.49(1)	5.503(5)	[2], [3], [9]

It is practical, however, to choose an isotope for which the correction Δ_i is small; in this case the uncertainty caused by the error of $1/v$ in eq. (4) will also be low. An inspection of the sum in the right hand side of eq. (4) shows that it will be small if

- i) the f_j abundances ($j \neq i$) are low, i.e. f_j is high,
- ii) there are both positive and negative δ_j -s, i.e. the i -th isotope is near the centre of the isotopic sequence.

Table 2. shows the Δ_i values calculated for the most abundant isotopes of elements; the columns contain:

- the chemical symbol of the element;
- the mass number of the isotope with the highest abundance;
- abundance (%) of this isotope, as listed in refs. [6];
- the sum on the right hand side of eq. (4); as δ_j -s are pure numbers and the f_j -s are generally known with a fairly small uncertainty, the value of this sum renders possible that - having improved $1/v$ values - the user of the table will be able to calculate new Δ_i corrections easily;
- the correction Δ_i in per cent together with its uncertainty;
- the characters in the last column refer to a comment on the element in chapter III.

Table 2.

Element	A_i	f_i (%)	$\sum' f_j \delta_j$ (%)	Δ_i (%)	Comments
H	1	99.985	-	0.0209(4)	a
He	4	99.99986	- 0.00004	0	
Li	7	92.5	- 1.0714	0.16(6)	
Be	9	100	0	0	
B	11	80.2	- 1.8000	- 0.2(1)	
C	12	98.89	0.0925	0.02(1)	
N	14	99.634	0.0261	0.009(2)	
O	16	99.758	0.0279	0.012(4)	
F	19	100	0	0	
Ne	20	90.51	0.9355	- 0.11(4)	
Na	23	100	0	0	
Mg	24	78.99	1.3342	0.01(2)	
Al	27	100	0	0	
Si	28	92.23	0.3882	0.05(1)	
P	31	100	0	0	
S	32	95.02	0.2889	0.07(2)	
Cl	35	75.77	1.3846	0.4(1)	
Ar	40	99.60	- 0.0368	- 0.011(3)	b
K	39	93.258	0.3454	0.05(3)	
Ca	40	96.94	0.2896	0.01(1)	
Sc	45	100	0	0	
Ti	48	73.7	- 0.1698	- 0.002(4)	
V	51	99.750	- 0.0049	0.0001(3)	
Cr	52	83.79	0.1062	0.01(1)	b
Mn	55	100	0	0	
Fe	56	91.75	- 0.1588	- 0.05(1)	
Co	59	100	0	0	
Ni	58	68.27	1.3002	0.36(4)	
Cu	63	69.2	0.9778	0.24(2)	
Zn	64	48.6	2.2959	0.5(1)	
Ga	69	60.1	1.1565	0.21(4)	
Ge	74	36.5	- 1.7432	- 0.2(2)	
As	75	100	0	0	
Se	80	49.8	- 1.1592	- 0.12(4)	

Element	A_i	f_i (%)	$\sum_{j \neq i} f_j \delta_j$ (%)	Δ_i (%)	Comments
Br	79	50.69	1.2484	0.09(4)	
Kr	84	57.0	- 0.1333	- 0.003(1)	
Rb	85	72.17	0.6548	0.01(2)	
Sr	88	82.6	- 0.3286	0.003(9)	
Y	89	100	0	0	
Zr	90	51.5	1.4644	0.55(4)	
Nb	93	~100	~0	~0	
Mo	98	24.1	- 2.0153	- 0.68(5)	
Tc	-	-	-	-	c
Ru	102	31.6	- 0.8186	- 0.23(2)	
Rh	103	100	0	0	
Pd	106	27.3	0.4943	0.12(1)	
Ag	107	51.83	0.9004	0.24(2)	
Cd	114	28.7	- 1.3119	- 0.29(3)	
In	115	95.7	- 0.0748	- 0.018(3)	
Sn	120	32.4	- 1.0131	- 0.19(2)	
Sb	121	57.3	0.7058	0.06(4)	
Te	130	34.5	- 1.7542	- 0.22(3)	
J	127	100	0	0	
Xe	132	26.9	- 0.4635	- 0.05(1)	
Cs	133	100	0	0	
Ba	138	71.7	- 0.4192	- 0.026(6)	
La	139	99.911	- 0.0006	- 0.0001(1)	
Ce	140	88.48	0.1493	0.07(1)	b
Pr	141	100	0	0	
Nd	142	27.2	1.6373	0.76(6)	
Pm	-	-	-	-	c
Sm	152	26.6	- 1.0316	- 0.52(3)	
Eu	153	52.1	- 0.6261	- 1.0(1)	b
Gd	158	24.8	- 0.4260	- 0.25(3)	b
Tb	159	100	0	0	
Dy	164	28.1	- 0.8740	- 0.22(2)	
Ho	165	100	0	0	
Er	166	33.4	0.8013	0.19(1)	
Tm	169	100	0	0	
Yb	174	31.6	- 0.5258	- 0.114(6)	
Lu	175	97.4	0.0149	0.0032(4)	
Hf	180	35.2	- 0.8083	- 0.14(3)	
Ta	181	99.988	- 0.00007	0	
W	184	30.67	- 0.0555	- 0.010(1)	
Re	187	62.60	- 0.4000	- 0.067(8)	
Os	192	41.0	- 0.8955	- 0.13(2)	
Ir	193	62.7	- 0.3865	- 0.043(6)	
Pt	195	33.8	0.0594	0.008(1)	
Au	197	100	0	0	
Hg	202	29.8	- 0.6785	- 0.013(1)	
Tl	205	70.5	- 0.2878	- 0.058(4)	
Pb	208	52.4	- 0.3649	- 0.078(6)	
Bi	209	100	0	0	

Element	A_i	f_i (%)	$\sum_j f_j \delta_j$ (%)	Δ_i (%)	Comments
Po	-	-	-	-	c
At	-	-	-	-	c
Rn	-	-	-	-	c
Fr	-	-	-	-	c
Ra	-	-	-	-	c
Ac	-	-	-	-	c
Th	232	100	0	0	
Pa	-	-	-	-	c
U	238	99.2746	- 0.0092	- 0.0040(5)	

A list of Δ_i values for $v=3, 5$ and 100 has also been calculated [7].

It is worth mentioning that these results remain valid also in the case of squared radii (actually, some experiments measure $\langle r^2 \rangle$ and not its square root). In this case the left side of eq. (4) has the form

$$\frac{r_Z^2 - r_I^2}{r_I^2} 100 = \frac{(r_Z + r_I)(r_Z - r_I)}{r_I^2} 100 \approx 2 \frac{r_Z - r_I}{r_I} 100$$

Now in eqs. (2) and (3) we have instead of r_j/r_i

$$\left(\frac{r_I}{r_i}\right)^2 = \left(\frac{A_I}{A_i}\right)^{2/v} = (1 + \delta_j)^{2/v} \approx 1 + \frac{2}{v} \delta_j,$$

and this results in $2/v \sum_j$ on the right of eq. (4), i.e. the same factor 2 appears on both sides.

3. Comments

There are a few elements for which the simple procedure described in Chapter 2 is not valid. Here we discuss these special cases; the label in front of each paragraph is referred to in the last column of Table 2.

a.) In the case of hydrogen the assumption $\delta_j \ll 1$ does not hold and - as a consequence - eq. (4) can not be applied. Therefore, in this case the directly measured r/H value was used for the calculation of the average.

b.) Each of the isotopic sequences of ^{18}Ar , ^{24}Cr , ^{58}Ce , ^{63}Eu and ^{64}Gd includes a member with magic neutron number. As a

result, the mass number dependence of these sequences can be characterized by two exponents instead of a single one [5]. An elementary but somewhat lengthy calculation yields:

$$\Delta_i (\%) = \frac{1}{v} (\delta_M^{(i)} S_1 + S_2) + \frac{1}{\mu} S_3 + \frac{1}{\mu} \frac{1}{v} \delta_M^{(i)} S_3 ,$$

where

$$\delta_k^{(\ell)} \equiv \frac{A_k - A_\ell}{A_\ell}, \quad S_1 \equiv \sum_{j=M}^n f_j, \quad S_2 \equiv \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{M-1} f_j \delta_j^{(i)},$$

$$S_3 = \sum_{j=M+1}^n f_j \delta_j^{(M)},$$

$1/v$ and $1/\mu$ are the two exponents, and M stands for the index of the isotope with magic neutron number.

c.) These elements have no stable isotopes.

References

- [1] H. R. Collard, L. R. B. Elton and R. Hofstadter, Nuclear Radii, in: Landolt-Börnstein, group I., vol. 2., ed. H. Schopper (Springer, Berlin, 1967).
- [2] C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14 (1974) 479.
- [3] R. Engfer, H. Schneuwly, J. L. Vuilleumier, H. K. Walter and A. Zehnder, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14 (1974) 509.
- [4] K. Kaeser, T. Dubler, B. Robert - Tissot, L. A. Schaller, L. Schellenberg and H. Schneuwly, Helvetica Physica Acta, 52 (1979) 238.
- [5] I. Angeli and M. Csatlós, Nuclear Physics A288 (1977) 480
- [6] N. E. Holden, Isotopic composition of the elements and their variation in nature: a preliminary report. March (1977). BNL-NCS-50605.
C. M. Lederer and V. S. Shirley, Table of Isotopes. 7th edition, John Wiley and Sons. Inc., New York (1978) p.91.
- [7] T. Tari, unpublished paper presented at the Students' Scientific Association; Debrecen, 1980.
- [8] J. W. Lightbody Jr., S. Penner, S. P. Fivozinsky, P. L. Hallowell, H. Crannell, Phys. Rev. C14 (1976) 952.
- [9] H. Euteneuer, J. Friedrich, and N. Voegler, Nuclear Physics A298 (1978) 452.

Referee: B. Gyarmati

ANOTHER POSSIBLE MECHANISM FOR INTERNAL IONIZATION IN BETA DECAY AND ELECTRON CAPTURE

TAKESHI MUKOYAMA

Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan

GÁBOR HOCK

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

The internal conversion of the internal bremsstrahlung radiation is considered as a possible mechanism of internal ionization accompanying β^- decay and electron capture. The probable Feynmann diagrams indicate that in the case of β^- decay this process is equivalent to the direct collision, while in electron capture this corresponds to the initial-state correlation. Rough estimations of the probability for this process have been made and compared with the experimental data.

A BÉTA-BOMLÁST ÉS ELEKTRONBEFOGÁST KISÉRŐ BELSŐ IONIZÁCIÓ EGY LEHETSÉGES MECHANIZMUSA. A β^- -bomlást és elektronbefogás kisérő belső ionizáció egy lehetséges mechanizmusaként a belső fékezési sugárzás belső konverzióját tekinthetjük. A megfelelő Feynmann-gráfok szerint a β^- -bomlásban ez a folyamat ekvivalens a direkt ütközéssel, míg az elektronbefogásban ez megfelel a kezdeti állapot korrelációjának. A folyamat valószínűségének becslése alapján összehasonlitást tettünk a kísérlettel.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ВНУТРЕННЕЙ ИОНИЗАЦИИ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЙ БЕТА-РАСПАД И ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ. Внутренняя конверсия внутреннего тормозного излучения рассматривается как возможный механизм в внутренней ионизации, сопровождающей β^- -распад и захват электронов. По соответствующим Фейнмановым диаграммам этот процесс эквивалентен прямому столкновению электронов при β^- -распаде, а при электронном захвате он соответствует корреляции начальных состояний. Результаты, полученные из оценки вероятности процесса, сравниваются с экспериментами.

1. Introduction

The atomic ionization accompanying β^- decay and electron capture has been extensively studied both theoretically and experimentally [1]. The principal mechanism contributing to ionization has been believed for a long time to be the shakeoff process due to the sudden change in central charge during nuclear decay. However, we have pointed out recently that in the case of β^- decay the theoretical predictions of K-electron shakeoff probability are systematically smaller than the recent experimental data [2,3]. This fact suggests the existence of other mechanisms in the internal ionization process during β^- decay.

In the pioneering work of the internal ionization in β^- decay, Feinberg [4] proposed another possible channel which is usually referred to the direct collision; the scattering of the atomic electron by the β^- particle through the Coulomb interaction between two electrons. He treated this process as two steps [4,5]. In the first step, the ordinary β^- decay takes place with the emission of an electron and an anti-neutrino from the nucleus, and then an atomic electron is ejected by the Coulomb scattering of this β^- particle.

According to the estimation of Feinberg, the ratio of the probability for the direct-collision (DC) process of the K-shell electron to that for the K-shell shakeoff (SO) process is given by

$$\frac{P_K(\text{DC})}{P_K(\text{SO})} \sim \frac{I_K}{E_\beta}, \quad (1)$$

where I_K is the K-shell binding energy of the daughter atom and E_β is the kinetic energy of the β^- particle. This equation predicts very small DC probability for most nuclides, except for the case of extremely small transition energy.

On the other hand, Weiner [6] estimated the DC probabilities from the experimental cross sections by electron impact ionization. Following the method of Williams [7], he divided the ionization cross section of atom by external electron impact into two parts; the virtual photoelectric effect corresponding to the large impact parameter and the direct collision with the small impact parameter. A similar method also has been successfully used by Kolbendtvedt [8] to estimate the electron impact ionization cross sections of atoms.

Considering that the DC process in β^- decay is closely related to the close collision with small impact parameters, Weiner calculated the contribution of the close-collision part of the total K-shell ionization cross section by electron impact. He estimated the cross section of the virtual photo-effect by the Weizsäcker-Williams method [9] and subtracted this value from the measured value of the K-shell ionization cross section by external electron impact. The K-shell ionization probability due to the DC process is given by the following relation:

$$P_K(\text{DC}) = 3\sigma_{d.i.} / (4\pi R^2), \quad (2)$$

where $\sigma_{d.i.}$ denotes the K-shell direct ionization cross section of the atom by the close collision and R is the K-shell radius. The calculations have been made by the use of the mean energy of the β^- particle of the corresponding nuclides. It was found that, on the contrary to the prediction of Feinberg, Eq. (2) gives a large DC probability in β^- decay. However, such a large value is not supported by the recent experimental data of K-shell ionization probability.

Here we present an alternative possible mechanism in the K-shell internal ionization accompanying β^- decay and electron capture. As a second-order process in β decay, it is well known that a continuous electromagnetic radiation is emitted accompanying a β particle and an antineutrino. This process, called internal bremsstrahlung, is due to the change in the electric dipole moment of the nucleus during β decay. If this radiation is emitted virtually and the energy is transferred to an atomic electron, the orbital electron is ejected accompanying β decay. This process is quite similar to the internal conversion of the internal Compton effect (ICICE) proposed by Listengarten [10], where two orbital electrons are emitted during the internal conversion process. Thus the new process proposed here may be called internal conversion of internal bremsstrahlung (ICIB).

In Fig. 1, the Feynmann-like diagrams for β^- decay are shown. The diagram (a) represents the ordinary β^- decay. The solid line denotes an electron and the dashed line is a neutrino. The diagram for internal bremsstrahlung is shown by (b) and the SO process is represented by the diagram (c). The diagram for the ICIB is given by Fig. 1(d). It can be seen that the diagram for the DC process is also given by the same diagram. This means that the ICIB process in β^- decay is equivalent to the DC.

The change in the nuclear electric moment can occur when an orbital electron is captured by the nucleus. Therefore, a bremsstrahlung radiation is also emitted accompanying electron-capture decay and there is a small probability that an orbital electron is ejected in electron capture. Fig. 2 shows the diagrams for electron capture; (a) the ordinary electron-capture decay, (b) internal bremsstrahlung in electron capture, (c) the SO process in electron capture and (d) the ICIB in electron capture. It is clear that the diagram (d) for the ICIB is the same as that for the process called initial-state correlation in double photoionization [11]. According to this point of view, the ICIB is described as follows: Because of the correlation effect between two electrons in the initial state, both electrons are excited virtually. When one electron is captured by the nucleus, the other electron leaves the atom. Thus, the ICIB process in electron capture can be considered to be equivalent to the initial-state correlation effect.

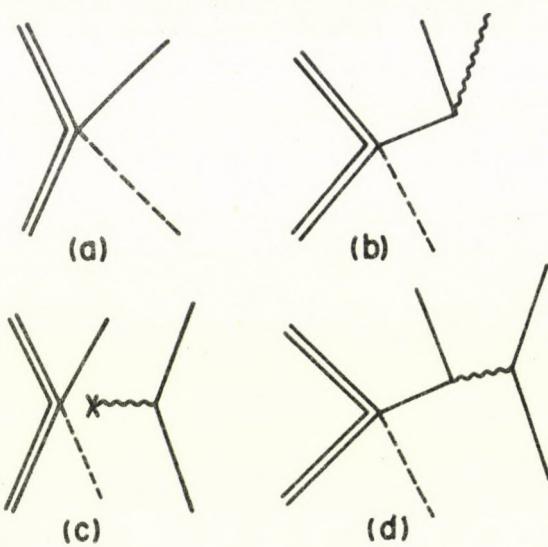


Fig. 1. The diagrams for β^- decay; (a) ordinary β^- decay, (b) internal bremsstrahlung in β^- decay, (c) shakeoff process in β^- decay, (d) internal conversion of internal bremsstrahlung.

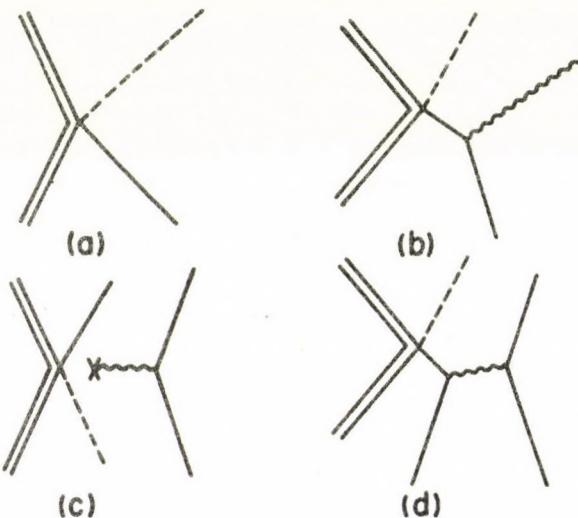


Fig. 2. The diagrams for electron capture; (a) ordinary electron-capture decay, (b) internal bremsstrahlung in electron capture, (c) shakeoff process in electron capture, (d) internal conversion of internal bremsstrahlung.

In the present work, we adopt a simple model to estimate the probabilities of the ICIB process in β^- decay and electron capture. The calculated probabilities are added to the S0 probabilities to yield the K-hole production probabilities per β^- decay and the double K-hole production probabilities per K capture. These probabilities are compared with the experimental values.

2. Theoretical model

2.1. Beta decay

According to the theory of internal bremsstrahlung, the probability per β decay that a photon with energy k is emitted is given by [12]

$$P(k)dk = \frac{\alpha}{\pi k} dk \frac{\int_{1+k}^{W_o} \phi_o(W'_e, k) P_o(W'_e) dW'_e}{\int_1^{W_o} P_o(W'_e) dW'_e}, \quad (3)$$

where

$$P_o(W'_e) = p_e' W_e' (W_o - W_e')^2 F(Z, W_e'), \quad (4)$$

and

$$\phi_o(W'_e, k) = \frac{p_e}{p_e'} \left\{ \frac{W_e'^2 + W_e^2}{p_e W_e'} \ln(W_e + p_e) - 2 \right\}. \quad (5)$$

Here W_o is the transition energy of β decay, $P_o(W_e')$ represents the probability that an electron with total energy W_e' and the momentum p_e' is emitted in β decay, and $\phi_o(W'_e, k)$ corresponds to the probability that an electron with total energy W_e' will radiate a photon with energy k . The function $F(Z, W_e')$ is the Fermi function for atomic number Z and electron energy W_e' , $W_e = W_e' - k$, p_e is the electron momentum corresponding to W_e , and α is the fine structure constant. Throughout the present work, the relativistic units ($\hbar = m_e = c = 1$) are used.

The multipolarity of the electromagnetic radiation emitted in internal bremsstrahlung is considered to be electric dipole. Following the method of Listengarten for the ICICE [10], the probability per β decay that a K-shell electron is emitted with total energy W is given by

$$P_K(W)dW = P(k) \beta^{E1}(Z, k) dk, \quad (6)$$

where $W = k - I_K + 1$, I_K is the K-shell binding energy of the daughter atom, and $\beta^{E1}(Z, k)$ is the K-shell internal conversion coefficient for the atomic number Z and for the transition energy k in the case of E1 transition.

Oh and Pratt [13] pointed out the relation between the cross section for photoelectric effect and the internal conversion coefficient for E1 transition:

$$\beta^{E1}(Z, k) = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{(Z\alpha)^2} \sigma_K, \quad (7)$$

where σ_K is the K-shell photoelectric cross section for the incident photon of energy k . Substituting Eq. (7) into Eq. (6), the ICIB probability per β decay can be written as

$$P_K(W) dW = \frac{3\sigma_K}{8\pi^2 Z^2 k a} dk \frac{\int_{1+k}^{W_0} \phi_o(W'_e, k) P_o(W'_e) dW'_e}{\int_1^{W_0} P_o(W'_e) dW'_e} . \quad (8)$$

The total ICIB probability of K-electron ejection per β^- decay is obtained by integrating Eq. (8) with respect to W :

$$P_K = \int_1^{W_0 - I_K} P_K(W) dW . \quad (9)$$

From Eqs. (8) and (9), it can be seen that the main contribution to the total probability comes from the photon energy k in the region near the threshold energy I_K for the photoelectric effect, because both $P(k)dk$ and σ_K are rapidly decreasing functions with increasing k . This fact makes it possible to use an approximate formula for σ_K in Eq. (8).

The nonrelativistic formula of the K-shell photoelectric cross section in the hydrogenic model was first derived by Stobbe [14]. His result can be given in the following form [15]:

$$\sigma_K = \frac{2^7 \pi}{\alpha^3 Z^2} \sigma_o \exp(-4n \arccot n) / [1 - \exp(-2\pi n)] \left(\frac{I_o}{k} \right)^4 , \quad (10)$$

where $I_o = \frac{1}{2}(\alpha Z)^2$ is the ideal K-shell ionization potential in the hydrogenic model, $\sigma_o = 8\pi r_o^2/3$, r_o is the classical electron radius, and

$$n = [(k/I_o) - 1]^{-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Since the important region in the integral of Eq. (9) corresponds to the large values of n , a good approximation can be obtained by expanding Eq. (10) in terms of $1/n$ and neglecting the contributions from the higher-order terms. Kolbenstvedt [8] used such an approximation formula which contains terms up to $1/n^2$ [16]. Furthermore, he proposed to take into account the effect of the screening due to presence of other atomic electrons. This can be done by replacing the atomic number Z by $Z_{eff} = Z - 0.3$ for K-shell electron and by introducing the so-called K-shell screening number, which is defined as the ratio of the measured K-shell binding energy I_K to the ideal value I_o with Z_{eff} [17].

Recently Hock has modified the Kolbenstvedt model and obtained a better approximate formula to σ_K [18]. For large values of n the terms containing n in Eq. [10] can be expanded up to $1/n^4$:

$$\begin{aligned} & \exp(-4n \arccot n) / [1 - \exp(-2\pi n)] \\ & \approx \frac{e^{-4}}{45} (45 + 60/n^2 + 4/n^4) . \end{aligned} \quad (12)$$

In addition, a new screening number is defined as

$$\theta = I_K / [\frac{1}{2} \alpha^2 (Z-1)^2] . \quad (13)$$

This corresponds to the replacing the ideal ionization potential for Z_{eff} by that for $Z-1$. Using Eqs. (12) and (13), Eq. (10) can be written as

$$\sigma_K = \frac{2^7 \pi}{\alpha^3 Z^2} \sigma_0 (K\theta)^{-4} \frac{e^{-4}}{45} [4(K\theta)^2 + 52(K\theta) - 11] , \quad (14)$$

where $K=k/I_K$. This equation gives a very good approximation to the exact photoelectric cross sections calculated by Scofield using the relativistic Hartree-Fock wave functions [19].

In the present work, Eq. (14) is used for σ_K in Eq. (8) and the total ICIB probability is calculated according to Eq. (9). It is well known that in the case of internal bremsstrahlung Eq. (3) diverges for small values of k and the total probability cannot be obtained by such a simple model. However, in the case of the ICIB the lower limit of integral in Eq. (9) corresponds to $k=I_K$ and we can avoid the divergence in the total probability.

2.2. Electron capture

Assuming an allowed transition and neglecting the Coulomb effect, the energy spectrum of photons emitted in the internal bremsstrahlung per K-electron capture is given by [20]

$$S(k)dk = C(k) \frac{\alpha k}{\pi W_0^2} (W_0 - k)^2 dk . \quad (15)$$

Here $C(k)$ is a function slowly varying with k . For simplicity, we set $C(k)=1$, i.e. we use the formula derived by Morrison and Schiff [21].

In internal bremsstrahlung, the electromagnetic radiation is considered to have E1 character. The ICIB probability with the emission of a K-shell electron is expressed in the similar manner to the case of β^- decay as

$$P_{KK}(W)dW = \frac{1}{2} S(k) \beta^{E1}(Z, k) dk , \quad (16)$$

where W is the total energy of the ejected electron and the factor $\frac{1}{2}$ accounts for the existence of only one K-shell electron in the daughter atom after K capture.

Substituting Eq. (15) into Eq. (16) and using Eq. (7), the ICIB probability per K capture can be written as

$$P_{KK}(W) dW = \frac{3}{16\pi^2} \frac{k}{Z^2 \alpha} \frac{\sigma_K}{W_0^2} (W_0 - k)^2 dk . \quad (17)$$

Considering the strong energy dependence of the photoelectric cross section, σ_K can be approximated by the low-energy formula, Eq. (14). The total ICIB probability per K-electron capture is obtained as

$$P_{KK} = \int_1^{W_0 - I_K} P_{KK}(W) dW . \quad (18)$$

3. Results and discussion

We have calculated the ICIB probabilities in β^- decay and in K-electron capture for several nuclides in which the experimental data are available. The nuclear transition energy of these nuclides and the K-shell binding energy of the daughter atoms are taken from the tables prepared by Lederer and Shirley [22]. The numerical calculations in the present work have been performed on the PDP-11/40 computer of ATOMKI and on the FACOM M-200 computer in the Data Processing Center of Kyoto University.

The total K-shell ICIB probability per β^- decay was calculated using Eq. (9) with the σ_K value obtained by Eq. (14). The calculated results are shown in Table 1. The ratio of the K-shell binding energy to the end-point energy of the β decay, I_K/E_0 , is also listed in the table. In order to compare the present results with the experimental data, P_K (ICIB) should be added to the K-shell SO probability, P_K (SO). In the table the P_K (SO) values calculated by Isozumi et al. [2] are shown and the K-hole production probabilities per β^- decay are estimated as a sum of probabilities for these two processes, P_K (SO+ICIB). Experimentally these processes cannot be measured separately. In the table we list only the recent experimental values measured with high-energy-resolution detectors, because old experiments with poor-resolution detectors, such as NaI(Tl) or proportional counters might contain contributions from spurious x rays.

It can be seen from the table that for heavy nuclides the calculated K-hole production probabilities are in good agreement with the experimental values. The discrepancy between the experimental data and the P_K (SO) values can be explained by taking into account the existence of the ICIB process proposed in the present work.

Table 1. Comparison of the calculated probabilities of K-hole creation in β^- decay with the experimental data ($\times 10^{-4}$)

Z	Nuclide	I_K/E_0	$P_K(SO)$ (a)	$P_K(ICIB)$	$P_K(SO+ICIB)$	Experimental	Ref.
28	^{63}Ni	0.134	3.90	5.72	8.81	4.6 ± 0.4	23
41	^{95}Nb	0.125	1.93	3.16	5.09	4.40 ± 0.15	24
						3.4 ± 0.4	25
61	^{147}Pm	0.451	0.451	0.443	0.894	0.81 ± 0.09	26
						0.98 ± 0.08	27
						0.936 ± 0.063	28
62	^{151}Sm	0.638	0.0110	0.0150	0.0260	0.036 ± 0.005	27
						0.023 ± 0.003	29
						0.024 ± 0.003	28
80	^{203}Hg	0.401	0.077	0.0254	0.102	0.11 ± 0.035	30
						0.15 ± 0.045	31
81	^{204}Tl	0.115	0.663	0.917	1.58	1.0 ± 0.1	32
						1.02 ± 0.03	33
						1.12 ± 0.11	23
						1.22 ± 0.16	28

(a) Ref. 2.

However, for ^{63}Ni and ^{95}Nb the theoretical values are larger than the experimental ones. This can be ascribed to the over-estimation of the ICIB probability for these nuclides. As already described above, the formula for internal bremsstrahlung used in the present work, Eq. (3), diverges at small values of k . The lower limit of the integral in Eq. (9) is $k=I_K$. If this value is small, i.e. for low-Z elements, Eq. (9) gives too large values due to the divergent property of $P(k)$. This fact means that the ICIB probabilities for low-Z elements in the present work are not reliable. It may be possible to avoid this difficulty by using a more realistic model for internal bremsstrahlung in β^- decay, but calculations become tedious. Therefore, in the present work we shall confine our discussion only for heavy elements in which the present model is valid.

It is also clear from the table that the contribution of the ICIB process is large, it is comparable to or sometimes larger than the SO probability. As shown in Fig. 1(d), the ICIB is equivalent to the DC process. According to the prediction of Feinberg [4,5], the DC plays a minor role in the K-hole production in β^- decay, as it can be seen from Eq. (1). However, it should be noted that he calculated the DC probability in a two-step model; first a real electron is ejected in β decay and this electron ejects a K-shell electron through Coulomb interaction. On the other hand, in the case of the ICIB the β particle is ejected as a virtual electron and the whole process

is treated in one step. The summations for virtual intermediate states are made over all possible discrete and continuum states. This fact suggests that the Feinberg's treatment only partially accounts for the process shown in Fig. 1(d).

The total K-shell ICIB probability per K-electron capture was calculated using Eq. (18) for six nuclides. The σ_K value was obtained from the analytical formula, Eq. (14). The calculated values are listed in Table 2 together with the K-shell SO probabilities per K capture, $P_{KK}(SO)$, obtained by Mukoyama et al. [34] using the relativistic screened hydrogenic wave functions. The ratio of two times of the K-shell binding energy to the transition energy is also included in the table. Comparison of the two probabilities shows that the $P_{KK}(ICIB)$ is in the same order of magnitude as the $P_{KK}(SO)$. The double K-hole production probabilities per K capture were estimated as the sum of these two probabilities.

Table 2. Comparison of the calculated probabilities of double K-hole creation in K-electron capture with the experimental data ($\times 10^{-5}$)

Z	Nuclide	$2I_K/E_\infty$	$P_{KK}(SO)$ ^(a)	$P_{KK}(ICIB)$	$P_{KK}(SO+ICIB)$	Experimental	Ref.
26	^{55}Fe	0.0565	8.81	1.54	10.35	12 ± 4 10.1 ± 2.7	35 36
32	^{71}Ge	0.0880	4.56	1.39	5.95	13.3 ± 1.4 7.8 ± 0.7 ^(b) 13 ± 8 ^(c)	37 37 38
46	^{103}Pd	0.0893	1.85 ^(d)	1.39	3.24	3.13 ± 0.31	39
48	^{109}Cd	0.280	1.02 ^(d)	0.777	1.80	1.02 ± 0.36	40
55	^{131}Cs	0.195	0.709	0.987	1.70	5.0 ± 1.0 2.5 ± 0.2 2.0 ± 1.3 1.33 ± 0.33	41 42 43 44
68	^{165}Er	0.295	0.304	0.732	1.04	1.5 ± 0.4 0.67 ± 0.39	45 44

(a) Ref. 34.

(b) K-electron ejection probability.

(c) This value is questionable. See the discussion in Ref. 39.

(d) New value calculated according to Ref. 34.

The experimental studies on the double K-hole production probabilities in K-electron capture are rather scarce. Some of the experimental values listed in Table 2 are old and less reliable. However, it is clear from the table that the $P_{KK}(SO+ICIB)$ values are in good agreement with the experimental values. In the case of electron capture, there is no problem of divergence in the formula for photon spectrum emitted in internal bremsstrahlung, Eq. (15). This is the reason that the agreement is good for all elements, in contrast to the case of β^- decay.

The experimental values for ^{71}Ge are about twice as large as the calculated one. However, the experimental values of Langevin [37] was obtained with proportional counter. Nagy et al. [44] pointed out that the larger P_{KK} values in old experiments could have come from various contaminated peaks in the x-ray spectrum observed with poor-resolution detectors. On the other hand, van Eijk et al. [39] claimed that the reliability of the crystal-spectrometer experiment on ^{71}Ge by van Oertzen [38] is questionable due to the probable misinterpretation of the satellite line. These facts suggest that the reliability of all the experimental values for ^{71}Ge is low.

For the same reason described above, the experiments of Daniel et al. [41], Lark and Perlman [42], and Smith [43] on ^{131}Cs and of Ryde et al. [45] on ^{165}Er are considered to be less reliable. If we reject these experimental values, $P_{KK}(SO+ICIB)$ agrees very well with all the recent reliable experimental data.

4. Conclusion

A new possible mechanism for internal ionization in β^- decay and electron capture has been proposed. This process is called internal conversion of internal bremsstrahlung. The possible Feynmann diagrams indicate that this process is equivalent to the DC process in the case of β^- decay and to the initial-state correlation in the case of electron capture.

Rough estimations of the K-shell internal ionization probability in β^- decay and K-electron capture have been performed. The sum of the calculated ICIB probability and the SO probability is in good agreement with the recent experimental values for the K-shell ionization probability. This fact suggests that the ICIB process accounts for the quantitative disagreement between theory and experiment in the internal ionization process.

However, the present results are based on many assumptions and approximations. More rigorous theoretical calculations are necessary to estimate the contribution of the ICIB process in the internal ionization. It is also hoped to perform more elaborate experimental studies with high reliability, especially for K-electron ejection during K capture.

Acknowledgments

A part of the present work has been done when one of the authors (T. M.) stayed in ATOMKI. He would like to thank Prof. D. Berényi and the members of the Nuclear Atomic Physics Group for their kind hospitality. He is also grateful to the Hungarian Institute for Cultural Relations and the Japan Society for Promotion of Science for the research fellowship and to the Yamada Science Foundation, Japan, for the financial support.

References

- [1] For a review, see M. S. Freedman, Ann. Rev. Nucl. Sci. 24 (1974) 209; R. J. Walen and Ch. Briancon, in *Atomic Inner Shell Processes*, Vol. 1, ed. by B. Crasemann (Academic Press, New York, 1975) p.233.
- [2] Y. Isozumi, S. Shimizu and T. Mukoyama, Nuovo Cimento A41 (1977) 359.
- [3] T. Mukoyama and S. Shimizu, J. Phys. G: Nucl. Phys. 4 (1978) 1509.
- [4] E. Feinberg, J. Phys. (USSR) 4 (1941) 423.
- [5] E. Feinberg, Yad. Fiz. 1 (1965) 612 [Sov. J. Nucl. Phys. 1 (1965) 438].
- [6] R. M. Weiner, Phys. Rev. 144 (1966) 127.
- [7] E. J. Williams, Kgl. Dansk. Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd. 13 (1935) No. 4.
- [8] H. Kolbenstvedt, J. Appl. Phys. 38 (1967) 4785.
- [9] C. Weizsäcker, Z. Physik 88 (1934) 612; E. J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729.
- [10] M. A. Listengarten, Vestnik Leningr. Univ., Ser. Fiz. i Khim. 16 (1962) 142.
- [11] B. Talukdar and M. Chatterji, Phys. Rev. A11 (1975) 2214.
- [12] H. F. Schopper, *Weak Interactions and Nuclear Beta Decay* (North-Holland, Amsterdam, 1966) p.77.
- [13] S. D. Oh and R. H. Pratt, Phys. Rev. A13 (1976) 1463.
- [14] M. Stobbe, Ann. Physik 7 (1930) 661.
- [15] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press, London, 1953) 3rd edition, p. 208.
- [16] H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Handbuch der Physik*, Vol. XXXV, ed. by S. Flügge (Springer-Verlag, Berlin, 1957) p. 390.
- [17] H. Kolbenstvedt, J. Appl. Phys. 46 (1975) 2771.
- [18] G. Hock, to be published.
- [19] J. H. Scofield, UCRL-51326 (1973), unpublished.
- [20] Ref. 12, p. 81.
- [21] P. Morrison and L. I. Schiff, Phys. Rev. 58 (1940) 24.
- [22] C. M. Lederer and V. S. Shirley, *Table of Isotopes* (John-Wiley & Sons, New York, 1978) 7th edition.
- [23] H. H. Hansen, Phys. Rev. C14 (1976) 281.

- [24] J. Legrand, M. Blondel and J. Brethon, Proc. Int. Conf. on Inner-Shell Ionization Phenomena and Future Applications, Atlanta, Georgia, 1972, ed. by R. W. Fink, S. T. Manson, J. M. Palms and R. V. Rao (U.S. AEC, Oak Ridge, Tenn., 1973) p.2167.
- [25] M. Jurcevic, A. Ljubicic, Z. Krecak and K. Ilakovac, Can. J. Phys. 54 (1976) 2024.
- [26] H. H. Hansen and K. Parthasaradhi, Phys. Rev. C9 (1974) 1143.
- [27] J. L. Campbell and J. Law, Can. J. Phys. 50 (1972) 2451.
- [28] C. E. Laird, P. C. Hummel and H.-C. Liu, Phys. Rev. C21 (1980) 723.
- [29] M. S. Freedman and D. A. Beery, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 406.
- [30] A. Bond, O. P. Gupta and A. Zide, Phys. Rev. C9 (1974) 1529.
- [31] J. P. Thibaud, Ch. Briancon and R. J. Walen, J. Physique 35 (1974) L-89.
- [32] J. M. Howard, E. J. Seykora and A. W. Waltner, Phys. Rev. A4 (1971) 1740.
- [33] A. J. Mord, Bull. Amer. Phys. Soc. 17 (1972) 89.
- [34] T. Mukoyama, Y. Isozumi, T. Kitahara and S. Shimizu, Phys. Rev. C8 (1973) 1308.
- [35] J. P. Briand, P. Chevallier, A. Johnson, J. P. Rozet, M. Tavernier and A. Touati, Phys. Lett. 49A (1974) 51.
- [36] T. Kitahara and S. Shimizu, Phys. Rev. C11 (1975) 920.
- [37] M. Langevin, C. R. Acad. Sci. B245 (1957) 664; J. Phys. Radium 19 (1958) 34.
- [38] W. von Oertzen, Z. Physik 182 (1964) 130.
- [39] C. W. E. van Eijk, J. Wijnhorst and M. A. Popelier, Phys. Rev. A20 (1979) 1749.
- [40] C. W. E. van Eijk, J. Wijnhorst and M. A. Popelier, Phys. Rev. C19 (1979) 1047.
- [41] H. Daniel, G. Schupp and E. N. Jensen, Phys. Rev. 117 (1960) 823.
- [42] N. L. Lark and M. L. Perlman, Phys. Rev. 120 (1960) 536.
- [43] K. M. Smith, University of Glasgow, unpublished.
- [44] H. J. Nagy, G. Schupp and R. R. Hurst, Phys. Rev. C6 (1972) 607.
- [45] H. Ryde, L. Persson and K. Oelsner-Ryde, Nucl. Phys. 47 (1963) 614.

Referee: E. Vatai

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 23 (1981) 165-180

γ-SPEKTROSZKÓPIAI VIZSGÁLATOK LEHETŐSÉGEI AZ U-103 CIKLotron NYALÁBJAIBAN

FÉNYES TIBOR

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51.

A dolgozat rövid áttekintést ad az in-beam spektroszkópiai módszerrel végzett magszerkezet kutatás jellegzetességeiről, majd a rendelkezésre álló kísérleti reakcióenergia értékek alapján megadja a 11-72 rendszámu elemek U-103 kihozott nyalábokkal előállítható legkönnyebb izotópjait. Az elérhető legkönnyebb izotópok magfizikai adatainak áttekintése után új magadatok szerzésének lehetőségeit vizsgálja. Felsorol néhány problémát, amelyekkel kapcsolatban új magfizikai információ várható in-beam γ- és konverziós elektron spektroszkópiai mérésekben. A dolgozat utolsó fejezetében áttekintés található a legfontosabb kísérleti technikákról.

POSSIBILITIES OF γ-SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS IN U-103 CYCLOTRON BEAMS. The paper shortly surveys the characteristic features of the in-beam spectroscopic nuclear structure research. On the basis of the available experimental reaction energies the lightest isotopes of the $11 \leq Z \leq 72$ elements are given which may be produced by U-103 external beams. After surveying the nuclear data of the available lightest isotopes, the possibilities of obtaining new data are treated. Several problems are listed at which new nuclear information is expected from in-beam γ- and conversion electron spectroscopic measurements. The last chapter shortly summarizes the most important experimental technics.

ВОЗМОЖНОСТИ γ-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ПУЧНАХ У-103 ЦИКЛОТРОНА. В статье дается краткий обзор о характеристиках "in-beam" спектроскопического исследования структуры атомного ядра. На основе доступных экспериментальных энергий реакций даны легчайшие изотопы элементов $11 \leq Z \leq 72$, которые еще можно получить с помощью выведенных пучков У-103. После обзора ядерно-физических данных легчайших доступных изотопов, изучаются возможности получения новых данных. Перечислены несколько проблем в связи с которыми новая ядерно-физическяя информация ожидается из γ- и e⁻-спектроскопических измерений. В последней гдраве статьи рассматриваются важнейшие экспериментальные техники.

1. Bevezetés

1.1. Az *in-beam spektroszkópiai módszerrel végzett magszerkezet kutatás jellegzetességei*

Az *in-beam spektroszkópiai módszerrel végzett magszerkezet kutatás* viszonylag ujkeletű, de már az eddigi tapasztalatok is mutatják, hogy igen hatásos kutatási irány és kis gyorsítók mellett is sikkerrel művelhető. Ennek főbb okai a következők:

- a) Magreakciókban általában magasan fekvő nívók is előállíthatók. β -bomlásból ez nem minden teljesül, különösen nem a stabilitási sáv közelében, ahol a β -bomlásenergiák gyakran kicsik.
- b) A β -bomlásban a leánymag közvetlenül gerjesztett állapotainak spinje csak legfeljebb néhány egységnyire tér el az anyamagétől. Ugyanakkor már ~20 MeV-es bombázó nyalábokkal is többszörösen nagyobb impulzusnyomaték változást lehet elérni.
- c) A bombázó részecske energiájának változtatásával a nívók fokozatosan állíthatók elő [pl. (p,n) reakcióval], ami a nivóséma felépítését nagyon megkönnyíti. A β -bomlásban a nívók egyszerre gerjesztődnek.
- d) A reakciótermékek általában orientáltak, így a γ -szögeloszlás mérésből következtetés vonható le a sugárzás multipolaritására és a magnívók spinjére. Ugyanakkor a radioaktiv források orientálása igen alacsony hőmérsékleteket, erős mágneses teret, speciális technikát kíván.
- e) A módszer nagyfokú rugalmassága ellenére viszonylag egyszerű, nincs szükség a termékek radiokémiai vagy komplikált tömegszeparátoros elválasztására. Dúsított izotóp céltárgyak, félvezető detektoros spektrométerek és átfedő magreakciók használatával, gerjesztési függvények és $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrumok felvételével az észlelt sugárzások általában azonosíthatók.

1.2. Az *U-103 ciklotron nyalábok jellemzői*

A leningrádi Elektrofizikai Berendezések Tudományos Kutató Intézete által tervezett és gyártott 103 cm pólusátmérőjű (*U-103*) izokrón ciklotron nyalábjainak főbb jellemzői az 1. táblázatban találhatók. A nyalábenergiák a feltüntetett határok között változtathatók.

1. táblázat. Az *U-103 ciklotron nyalábjai*

Nyaláb	Energia, MeV		Kihozott nyalábáram (μ A)
	Kihozott nyaláb	Belső nyaláb	
P	5-18	2-20	≤ 50
d	3-10	1-11	≤ 50
^3He	8-24	4-27	≤ 25
α	6-20	2-22	≤ 25

2. Az in-beam spektroszkópiai vizsgálatok számára elérhető magtartományok

Ismert tapasztalat, hogy az egyes atommagokra rendelkezésre álló ismeretanyag a stabilitási sáv mentén a leggazdagabb. Az erősen neutronhiányos vagy többletes izotópok irányába haladva az elérhető magadatok száma általában rohamosan csökken. Ugyanakkor a kísérleti technika ma már lehetővé teszi a stabilitási sávtól viszonylag távoleső atommagok előállítását és vizsgáltatását is, így várható, hogy a jövőben a legtöbb új magfizikai adat ezeknél a magoknál születik. A következőkben azt vizsgáljuk, milyen messze lehet eljutni a stabilitási sávtól U-103 nyalábokkal létrehozott magreakciókkal.

Az U-103 ciklotron lehetőséget ad neutrontöbbletes izotópok előállítására nehéz elemek (pl. U) hasításával. A rövid felezési idejű hasadási termékek szeparálásához és azonosításához azonban komplex és költséges on-line tömegszeparátorra, expressz kémiai elválasztásra stb. van szükség. Ezért figyelmünket elsősorban a neutronhiányos izotópokra fordítjuk. Ezek jó hozammal és viszonylag tisztán nyerhetők (i, xn) reakciókkal.

2.1. Az (i, xn) reakciókkal előállítható legkönnyebb izotópok

Amikor azt a kérdést vizsgáljuk, melyek az egyes elemek U-103 nyalábokkal előállítható legkönnyebb izotópjai, elegendő a p, ill. ^3He bombázó részecskék esetét tárgyalni. Ezek ugyanis eleve neutronhiányosabbak, mint a d, ill. ^4He ionok és az elérhető energiájuk is lényegesen nagyobb az utóbbiakénál.

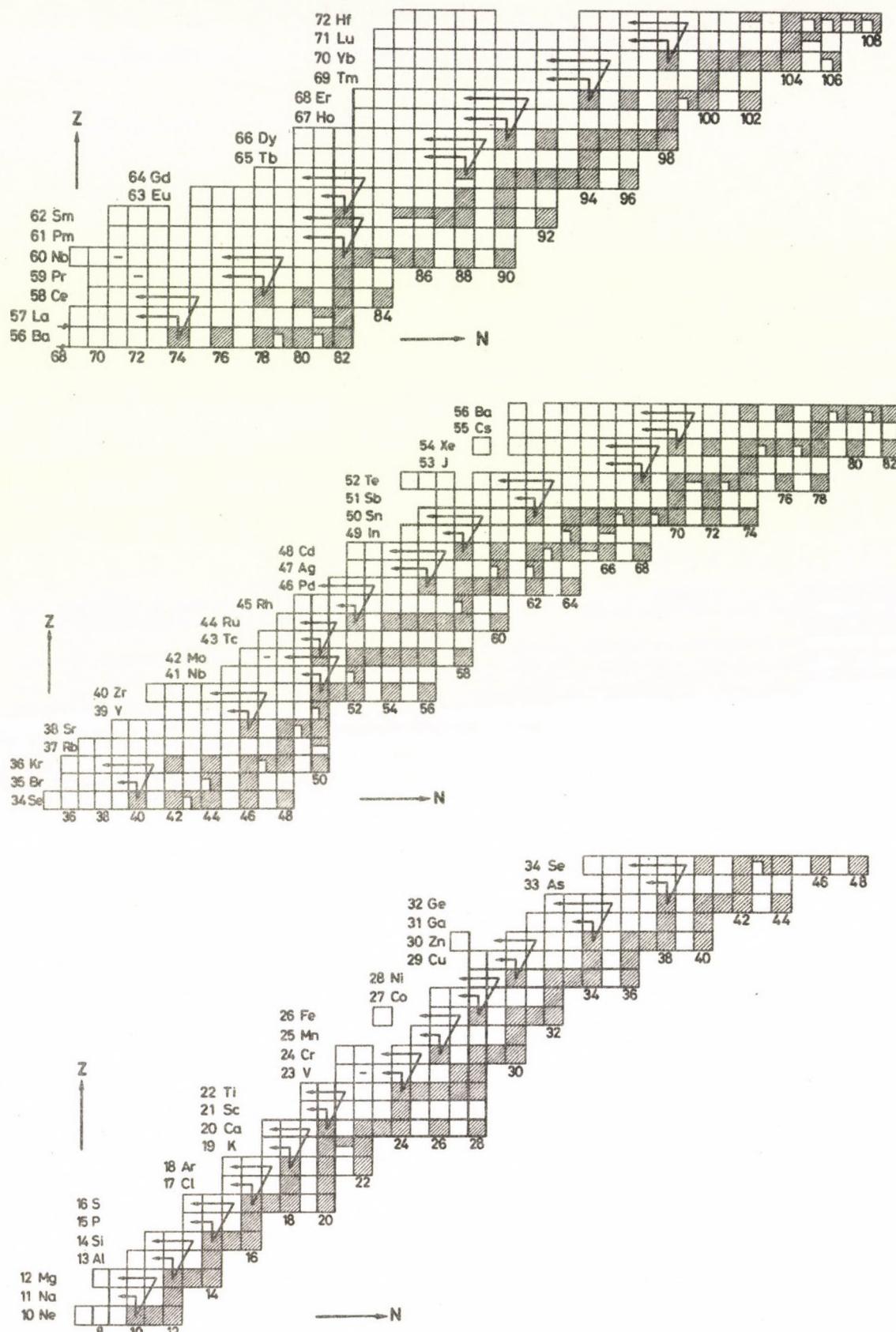
Céltárgyul a legkönnyebb stabil izotópokat célszerű választani. Mivel a páros rendszámu elemek legkönnyebb stabil izotópjai általában jóval messzebb esnek a stabilitási sávtól, mint a páratlan rendszámuaké, a következő tárgyalásban csak a páros Z-jű elemek legkönnyebb stabil izotópjai szerepelnek céltárgyként.

A (p, xn) [$E_p \text{ max} = 18 \text{ MeV}$] és ($^3\text{He}, xn$) [$E_{^3\text{He}} \text{ max} = 24 \text{ MeV}$] reakciókkal elérhető legkönnyebb izotópok határponala könnyen kiírható, ha ismerjük a reakciók energiáit (Q értékeit). A kísérleti Q értékeket vehetjük Gove és Wapstra [1] munkájából. Amennyiben nem állt rendelkezésre kísérletileg mért reakció-energia az (i, xn) reakcióra, értékét az ($i, [x-1]n$) reakció energiájából becsültük a Myers-Swiatecky félempirikus tömegformulából [2] nyert neutron kötési energia segítségével.

A számításokhoz felhasználható Alexander és Simonoff azon észlelése [3] is, miszerint

$$\frac{\epsilon}{x} = \frac{\langle E \rangle_x - \sum_{i=1}^x B_{ni}}{x} \approx C,$$

ahol ϵ/x - (a kaszkádban elpárolgott neutronok plusz a γ -kvantumok által elvitt energia) osztva a neutronok számával, x -el,



1. ábra. Az U-103 nyalábokkal előállítható legkönnyebb izotópok a $11 \leq Z \leq 72$ rendszám tartományban. A besatirozott négyzetek stabil izotópokat, a bekertenetű négyzetek ismert izotópokat jelentenek az [5] és a [6] munkák, valamint néhány ujabb dubnai eredmény alapján. A nyilak a legkönnyebb előállítható izotópokhoz vezető (p, xn), ill. (${}^3\text{He}, xn$) reakciókat jelölik.

$\langle E \rangle_x$ - az (i, xn) reakció átlagos gerjesztési energiája, közeli-tőleg a gerjesztési függvény maximumának megfelelő energia,

B_{ni} - az i-edik neutron kötési energiája,

C - az egyes magtartományokra jellemző állandó.

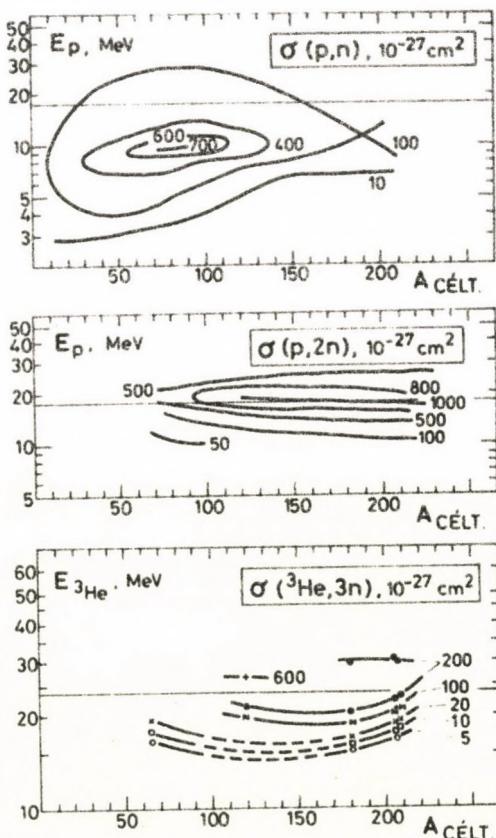
C értékét $Z=66$ -nál 5,5-nek,
78-nál 4,2-nek vehetjük [4].

A $11 \leq Z \leq 72$ rendszám tartományra vonatkozó eredmények az 1. ábrán láthatók.

A nyilak vége azon izotópokat jelzi, amelyek a (p, xn) [$E_p \text{ max} = 18 \text{ MeV}$], ill. $(^3\text{He}, xn)$ [$E_{^3\text{He}} \text{ max} = 24 \text{ MeV}$] reakciókkal még legalább 2 MeV-el a reakció energiája fölött előállíthatók. Itt jegyzem meg, hogy 18 MeV energiáju protonok, ill. 24 MeV energiáju ^3He -részecskek még az ^{235}U -ba is lényegében potenciál fal felett hatolhatnak be.

$Z > 72$ esetben az előállítható legkönnyebb izotópok általában mélyen benn vannak az ismert izotópok tartományában. Ezen elemeknél (nehéz ion, xn) reakciókkal sokkal messzebb el lehet jutni a stabilitási sávtól, mint kis energiáju, könnyű bombázó részecskékkel.

2.2. Reakció hatáskeresztmetszetek



2. ábra. A (p,n) , $(p,2n)$ és $(^3\text{He},3n)$ reakciók hatáskeresztmetszetei a céltárgy tömegszám ($A_{\text{CÉLT.}}$) és bombázó részecske energia (E) függvényében. Az adatok forrásai: [7] és [8].

A (p, n), ($p, 2n$) és ($^3\text{He}, 3n$) reakciók hatáskeresztmetszetei a céltárgy tömegszáma és a bombázó részecske energiája függvényében a 2. ábrán láthatók. Az adatok a stabilitási görbe közelében lévő céltárgy atommagokra vonatkoznak. A feltüntetett hatáskeresztmetszetek kivül az U-103 p és ^3He nyalábjaira jelentős lehet még a teljes rugalmatlanszórási, a ($^3\text{He}, n$), ($^3\text{He}, 2n$), valamint kis céltárgy tömegszámoknál - a (p, α), ($^3\text{He}, pn$) stb. reakció is.

3. Az U-103-al elérhető legkönnyebb atommagok gerjesztési nívóira rendelkezésre álló adatok és új magadatok szerzésének lehetőségei

3.1. A rendelkezésre álló adatok. Milyen új magadatok meghatározására nyilik lehetőség?

A 2. táblázatban rövid statisztikai kimutatás található az U-103 ciklotronnal előállítható legkönnyebb izotópok magnívó rendszerére rendelkezésre álló adatokról. A táblázatban az 56-nál nagyobb rendszámu elemek adatait nem szerepeltettük, mivel ezeknél az előállítható legkönnyebb izotópok nívórendszerre általában elég jól ismert.

2. táblázat. Az U-103 ciklotronnal előállítható legkönnyebb izotópok (l. 1. ábra) gerjesztési nívóira rendelkezésre álló adatok (44 atommagra vonatkozóan a Z=11-56 tartományban). A magadatok forrása: Lederer és mások [6] munkája

Atommagok száma

A vizsgált magok	44	≡ 100 %
Radioaktív bomlásból nincsenek adatok	30	68 %
A nivók között <3 átmenet ismert	29	66 %
2 MeV gerjesztési energia alatt <3 magnívó ismert	21	48 %
A nívórendszerben <3 állapotra van ismert, egyértelmű spin-paritás adat	37	84 %
In-beam γ -spektrum mérés nincs	26	59 %

Az 1. és 2. ábrák, a 2. táblázat, valamint az ismert magadatok [6] alapján számos következtetés vonható le arra vonatkozóan, hogy milyen lehetőséget ad az U-103 gyorsító in-beam γ -spektroszkópiai kutatásokra. Az alábbiakban felsorolunk néhányat közülük.

a) Az U-103 nyalábok sok esetben lehetővé teszik az ismert izotópok határának elérését, néhány esetben új izotópok előállítását is, különösen a könnyű elemek tartományában. Az ismert

Az ismert izotópok határán fekvő atommagok gerjesztési nívó-rendszerére nagyon kevés kisérleti adat áll rendelkezésre, mivel ezeket általában még radioaktiv β -bomlásból sem vizsgálták.

b) Az előállítható legkönnyebb izotópok között számos olyan található, melyeknél az atommagok energianivói vagy egyáltalán nem, vagy csak igen kevéssé ismertek; az energianivók között vagy egyáltalán nincs, vagy csak kevés ismert γ -sugárzás van; továbbá amelyeknél igen kevés biztos nívóspin, ill. paritás adat áll rendelkezésre. Különösen kevés az in-beam γ -spektroszkópiai módszerrel nyert adat.

c) Az elérhető határizotópok a könnyebb elemeknél általában β^+ -bomlással, a nehezebbeknél e^- -befogással vagy β^+ -bomlással bomlanak. In-beam konverzióselektron spektrum vizsgálatoknál a mininarancs spektrométer igen hasznos szolgálatot tehet, mivel megakadályozza, hogy az erős háttteret adó pozitronok, továbbá szort bombázó részecskék, röntgen-, γ - és δ -sugárzás stb. a detektorra jusson.

d) A könnyű elemeknél az elérhető határizotópok felezési ideje általában kicsi, így az in-beam spektrummrést a termékek radioaktiv sugárzása zavarhatja. A nehezebb magok tartományában az elérhető határizotópok felezési ideje általában hosszabb.

e) Az (i, xn) reakció mellett a könnyű elemeknél az (i, pxn) , ill. (i, axn) reakció is felléphet elég nagy valószínűséggel. Több reakciótermék egyidejű jelenléte a mérést zavarhatja, bár hasznos információ nyerését nem zárja ki [9].

f) Az U-103 nyalábokkal elérhető legkönnyebb izotópok a nehéz elemeknél általában mélyen benn vannak az ismert magok tartományában és gerjesztési nívóikra már radioaktiv bomlásból is szereztek adatokat.

Itt jegyzendő meg, hogy az in-beam spektroszkópiában közvetlenül a végtermék gerjesztési nívót vizsgálják. Ha ugyanezen mag nívót radioaktiv β -bomlásból vizsgálnánk, sokkal inkább neutronhiányos magok előállítására volna szükség (és sokkal nagyobb gyorsítóra). Jórészt ez magyarázza, hogy in-beam spektroszkópiai módszerrel még viszonylag kis gyorsító esetén is számos atommagnál remélhető új magadatok szerzése.

3.2. Az in-beam spektroszkópiai vizsgálatok realitásairól

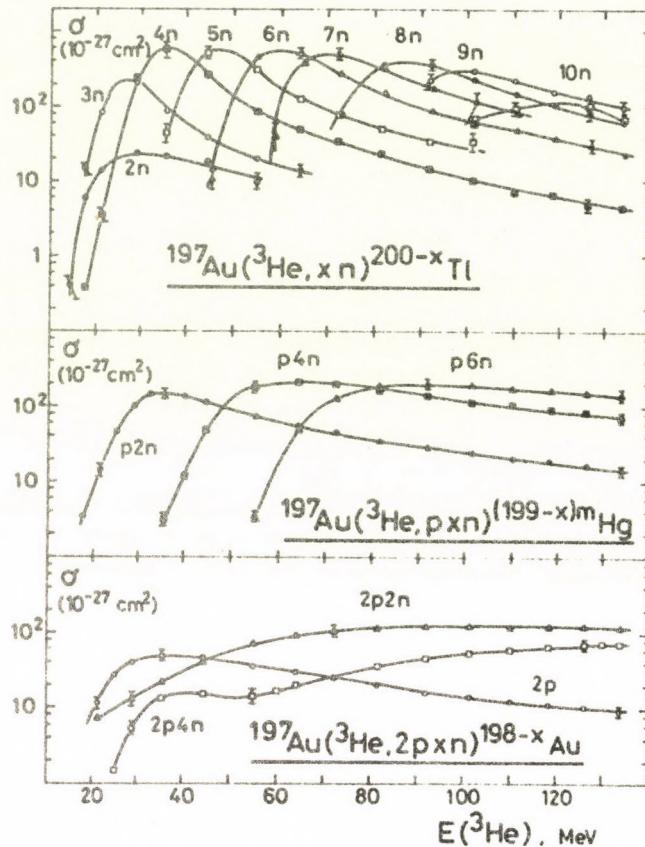
Az 1. ábrán feltöntetett céltárgy izotópok többsége a kereskedelemben dusított alakban beszerezhető (l. pl. [10]-et). Az elemek olvadás- és forrásponja, valamint más sajátságai olyanok, hogy a legtöbb céltárgyelem esetében a megkívánt $\approx 1 \text{ mg/cm}^2$ vastag céltárgyak a szokásos vákuumpárologtatási módszerrel elkészíthetők [11].

Az 1. ábrán feltüntetett magreakciók többségénél in-beam spektroszkópiai célokra elegendően nagy hozamok várhatók. Az elérhető maximális p, ill. ${}^3\text{He}$ energiák általában számottevően felette vannak a reakcióküszööknek, ahol a hatáskeresztmetszek már jelentősek. Elegendően nagy a bombázó nyalábok intenzitása is.

4. Az in-beam γ - és konverzióselektron-spektroszkópiai vizsgálatoktól várható új magfizikai információk

4.1. Az (i, xn) reakció mechanizmusa. Alap és oldalsávok gerjesztődése

Bombázzunk egy nehéz magot, pl. ^{197}Au -ot fokozatosan növekvő energiáju ^3He nyalábbal. A reakció mért gerjesztési függvényei a 3. ábrán láthatók.



3. ábra. A ^{197}Au ($^3\text{He}, xnyp$) reakciók kísérleti gerjesztési függvényei. Alderliesten és munkatársai [12] közleményéből.

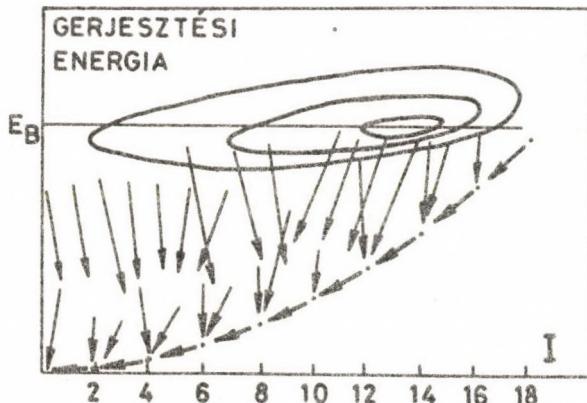
A teljes hatáskeresztmetszet a bombázó energia növekedésével kezdetben nő, aminek fő oka, hogy a potenciál fal egyre "átereszttőbb" lesz. Megfigyelhető, hogy minden $(^3\text{He}, xn)$ reakcióban található egy olyan bombázó energia, ahol a hozam maximumot mutat. Távol a stabilitási sávtól a p (és α) kötési energiája erősen lecsökken, miközött az n kötési energia nő; következésképpen ekkor a p, ill. α emisszió valószínűbbé válik.

Ha egy középnéhéz magot ~24 MeV-es ^3He nyalábbal bombázunk, a közbenső atommag tekintélyes impulzusnyomatékot nyerhet (l. később a 3. táblázatot). Ezt az impulzusnyomatékot részben az elpárolgó neutronok, részben a γ -sugárzás viszi el.

Az elpárolgó neutronok energiaspektruma a kísérletek szerint Maxwell-eloszlású, aminek 1 MeV körül van a maximuma. Ilyen kis energiáju neutronokra csak $\ell=0$ vagy 1 impulzusnyomaték változás esetén jelentős a transzmisszió, így a neutronok nem sok

impulzusnyomatéket visznek el. Figyelembe veendő az is, hogy az egymás után kilépő neutronok által elvitt impulzusnyomaték vektoriálisan összegződik és így közömbösítheti is egymást.

A legutolsó neutron emissziója után maradó gerjesztési energiát γ -kvantumok viszik el. A Weisskopf felezési idő - γ -energia görbék mutatják, hogy adott energiánál legvalószinübben alacsony multipolaritású γ -sugárzás lép fel. Igy kezdetben (nagy magnívó sürűségeknél) a γ -sugárzás még a párolgási neutronoknál is hatalasanabb az impulzusnyomaték elvitelében. A γ -kaszkád erős tendenciát mutat arra, hogy először elérje az adott spinhez tartozó legalacsonyabb energiájú állapotot (yrast állapot, ami svédül fáradt, elnyött, szédült-et jelent), majd onnan menjen át fokozatos γ -emisszióval az alapállapotba. Ha a mag erősen deformált, a γ -kaszkád utolsó része várhatóan az alapállapotot rotációs sáv lesz. Az alapsávhoz tartozó γ -k emissziójának valószinűsége olyan nagy, hogy az szinte a teljes geometriai hatáskeresztmetszetnek felel meg. A várható kaszkádot a 4. ábrán tüntettük fel.



4. ábra. Az (i, xn) reakcióból várható γ -sugárzások. Az ordinátán a végtermék gerjesztési energiája, az abszcisszán a spin értéke van feltüntetve. E_B - az utolsó neutron kötésenergiája a végtermékben. A felhőkre emlékeztető vonalak a végtermék egyenlő valószínűséggel képződő állapotait jellemzik. A nyilak γ -átmeneteket jeleznek.

A neutron befogási γ -sugarak 3-5 multiplicitást mutatnak. Az yrast sáv eléréséhez szükséges γ -kvantum emisszió száma ennékkor várhatóan kisebb. Az alapsáv elérése előtt a γ -spektrum erősen összetett, így azt általában semmiféle detektorral nem lehet feloldani, csak folytonos hátteret ad.

Annak érdekében, hogy becslést kapjunk az alapsávhoz tartozó γ -átmenetek intenzitásviszonyairól, a következő gondolatmenetet végezhetjük.

Az ütközési paraméter (r_ℓ) a következőképpen fejezhető ki:

$$r_\ell = \ell \frac{\hbar}{p_b} = \ell \chi ,$$

ahol

$$\chi = \frac{\hbar}{(2A_b E_b)^{\frac{1}{2}}} ,$$

A_b, E_b, p_b a bombázó részecske tömegszáma, energiája és impulzusa,
 $\ell \hbar$ impulzusnyomaték.

Az ℓ impulzusnyomatékhöz tartozó közbenső mag képződési keresztmetszet klasszikus közelítésben

$$\sigma_\ell = \pi r_{\ell+1}^2 - \pi r_\ell^2 = \pi \chi^2 (2\ell+1) \quad (1)$$

$\ell \leq \ell_{\max}$ -ra.

Az esetben, ha a csatornaspin (a céltárgy és a bombázó részecske spinjeinek vektor összege) elhanyagolható, ez a hatáskeresztmetszet adja a közbenső mag spineloszlását. Ha továbbá felteszszük, hogy elhanyagolható impulzusnyomaték változás lép fel a neutron párolgási folyamatban, ez a hatáskeresztmetszet adja a maradékmag spineloszlását is.

Kvantummechanikai tárgyalásnál a hatáskeresztmetszet kifejezésébe egy $T_\ell(E_b)$ transzmissziós együttható is belép:

$$\sigma_\ell = \pi \chi^2 (2\ell+1) T_\ell(E_b).$$

A részletes, pontos számítások [13] mutatják, hogy az (1) klasszikus becslés jó közelítést ad a végmagra is. Az (1) egyenletet lényegében csak a nagy spinek határánál (ℓ_{\max} környékén) kell módosítani.

Az alapsáv átmenetek intenzitása páros-páros deformált magok esetére a következőképpen becsülhető. Ha feltesszük, hogy az utolsó neutron emissziója közvetlenül az alapsávot táplálja, az I spinű nívóról a következő hozamot (H) kapjuk:

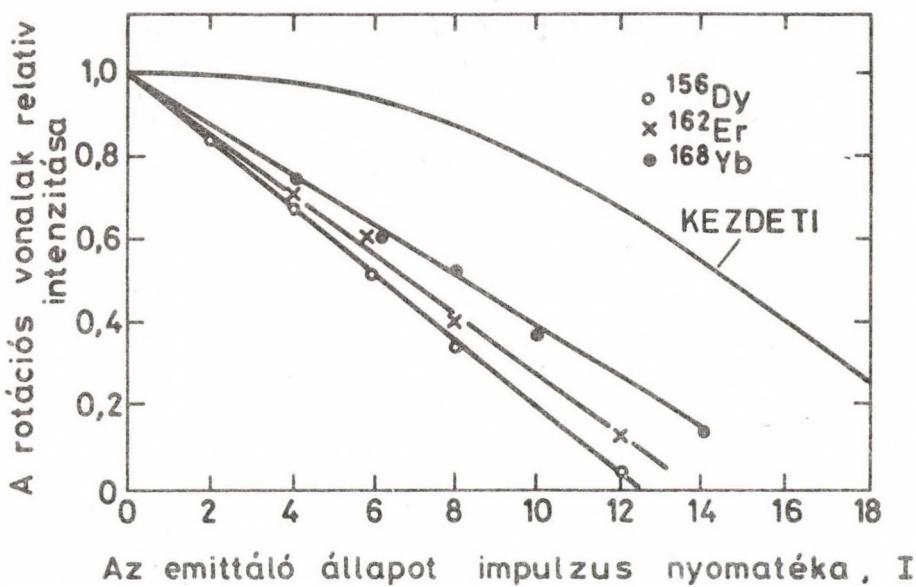
$$H(I) = \sum_{I'=I}^{I_{\max}} \sigma(I'),$$

ahol a $\sigma(I')$ a végmag normalizált spineloszlás függvénye. Klasszikus esetben ez egy parabola lesz ℓ_{\max} értékkal:

$$H(I) = \frac{\ell_{\max}^2 - I^2}{\ell_{\max}^2}, \quad I < \ell_{\max}. \quad (2)$$

Néhány magra vonatkozó konkrét eredmény az 5. ábrán látható. A (2) parabola inkább maximumot ad, a kísérleti értékek ennél kisebbek. Ennek oka, hogy az atommagban sok nívó van az alapsávon kívül is. Ezek jelenléte csökkentheti az alapsávhoz tartozó γ -sugárzások intenzitását, sok γ -átmenet az oldalsávokon belül lép fel. A valóságban összetett folyamatok játszódnak le. Azt, hogy egy adott nívóról sávon belüli vagy sávok közötti átmenet lép fel, az átmeneti energiák, spin- és paritásváltozások, a sávra jellemző magtörzs deformációs viszonyai stb. szabják meg, mindenek tehát hatnak az alapsáv átmenetek intenzitásviszonyaira.

A protonok által létrehozott (p,n) , $(p,2n)$ reakciókat kis impulzusnyomaték átadás jellemzi. A reakcióban nemcsak az alapsáv, hanem az oldalsávok is erőteljesen gerjesztődnek. A γ -bombáz alacsony spinű, diszkrét nívótartományból indul ki. Az utolsó neutron kilépése után alacsonyan fekvő nívók közvetlenül gerjesztődnek.



5. ábra. A rotációs alapsávban fellépő relativ γ -átmeneti intenzitások az emittáló állapot impulzusnyomatékának függvényében. Az adatok három különböző céltárgyon, 40,5 MeV-es részecskékkel létrehozott ($\alpha, 3n$) reakcióra vonatkoznak. Williamson és munkatársai [14] mérése alapján. A pontok a végmagokhoz tartoznak, amelyekben az átmenetek fellépnek. A "KEZDETI" görbe a spineloszlás integrálját adja a közbenső magra, optikai modell számítás alapján.

4.2. Atommagok orientálása magreakciókban. Az U-103 nyalábokkal elérhető maximális impulzusnyomatékok

Amikor a bombázó ion a céltárgymagba ütközik, ennek impulzusnyomatékot adhat át. Klasszikus közelítésben az átadott maximális impulzusnyomaték (\hbar egységekben):

$$L \approx 0,3 (A_b^{1/3} + A_t^{1/3}) (A_b E_b^{1/2}),$$

ahol A_b a bombázó részecske, A_t a céltárgy tömegszáma, E_b a bombázó részecske energiája MeV-ben. A képlet levezetésénél a mag-sugarat az $1,4 \times 10^{-1} A^{1/3}$ cm formulából számoltuk.

A 3. táblázatban feltüntettük, milyen maximális impulzusnyomatéket nyerhet a közbenső mag az U-103 p, ill. ^3He nyaláb-jától. Látható, hogy ^3He bombázás esetén a közbenső (és így a vég-) mag impulzusnyomatéka elég nagy is lehet.

3. táblázat. Az U-103 p, ill. ^3He nyalábjaival elérhető maximális közbenső mag impulzusnyomatékok (klasszikus közelítésben végzett számítás alapján)

	$A_t = 20$	100	170
p (18 MeV)	≈ 5	≈ 7	≈ 8
^3He (24 MeV)	≈ 11	≈ 15	≈ 18

A klasszikus közelítésben számított impulzusnyomatékok csak első tájékozódásra szolgálhatnak. A pontosabb számításoknál figyelembe kell venni pl. az atommagok között fellépő Coulomb kölcsönhatást is, ami - különösen nagy rendszámok esetén - néhány egységnyi eltérést okozhat a 3. táblázatban megadott adatoktól.

Az U-103 ciklotronnal elérhető impulzusnyomaték értékek általában lényegesen kisebbek, mint amikkel az adott magok maximálisan rendelkezhetnek anélkül, hogy a centrifugális erő szét-szakítaná őket (l. részletesebben a [26] munkát.)

A céltárgymagnak átadott impulzusnyomaték vektor a bombázó nyaláb irányára merőleges sikban fekszik. Ha a csatornaspin zérő (pl. páros-páros magot bombázunk a-részecskékkel) a közbenső magok szinte teljesen orientáltak lesznek. Ha a kezdetben átadott impulzus nyomaték nagy, a magorientáció tartósan marad, mivel a neutronok és a korai γ -k csak kis impulzusnyomatéket visznek el.

Az orientáció miatt az emittált γ -sugaraknak anizotróp szög-eloszlása van, ami a következő formulával írható le:

$$W(\xi) = 1 + A_2 P_2(\cos \xi) + A_4 P_4(\cos \xi) + \dots$$

ahol ξ a bombázó nyaláb és a megfigyelési irány között bezárt szög, $P_2(\cos \xi)$ és $P_4(\cos \xi)$ - Legendre-polinomok.

Az anizotróp szögeloszlás tényét kísérletileg is kimutatták.

Diamond és munkatársai [15], valamint Newton és munkatársai [16] sok esetben kimérték a nehézion reakciók utolsó légsőjében fellépő γ -sugárzások A_2 és A_4 szögeloszlási együtthatóit. A sugárzások rotációs vagy vibrációs nívókról eredtek. A tapasztalat szerint az összes kísérleti érték a $0,2 < A_2 < 0,4$, ill. $0,04 < A_4 < 0,15$ tartományban csoportosul, kivéve a $2^+ \rightarrow 0^+$ átmenetekre vonatkozókat. Mivel ez utóbbiak felezési ideje viszonylag nagy, a magon kívüli terek érezhető hatást gyakorolnak rájuk.

A végállapotok erős orientáltsága felhasználható a γ -sugárzás multipolaritásának mérésére és így a magspin meghatározására. Ámbár az orientációs fok nem számítható olyan pontosan, mint a szögkorrelációs módszerben, bizonyos hibahatárokban belül a kísérletileg meghatározott A_2 és A_4 együtthatók illesztése az elméletiekhez megadja a multipolaritást, ill. közvetve a nívóspint.

Ha a csatornaspin nem zérő, a közbenső mag orientációs foka kisebb lesz. A magon kívüli terek hatása is ronthatja az orientációt, ha a nívó életideje hosszu (≥ 1 ns).

A multipolaritáson kívül az átmenet elektromos, ill. mágneses jellegének tisztázására is lehetőség nyilik belső konverziós együttható vagy lineáris polarizáció mérésekkel.

4.3. Rotációs sávok páros-páros magokban

Ujabban nagyszámu adat gyült össze a páros-páros magok $I^{\pi}=0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots$ alapsávjaira; sok magnál és nagy spinekre is végeztek méréseket. Azt találták, hogy

az $R_I = \frac{E(I)}{E(2)}$ energiaarány sima függvénye $R_4 = \frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ -nak.

A tapasztalat szerint az egyszerű

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I+1), \quad \theta = \text{állandó}$$

formula nem alkalmas a reális magok rotációs energiáinak leirására, mivel a θ tehetetlenségi nyomaték változik az I magspin függvényében.

Harris [17] a következő formulát javasolta a rotációs nívók energiájának leírására:

$$E_I \approx \frac{I(I+1)}{2\theta_0} \left\{ 1 - C \frac{I(I+1)}{\theta_0^3} \right\},$$

ahol C : paraméter, ami a tehetetlenségi nyomaték növekedését jellemzi a körfrekvencia növekedésével, θ_0 : a tehetetlenségi nyomaték zérő körfrekvenciánál. A formula a $2,23 \leq R_I \leq 3,33$ tartományban érvényes. A formula jó leírását adja a kísérleti adatoknak kb. $I=12$ -ig.

Johnson és munkatársai a 70-es évek elején [18] meglepő anomáliát fedeztek fel egyes ritkaföld-magok rotációs sávjainál. A θ tehetetlenségi nyomaték bizonyos esetekben $I \approx 12$ felett hirtelen megnövekszik, majd $I > 18$ -nál növekedés megint lassu, fokozatos lesz. Ezt a jelenséget nevezzük visszahajlásnak (back-bending). Azóta sok más páros-páros magnál is találtak visszahajlást.

A jelenség magyarázatával kapcsolatos vita éveken át folyt a "Coriolis párfelhasadás" [19] és a "rotációs beállási modell" [20] hívei között. Faessler [21] javaslata szerint mind a két modellt figyelembe kell venni.

A Coriolis párfelhasadás a tehetetlenségi nyomaték lassu növekedését okozza az impulzusnyomatékkal (l. Harris formula). A rotációs beállási modell szerint a magrotáció bizonyos nukleon-pályákat megváltoztathat: a nukleon impulzusnyomatékát saját irányába állíthatja. Ez a mag tehetetlenségi nyomatékának gyors változását okozza az impulzusnyomaték függvényében (visszahajlasi jelenség).

A kérdéskörrel kapcsolatban l. részletesebben a [22] és [23] munkákat.

A páros-páros magok oldalsávjait még kevessé vizsgálták, mivel a nívók viszonylag gyengén, kis intenzitással gerjesztődnek és a γ -spektrum meglehetősen összetett. A vibrációs sávok vizsgálata nagy feloldású γ -spektrum méréseket, koincidencia technikát és konverzióselektron spektrum felvételt is megkíván. Mint korábban említettük, az oldalsávok vizsgálatára különösen a (p,n) , $(p,2n)$, (α,n) , $(\alpha,2n)$ stb. reakciók alkalmasak.

4.4. Rotációs sávok páratlan tömegszámu magokban

A páratlan tömegszámu magokban nagyszámu alacsonyan fekvő nívó van és ezek rotációs sávok alapjául szolgálhatnak. A γ -sugárzások száma sokszorosan nagyobb, mint a páros-páros magokban. A rotációs sáv tagjai általában I, I+1, I+2... spinnel rendelkeznek, amelyek között M1+E2 (I→I-1) valamint átfedő E2 (I→I-2) átmenetek lépnek fel.

A nagyszámu és következésképpen általában gyenge γ -átmenetek azonosításához $\gamma\gamma$ -koincidencia mérések is szükségesek. A kisenergiáju átmeneteknél a belső konverzió jelentős, így kivántosak belső konverziós együttható meghatározások is.

A páratlan tömegszámu atommagok rotációs sávjainál nagyon fontos a csatolási séma kérdése. Tegyük fel, hogy egy deformált magtörzs körül egy $I_{13/2}$ neutron kering. A páratlan neutron $J=13/2$ impulzus nyomatékának vetülete a mag szimmetria tengelyére $\Omega=K$. A mag teljes spinje $J=I+J$, ahol I a magtörzs rotációjából eredő spin. Ha az $I_{13/2}$ neutron erősen csatolódik a magtörzshöz, a rotációs energia $E_J = \frac{\hbar^2}{2\theta} [J(J+1)-K^2]$ lesz. Ha a Coriolis-kölcsönhatás az $I_{13/2}$ neutront lecsatolja a magtörzsről és a rotációs irányába állítja, a rotációs energiát az

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I+1)$$

kifejezés fogja leirni. Ez utóbbi esetben a rotációs sáv nagyon hasonló lesz a szomszédos páros-páros magokéhoz azzal a különbösséggel, hogy a páros-páros magoknál a sávfej 0, a páratlannál $13/2$ spinű. A Coriolis-kölcsönhatás erőssége a részecske impulzusnyomatékán kívül a teljes impulzusnyomatéktól és a teheterlenségi nyomatéktól függ. Érdekes probléma, hogy a deformációs paraméter (tehetetlenségi nyomaték) függvényében hogyan alakul a csatolás módja.

Egy másik izgalmas kérdés: a "visszahajlás" effektus jelentkezése vagy hiánya páratlan magoknál. A páratlan Dy magokban nincs visszahajlás (a ^{157}Dy -ban mért legnagyobb $49/2$ spinig), annak ellenére, hogy a páros izotópokban fellép. Az Er izotópoknál hasonló a helyzet [23]. A jelenség bizonyos fokig várható volt, mivel a páratlan nukleon jelenléte a "Coriolis párfelhasadás" effektust csökkenti (Hamamoto és Udagawa [24]). A rotációs beállási modell szerint hátrahajlasi effektus páratlan magokban akkor nem lép fel, amikor a páratlan nukleon olyan pályán kering, amelyik legkedvezőbb a nukleon rotációs beállás szempontjából. Ekkor a páratlan nukleon jelenléte blokkolja a rotációs beállást. A jelenséget igen előnyösen lehet felhasználni pl. egyszázecske konfiguráció meghatározására.

4.5. Információk az in-beam és radioaktiv bomlást követő γ -sugárzásból

Az 1.1. pontban röviden összefoglaltuk, milyen előnyei vannak az in-beam γ -spektroszkópiai módszerekkel végzett magszerkezet vizsgálatoknak. Ugyanakkor világosan le kell szögezni, hogy a radioaktiv β -bomlást követő γ -spektroszkópiai vizsgálatoknak is megvan a maga jelentősége: a háttérsugárzás általában kisebb és

igy jóval gyengébb γ -sugárzások is megfigyelhetők. Az irodalomban számos példa található arra, hogy a legerősebb γ -sugárzás-hoz képest 3-4 nagyságrenddel kisebb intenzitásu γ -sugárzást is sikerült észlelni β -bomlás után. Hasonló in-beam γ -mérések nél ez az intenzitás különbség csak 2-3 nagyságrend. Igy a két módszer kölcsönösen kiegészít egymást.

5. Kisérleti technika

Az in-beam γ -spektroszkópia alapvető méréstechnikai módszerei közé tartoznak a következők:

- Kemény és lágy γ -spektrumok felvétele félvezető detektoros spektrométerekkel,
- γ -gerjesztési függvény felvétele, köszöbenergiák meghatározása,
- $\gamma\gamma$ -koincidencia,
- konverzióelektron spektrum és
- γ -szögeloszlás mérések.

Nagyon hasznos in-beam spektroszkópiai információ nyerhető továbbá

- töltött részecske spektrum és szögeloszlás mérésekből,
- nívó életidő meghatározásokból,
- a ciklotron nyálábcsomagok közötti időben végzett γ -bomlás (rövid felezési idejű izomer állapot) vizsgálatokból,
- magnyomatékok in-beam méréséből stb. is.

Az intenzív neutronsugárzás miatt fokozott figyelmet kell fordítani a félvezető detektorok, különösen a Ge(Li) kristályok sugárvédelmére [25]. Amennyiben a mérőberendezés és a ciklotron terem között vastag beton árnyékolás van, a detektorok védelme főleg a nyálábszűkitő blendéből (és Faraday-kamrából) eredő neutronok intenzitásának csökkenését jelenti.

A sugárzások megbizható azonosítása érdekében célszerű dusított izotóp céltárgyakat használni.

Köszönettel tartozom a [12] és [14] munkák szerzőinek, hogy hozzájárultak egy-egy ábra e dolgozatba történő átvételéhez, valamint dr. Vertse Tamásnak néhány kérdés megvitatásáért.

Hivatkozások

- [1] N. B. Gove, A. H. Wapstra, Nucl. Data Tables 11 (1972) 127
- [2] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, University of California Radiation Laboratory, UCRL-11980 (1965)
- [3] J. M. Alexander, G. N. Simonoff, Phys. Rev. B133 (1964) 93
- [4] T. Fényes, Uj izotópok előállítása és magspektroszkópiai vizsgálata, MTA doktori értekezés (ATOMKI, Debrecen, 1970) 104. o.
- [5] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig és H. Müntzel, Chart of the Nuclides (Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe, 1974)
- [6] C. M. Lederer, V. S. Shirley, (szerk.) Table of Isotopes, 7. Kiadás (J. Wiley and Sons, New York, 1978)

- [7] A. A. Кропин, Е. Схабе, Материалы рабочего совещания по изохронному циклотрону У-120 М, (ОИЯИ Р9-5498, Дубна, 1970 г.) стр. 12
- [8] K. A. Keller, J. Lange, H. Münzel és G. Pfennig, Landolt-Börnstein, Neue Series Q-Werte und Anregungsfunktionen von Kernreaktionen (Springer-Verlag Berlin, 1973) Band 5, Teil b.
- [9] H. Morinaga, T. Yamazaki, In-beam Gamma-ray Spectroscopy (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1976) 338. o.
- [10] Stable Isotopes. Catalogue (Techsnabexport, USSR Moscow, 1977)
- [11] W. Eijk, W. Oldenhof, W. Zehner, Nucl. Instr. and Meth. 112 (1973) 343
- [12] C. Alderliesten, O. Bousshid, P. Jahn, H.-J. Probst, C. Mayer-Börricke, Annual Report 1976 (KFA, Jülich, 1977) 26. o.
- [13] S. Jägare, Nucl. Phys. A95 (1967) 481, Nucl. Phys. A95 (1967) 491
- [14] C. F. Williamson, S. M. Ferguson, B. J. Shepherd és I. Halpern, Phys. Rev. 174 (1968) 1544
- [15] R. A. Diamond, E. Matthias, J. O. Newton és F. S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 1205
- [16] J. O. Newton, F. S. Stephens, R. M. Diamond, K. Kotajima és E. Matthias, Nucl. Phys. A95 (1967) 357
- [17] S. M. Harris, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 663; Phys. Rev. B138 (1965) 509
- [18] A. Johnson, H. Ryde és J. Sztarkier, Phys. Lett. 34B (1971) 605;
A. Johnson, H. Ryde és S. A. Hjorth, Nucl. Phys. A179 (1972) 753
- [19] B. R. Mottelson, J. G. Valatin, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 511
- [20] F. S. Stephens, R. S. Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257
- [21] A. Faessler, Proc. Int. Symp. on Nuclear Structure, szerk.: I. Fodor-Lovas, G. Pália (KFKI kiad., Budapest, 1976), 1. kötet, 433. o.
- [22] H. Morinaga, T. Yamazaki, In-beam Gamma-ray Spectroscopy (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1976) 346. o.
- [23] C. Mayer-Börricke, Proc. Int. Symposium on Nuclear Structure, szerk.: I. Fodor-Lovas és G. Pália (KFKI kiad., Budapest, 1976) 1. kötet, 371. o.
- [24] I. Hamamoto, T. Udagawa, Nucl. Phys. A126 (1969) 241
- [25] H. W. Kraner, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, No. 1 (1980) 218; BNL 26850
- [26] R. M. Lieder, H. Ryde, Advances in Nuclear Physics, szerk.: M. Baranger, E. Vogt (Plenum kiad., New York, 1978), 101. o.

Lektor: Koltay Ede

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 181-187

РОЛЬ ОБМЕННОЙ КОРРЕНЦИИ В ПРОЦЕССЕ ВНУТРЕННЕЙ
КОНВЕРСИИ*

Э. Ватаи, Д. Сабо

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

Исследовано возможное влияние невортогональности начального и конечного состояний атомных орбит на отношение K/L_1 , коэффициентов внутренней конверсии. Были рассмотрены две модели: в адиабатической модели конечное состояние атомных электронов соответствует полной перестройке, вызванной удалением конверсионного электрона. Вторая модель вытекает из аналогии между электронным захватом и внутренней конверсией: учитывается, что в одиночном акте взаимодействия участвует реальный электрон, хотя полная вероятность конверсии определяется распределением электронов. Предполагая, что заряд электрона в момент взаимодействия концентрируется на радиусе взаимодействия, реальное распределение остальных электронов атомной оболочки будет различаться от среднего распределения. Это смещение распределение замораживается как конечное при высоких энергиях конверсионных электронов.

Были рассчитаны коррекции обмена и перекрытия, возникающие как следствие неортогональности начальных и конечных волновых функций в адиабатической модели. Полученные результаты противоречат экспериментальным результатам. Расчеты по второй модели не проводились, но аналогия с электронным захватом позволяет сделать вывод, что эта модель может объяснить расхождения, найденные между экспериментальными и теоретическими результатами отношений K/L_1 HBK для малых Z .

KICSERÉLŐDÉSI KORREKCIÓ SZEREPE BELSŐ-KONVERZIÓS FOLYAMATOKBAN. Megvizsgáltuk a kezdeti és végállapotok hullámfüggvénye nem-orthogonális voltának a K/L_1 belső konverziós koeficientekre gyakorolt hatásait. Két modellel foglalkoztunk: az adiabatikus modellben az atomi elektronok végállapotai teljes átrendeződést szennednek az elektron kilépésének megfelelőben; a másik modell pedig az elektronbefogás és belső konverzió közötti analógiából ered: az egyedi kölcsönhatási aktusban egy reális

* Доклад на XXIX. Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Рига, 27-30 марта 1979 г.

elektron vesz részt, bár a teljes átmeneti valószínűséget az eloszlás határozza meg. Feltételezve, hogy az elektron töltése a kölcsönhatás pillanatában a kölcsönhatásnak megfelelő sugárra koncentrálódik, az elektronburokban maradó többi elektron pillanatnyi eloszlása is eltérő lesz az átlagostól. Nagyenergiájú konverzióinál ez az eltolódott állapot fagy be végállapotként.

A kezdeti és végállapotok nem-orthogonalitásából eredő kicsérélődési és átfedési korrekciót kiszámítottuk az adiabatikus modellben. A kapott eredmények a kísérleti eredményekkel ellentmondásban vannak. A második modellben nem végeztünk számításokat, azonban az elektronbefogással vonható analógia alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy a kísérleti és elméleti K/L_1 belső konverziós együtthatók kis rendszámoknál észlelt eltérése ezzel a modellekkel értelmezhető.

THE ROLE OF EXCHANGE CORRECTION IN INTERNAL CONVERSION. The possible effects of the non-orthogonality of initial and final atomic states on K/L_1 internal conversion ratios are investigated. Two models are considered: in the adiabatic model the final states of the atomic electrons are fully contracted in accord with the absence of the converted electron. The second model arises from the analogy with nuclear electron capture: in every individual act of interaction the real electron takes part, although the total transition probability is determined by the distribution. Supposing that the charge of the electron in the moment of interaction is concentrated on the radius of interaction, the actual distribution of the remaining electrons of the electron cloud will be different from the average one. This shifted distribution freezes in as intermediate final state for conversion electrons of high energies.

Exchange and overlap corrections arising from the non-orthogonality of initial and final states were calculated for the adiabatic model. The results are in contradiction with the experimental results. No calculations have been made for the second model, but the analogy with electron capture allowed to conclude, that this model might explain the discrepancy found between the experimental and theoretical K/L_1 ICC ratios at low Z values.

1. Введение

Известно, что многочастичные эффекты играют важную роль в случае электронного захвата (ЭЗ): например, они увеличивают отношения захвата L/K на 10-20 % в области $15 \leq Z \leq 25$. Соответствующая теория, т.н. коррекция обмена и перекрытия, в основном правильно описывает экспериментальные данные [1]. Экспериментальные отношения испускания рентгеновских лучей K_{α}/K_{β} объясняются также этими коррекциями [2].

Представляет интерес исследование роли подобных коррекций во внутренней конверсии (ВК) γ -лучей. Выяснение этого вопроса важно не только для теории ВК , но оно способствует также полнее понять природу коррекций обмена и перекрытия. В теории этих

коррекций предполагается, что кроме электрона, участвующего в данном акте ЭЗ или ВК, все остальные электроны атома переходят с начального состояния в конечное, отличающееся от начального. Изменение волновых функций вызывается изменением потенциала атома в процессе ЭЗ или ВК. Волновые функции начального и конечного состояний перестают быть ортонормированными друг к другу, что приводит к появлению недиагональных матричных элементов. Теория таких переходов с использованием волновых функций атома в форме определителей Слейтера была разработана Ловдином [3]. Задавая волновые функции в эквивалентной форме антисимметричного произведения можно группировать члены по числу перестановок при решении любой задачи [4] и записать результат в виде коррекции к одноэлектронному приближению.

Антисимметричная волновая функция атома имеет вид:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{Z!}} \sum_{\substack{\text{регм} \\ \alpha, \beta, \dots, \zeta}} (-1)^P \psi_\alpha(1) \psi_\beta(2) \dots \psi_\zeta(Z), \quad (1)$$

где $\psi_\alpha(i)$ одноэлектронные функции. Используя волновую функцию конечного состояния в подобном виде получим матричный элемент (амплитуду) перехода в следующем виде:

$$\int \Psi^+ \Omega_p \Psi d\tau = \frac{1}{Z!} \sum_{\substack{\text{регм} \\ \alpha, \alpha', \dots}} (-1)^{m+n} (f'_\alpha, (1) \Omega_p \psi_\alpha(1)) \times \\ \times (\psi'_{\alpha'}, (2) \psi_{\alpha'}(2)) \dots (\psi'_{\zeta}, (Z) \psi_{\zeta}(Z)), \quad (2)$$

где Ω_p оператор, например, ЭЗ или ВК.

Отметим, что необходимо антисимметризировать конечное состояние только по электронным состояниям, т.е. перестановки волновой функции нейтрино не надо учитывать при определении знака.

Учитывая, что совместная перестановка значков со штрихом и без штриха не изменяет результат и число этих перестановок равно $Z!$, можем опустить перестановки по одному из значков и множитель $1/Z!$. Вынося матричный элемент одноэлектронного перехода и интегралы перекрытия остальных электронов, получим

$$M_{f\alpha} = (f'_\alpha \Omega_p \psi_\alpha) \left[\prod_{\beta \neq \alpha} (\psi'_\beta \psi_\beta) \right] \left\{ \left[1 - \sum_{\beta, \gamma \neq \alpha} \frac{(\psi'_\beta \psi_\gamma)(\psi'_\gamma \psi_\beta)}{(\psi'_\beta \psi_\beta)(\psi'_\gamma \psi_\gamma)} + \dots \right] \right. \\ \left. - \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{(f'_\alpha \Omega_p \psi_\beta)(\psi'_\beta \psi_\alpha)}{(f'_\alpha \Omega_p \psi_\alpha)(\psi'_\beta \psi_\beta)} \left[1 - \sum_{\gamma, \delta \neq \alpha} \frac{(\psi'_\gamma \psi_\delta)(\psi'_\delta \psi_\gamma)}{(\psi'_\gamma \psi_\gamma)(\psi'_\delta \psi_\delta)} + \dots \right] \right\}. \quad (3)$$

Суммами в квадратных скобках обычно можно пренебречь. Роль этих членов может быть важной для внешних подоболочек. Второй ряд описывает случаи, происходящие с участием другого электрона, но интересующий нас электрон перескакивает на вто место. Для электронного захвата эти обманные члены являются существенными.

В настоящей работе мы занимаемся только влиянием коррекции перекрытия и коррекции обмена на отношении КВН.

Рассматриваем две модели происхождения потенциала промежуточного состояния атомной оболочки. Отметим, что промежуточное состояние является конечным для ВН и исходным для дальнейших, энергетически независимых от ВН переходов атомных электронов.

В первой т.н. адиабатической модели средний промежуточный потенциал соответствует конфигурации, учитывающей отсутствие конвертированного электрона.

Во второй модели учитывается, что в одиночном акте взаимодействия участвует реальный электрон, хотя вероятность конверсии определяется распределением плотности электронов.

Соответственно, среднее поле для остальных электронов в момент взаимодействия получается заменой распределения плотности $|\psi|^2$ конвертируемого электрона на $\delta(r)$ [6]. При высоких скоростях конверсионных электронов это состояние замораживается, как промежуточное. Ясно, что такое рассмотрение соответствует некоторому ограниченному учету корреляций: выделяется только один электрон, а остальные рассматриваются в приближении среднего поля.

2. Адиабатическое приближение

Мы рассчитали коррекции перекрытия и обмена для $Z=18, 36$ и 54 , используя волновые функции Дирана-Фока-Слейтера [10, 11]. При расчете конечного состояния атомной оболочки отсутствие вылетающего электрона было учтено, т.е. при неизменном заряде ядра Z число электронов на оболочке, с которой вылетал конверсионный электрон, было уменьшено на единицу. Это соответствует полной адиабатической перестройке атомной оболочки. Амплитуды конверсии рассчитывались по программе Паули и Рафф [14]. При расчетах учитывались только однократные перестройки. Хорошее совпадение полной коррекции и коррекции перекрытия (таблица 1) показывает, что вклад однократных перестроек также пренебрежимо мал в этом приближении.

Таблица 1. Коррекции (B_1) при полной релансации для отдельных оболочек

Атом	оболочка (i)	Коррекция B_1	
		перекрытия	полная
Ar	K	0.7788	0.7829
	L ₁	0.8586	0.8441
	M ₁	0.9559	0.9518
Kr	K	0.7944	0.7979
	L ₁	0.8330	0.8357
	M ₁	0.8801	0.8840
Xe	K	0.7917	0.7883
	L ₁	0.8119	0.8150
	M ₁	0.8513	0.8549

Изучение отдельных интегралов перекрытия показывает, что самые внешние 2-3 подоболочки играют определяющую роль в коррекции перекрытия, потому что относительное изменение потенциала для них велико.

Результаты расчетов, приведенные в таблице 1, не подтверждаются экспериментальными НВН, т.к. НВН α_K для чистых E2 переходов хорошо согласуются с обычной теорией [5], в то время как результаты адиабатических расчетов коррекции приводили бы к $\sim 20\%$ -ному понижению $\alpha_K = \alpha_K^0 B_K$. Это показывает, что релаксация конечного состояния не имеет заметного влияния на НВН, или такая релаксация вообще не происходит при высоких энергиях. Учет частичной релаксации не меняет положения дел, так как влияние внутренних оболочек, которые могли бы частично перестроится, пренебрежимо мало даже при полной перестройке.

3. Аналогия с электронным захватом

Как показано выше, учет адиабатической релаксации не подтвержден экспериментальными НВН α_K . В неадиабатическом приближении взаимодействие вылетающего электрона с атомной оболочкой пренебрежимо мало, что напоминает ЭЗ, где нейтринно также не взаимодействует с электронной оболочкой. Кроме этого, можно привести следующие сходные черты этих процессов:

а) Взаимодействие в случае ВН происходит главным образом во внутренней части атома [12], подобно ЭЗ, когда захват электрона происходит внутри ядра.

б) Отношения НВН подобны отношениям ЭЗ с различных оболочек при низких значениях Z и больших скоростях конверсионного электрона. Для примера приведем $K/L_1(E2; 200 \text{ кэВ}) = 10,67$ и $L_1/M_1(E2; 150 \text{ кэВ}) = 6,76$; в то же время отношения плотностей электронов у ядра дают $K/L_1 = 10,06$ и $L_1/M_1 = 6,96$ для $Z=30$.

Из-за сходства этих двух процессов можно ожидать появления коррекции перекрытия и при ВН. Ниже мы покажем, что экспериментальные результаты подтверждают такое предположение.

Известно, что влияние обменной коррекции на вероятность K захвата пренебрежимо мало [4]. Аналогия подтверждается экспериментальными значениями НВН α_K [5], согласующимися с обычной теорией. Вероятность L-захвата в зависимости от Z увеличивается на 5-20 % из-за коррекции на обмен, что подтверждено экспериментальными данными по ЭЗ [1,7]. Аналогия подсказывает подобное отклонение и для отношений НВН K/L , K/M , и т.д. в распадах ядер с низким значением Z. Сравнение экспериментальных данных с теорией в этой области проводили с использованием K/L и $K/(L+M)$ отношений, опубликованных в Nuclear Data Sheets для области $A \leq 100$. Результаты были использованы только для тех переходов, для которых знание значений α_K , независящих от коррекции обмена, позволяло рассчитать смешивание мультипольностей. Погрешность определения смешивания мало влияет на результат вследствие слабой зависимости отношения K/L от мультипольности переходов в исследуемой области Z и энергий. Использовались теоретические отношения K/L или $K/(L+M)$ Хагера и Зельтцера [8] при $Z > 30$ и Банд и др. [9] при $Z \leq 30$. Во второй области, если это требовалось, была введена коррекция на M конверсию по плотности электронов у ядра.

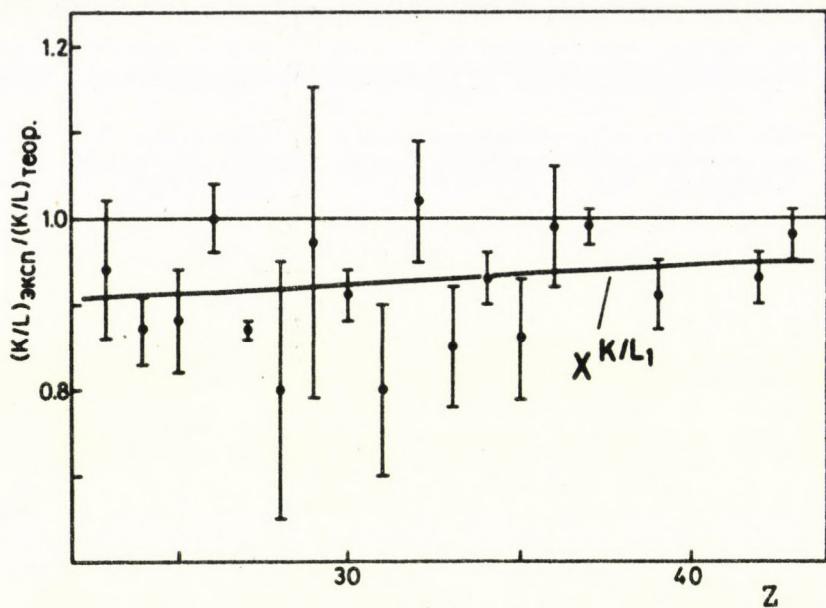


Рис. 1. Отношения $(K/L)_{\text{эксп.}}/(K/L)_{\text{теор.}}$ в зависимости от атомного номера.

Отношение экспериментальных и теоретических значений не показывает заметной зависимости от энергии, если энергия переходов заметно выше порога. Это позволяло использовать средневзвешенные значения отдельных данных для каждого Z .

Таблица 2. Сравнение приведенных экспериментальных отношений K/L с обменной коррекцией

Z	эксп./теор.	X^{K/L_1}
23	0.94 ± 0.08	0.907
24	0.87 ± 0.04	0.910
25	0.88 ± 0.06	0.912
26	1.00 ± 0.04	0.914
27	0.87 ± 0.01	0.916
28	0.80 ± 0.15	0.917
29	0.97 ± 0.18	0.920
30	0.91 ± 0.03	0.924
31	0.80 ± 0.10	0.926
32	1.02 ± 0.07	0.929
33	0.85 ± 0.07	0.930
34	0.93 ± 0.03	0.933
35	0.86 ± 0.07	0.935
36	0.99 ± 0.07	0.936
37	0.99 ± 0.02	0.938
38	-	0.940
39	0.91 ± 0.04	0.943
40	-	0.944
41	-	0.946
42	0.93 ± 0.03	0.948
43	0.98 ± 0.03	0.949

Сравнения экспериментальных и теоретических отношений ВК с коррекциями на обмен даны в таблице 2 и на рисунке 1. Видно, что отношения согласуются с коррекцией $XK/L_1 = 1/XL_1/K$, рассчитанной для ЭЗ. Согласие подтверждается и χ^2 пробой [13], которая дает $\chi^2/\chi^2_{0.05} = 1.56$ и 8.13 для согласия с XK/L_1 и единицей соответственно.

Это подтверждает наше предположение, согласно которому динамические электронные корреляции оказывают на ВК и ЭЗ подобное влияние. Тот факт, что при более высоких Z не наблюдается отклонений от обычной теории [15] не противоречит нашему предположению, т.к. $XK/L_1 \rightarrow 1$, если Z возрастает.

В заключение нам хотелось бы обратить внимание на важность повышения точности экспериментальных результатов. Это способствовало бы установлению различий между ЭЗ и ВК, обусловленных различиями областей взаимодействий. Теоретические исследования этих явлений продолжаются.

Авторы благодарны академику Д. Берени, директору института за его внимание к настоящей работе.

Литература

- [1] Э. Ватаи, Изв. АН СССР, сер. физ. 42 (1978) 826
- [2] J. H. Scofield, Phys. Rev. A9 (1974) 1041
- [3] P.-O. Löwdin, Phys. Rev. 97 (1955) 1474
- [4] E. Vatai, Nucl. Phys. A156, (1970) 541
- [5] М. Младженович, М. Жупанчик и Р. Вунанович, Изв. АН СССР сер. физ. 42 (1978) 773
- [6] E. Vatai, to be published
- [7] W. Bambynek, H. Behrens and M. H. Chen et al., Revs. Mod. Phys. 49 (1977) 77
- [8] R. S. Hager, E. C. Seltzer, in Internal Conversion Coefficients for Multipolarities E1,...,E4; M1,...M4. Ed. K. Way, Acad. Press. New York London, 1973
- [9] I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya and M. A. Listengarten, Atomic and Nucl. Data Tables 18 (1976) 433
- [10] D. A. Liberman, R. T. Cromer and I. T. Waber, Computer Phys. Commun. 2 (1971) 107
- [11] B. Fricke, private communication (1977)
- [12] I. M. Band, L. A. Sliv and M. B. Trzhaskovskaya, Nucl. Phys. A156 (1970) 170
- [13] Б. С. Джелепов, Методы разработки сложных схем распада. Изв. "Наука" Ленинград, 1974
- [14] H. C. Pauli, U. Raff, Comp. Phys. Comm. 9 (1975) 392

Рецензент: Г. Хон

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 189-203

RADIOKARBON KORMEGHATÁROZÁSRA ALKALMAS ALACSONY HÁTTERŰ MÉRŐRENDSZER

CSONGOR ÉVA, HERTELENDI EDE

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

A szerzők az ATOMKI-ben kifejlesztett radiokarbon mérőberendezésről számolnak be. A mérőrendszerben alkalmazott proporcionális számláló érzékeny térfogata $0,83 \text{ dm}^3$, melyet metán gázzal 1026 mbar nyomásra töltenek. A mérőszámlálót proporcionális számlálókból álló antikoincidencia védőszámlálóval vették körül, amelynek alkalmazásával a nagy energiáju töltött részek által okozott háttér jelentékenyen csökkent. A fotonuktól származó háttér csökkentése érdekében a proporcionális számlálócső-rendszer ólomházból helyezték el. Az ólom és a védőszámláló közé bórparaffin réteget helyeztek, amely a kozmikus sugárzás által az ólomból kiváltott neutronokat abszorbeálja. Az alacsony háttérű mérőberendezés minden egysége; a proporcionális számlálók, az ólom árnyékolás és az elektronikus jelfeldolgozó rendszer az ATOMKI-ben került kifejlesztésre. A közlemény tartalmazza a számláló és az elektronikus mérőrendszer paramétereit. A mérőberendezés pontosságának és megbizhatóságának ellenőrzése archeológiaiak ismert kori, ill. ismert radiokarbon koncentrációjú minták mérésével, valamint más radiokarbon laboratórium által is mért minta kormeghatározásával történt (interkalibráció).

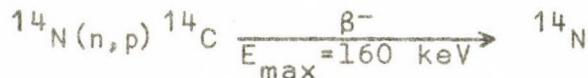
LOW BACKGROUND MEASURING SYSTEM FOR RADIOCARBON DATING. A radiocarbon dating system was developed in ATOMKI (Debrecen). The system contains a 0.83 dm^3 volume gas proportional counter filled with methan at a pressure of 1026 mbar. The counter is surrounded by a ring anticoincidence guard counter to reduce the background caused by charged particles of high energy. This counter system is located in a lead shield to reduce the photon background. A boron loaded paraffin layer was used between the counters and the lead shield to absorb the neutrons produced by cosmic rays in the lead. Both the detector assembly, the shield and the electronic system were developed in the Institute. The parameters of the counters and the electronics are presented. The accuracy of the measuring system was checked by archaeologically dated samples and by the comparative measurement of the same sample in different radiocarbon laboratories.

НИЗКОФОННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗРАСТА РАДИОУГЛЕРОДНЫМ МЕТОДОМ. Была разработана система для определения возраста радиоуглеродным методом в АТОМКИ (Дебрецен). Система содержит газовой пропорциональный счетчик объемом 0,83 дм³, наполненный метаном до давления 1026 мбар. С целью уменьшении фона счетчик окружен защитным кольцом, состоящим из пропорциональных счетчиков, уменьшающих прежде всего фон от заряженных частиц. Фон от фотонов уменьшается применением свинцового абсорбента. Между свинцом и защитными счетчиками расположен борпарафиновый слой для абсорбции нейтронов, образовавшихся в свинце из-за космических лучей.

Датектор, экранирование и электронная система были разработаны в Институте. Даны параметры счетчиков и электронной системы. Точность измерительной системы была проверена пробами, возраст которых известен по археологическим источникам, или по определениям других радиоуглеродных лабораторий.

Bevezetés

A kozmikus sugárzás a Föld légkörének felső rétegeiben jelentős mennyiségen hoz létre szabad neutronokat. Ezen neutronok többsége a levegő atomjaival való ütközések során termikus energiatartományba jut és $1,81 \times 10^{-24}$ cm²-es hatáskeresztmetszettel a



magreakció szerint radioaktív szénizotópot (radiokarbont) termel, mely β^- bomlással $T_{1/2} = 5730 \pm 40$ év felezési idővel ^{14}N -é bomlik [1-3]. Az eddigi számítások szerint 2-2,5 ^{14}C atom keletkezik szekundumonként a Föld felületének egy négyzetcentimétere-re vonatkoztatva [4-7].

A radiokarbon a légkörben gyorsan oxidálódik széndioxiddá. Ezt a széndioxidot a légköri széndioxid nagy mértékben higitja. A higitás eredményeként a légköri széndioxid szenének fajlagos aktivitása - értve ezen az időegység alatti bomlások számát egységnyi tömegű szénben - 14,1 dpm/gC [3,8]. A szárazföldi élőlények (növények, állatok, ember) "biológiai szenének" fajlagos radiokarbon aktivitása ennél valamivel kisebb 13,6 bomlás/min/gC [3,8].

Fontos megjegyezni, hogy az anyagcsere folyamatok során a radiokarbon folyamatosan beépül és távozik az élőlényekből. Ennek következtében a szárazföldi élőlények biológiai szenének fajlagos radioaktivitása folyamatosan követi az atmoszférikus szén fajlagos radiokarbon aktivitását.

Ismerve az anyagcsere folyamat alatt az élő anyag széntartalmának fajlagos radiokarbon aktivitását (kezdeti aktivitás), majd az anyagcsere megszünte után bizonyos idővel megmérve az akkori fajlagos aktivitást (jelenlegi fajlagos aktivitás), a felezési idő ismeretében a radioaktív bomlástörvény alapján ki-

számitható az anyagcsere megszünésének időpontja, azaz a minta kora. Ez a radiokarbon kormeghatározás elve. A radiokarbon kormeghatározásnak Libby uttőrő munkássága következtében nagy jelentősége van a geológiában, az archeológiában és a hidrológiában [1].

A radiokarbon kormeghatározás egyik legnehezebb problémája a jelenlegi radiokarbon aktivitás meghatározása. A legelterjedtebb módszer az aktivitásnak gázfázisban proporcionális számláló segítségével történő mérése. A mérés pontosságát a mérendő aktivitás és a számláló hátterének aránya szabja meg. Ezen arány kielégítő mértékű növelése nélkülözhetetlenné teszi a számláló hátterének csökkentését. A háttérkörökkel bonyolult, nagy szakértelmet kívánó feladat, mely mindenekelőtt a háttér eredéteknek ismeretét teszi szükségessé.

1. A mérőszámláló hátttere és a hátteret okozó sugárzás eredete

A mérőszámláló hátttere alapvetően két részre osztható. A domináns rész a detektorral való kölcsönhatás révén számolt ionizáló sugárzás. Ez a komponens radikálisan csökkenthető, de meg nem szüntethető. A háttér másik részét az elektromos és földelési zavarok, az elektromágneses zavarok, a nagyfeszültségű szigetelőkön fellépő kisülések stb. adhatják. A háttér ezen része megszüntethető, sőt megszüntetése szükséges is, minden alacsony radioaktivitást mérő rendszernél.

Az ionizáló sugárzás okozta háttér négy részre osztható [9]:

- a.) A kozmikus sugárzás hatására keletkező μ mezonok a tenger-szinten kb. 1 cpm cm^{-2} járuléket adnak a számláló keresztmetszetének 1 cm^2 felületére vonatkoztatva.
- b.) A háttér egy jelentős része olyan γ sugárzástól származik, mely kölcsönhat a számláló falával, ill. a számlálógázzal. Ilyen γ sugárzás származhat a kozmikus sugárzás lágy komponensétől (elektron- γ kaszkádok), vagy a számláló, az ólomház, a laboratórium falaiban található radioaktiv szennyezőktől; müonok és elektronok fékezési sugárzásától, ütközés után gerjesztett állapotba került atomok legerjesztődéséből, neutron befogásból, stb.
- c.) A kozmikus sugárzás nukleon komponense szintén járuléket ad a mérőszámláló hátteréhez. Ezen komponens háttérjárulákat a számlálón áthaladó protonok, valamint a neutronok által meglökött atommagok által kiváltott impulzusok adják.
- d.) Végül számitásba kell vennünk a számlálócső falában, ill. a számlálógázban lévő α ill. β sugárzó elemek okozta hátteret.

2. A háttér csökkentésének módszerei

a) Müonok és nagy energiás töltött részek okozta háttér csökkentése. A kozmikus sugárzás hatására keletkező μ mezonok intenzitása abszorbens anyagok alkalmazásával csak nehezen csökkenthető. (5 m beton (1000 g cm^{-2}) a müon intenzitást csak 1,4-es faktorral csökkenti). Lényeges csökkentés csak akkor érhető el, ha a laboratóriumot mélyen a föld alá telepítjük [10, 55. old., 9]. A müonok okozta háttér csökkentése antikoincidencia számláló alkalmazásával lehetséges. Az antikoincidencia védelem lényege a következő: A mérőszámlálót körülvesszük egy számlálórendszerrel (antikoincidencia számláló vagy védőszámláló). A müonok áthaladnak minden számlálón és bennük koincidienciában lévő impulzusokat hoznak létre. A mérőszámlálónak azon impulzusait, melyek a védőszámláló impulzusaival koincidiában vannak, az elektronikus jelfeldolgozó rendszer elkülönníti a többi impulzustól. (Ez utóbbiakat antikoincidencia impulzusoknak nevezzük.) Az antikoincidencia technika csak akkor hatásos, ha olyan számlálót alkalmazunk védőszámlálóként, melynek számlálási hatásfoka a háttereket okozó részekre igen jó. Magas számlálási hatásfok müonok ($dE/dx=2 \text{ keV mg}^{-1}\text{cm}^2$) és más nagy energiáju töltött részek esetében ez proporcionális számláló segítségével érhető el a legegyszerübben.

b) A γ sugárzás okozta háttér csökkentése. A töltött részek ellen hatásos antikoincidencia védelem a védőszámlálók alacsony γ számlálási hatásfoka miatt nem alkalmazható olyan esetben, amikor a γ sugárzást nem kíséri töltött részecske sugárzás. A γ fotonok ellen a számlálókat magas rendszámu anyagokból (ólom, vas, higany) álló abszorbens anyaggal szükséges körülvenni. Általában 10-20 cm falvastagságu ólomházat vagy 20-30 cm vastagságú vasköpenyt alkalmaznak. Ez a γ sugárzás intenzitását legalább 10^3 -os faktorral csökkenti [9].

c) A kozmikus sugárzás által létrehozott mezonok és nukleonok kölcsönhatásai az abszorbens anyagokban. A γ sugárzás csökkentésére bevezetett abszorbens anyagokban a nagy energiás protonok és müonok a kölcsönhatások sorozatát hozzák létre. A nagy energiás protonok kölcsönhatásuk során töltött és töltetlen részecskék záporát hozzák létre, melyben többek között néhány nagy energiás un. kaszkád neutron ($E>100 \text{ MeV}$) és számos 10-20 MeV energiáju un. párolgási neutron található. Ezen neutronok lassítása magas hidrogéntartalmú anyagok (pl. paraffin) segítségével történik. Ezekben az anyagokban a neutronok az ütközések során elveszítik energiájukat és termikus energiatartományba kerülnek. Ha a paraffinba nagy neutron befogási hatáskeresztmetszettel rendelkező bőrt keverünk akkor az ilyen "bőr-paraffinon" keresztül a neutron transzmisszió nagyon kicsi lesz. Előnyös továbbá, hogy a $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ magreakcióban a neutron befogás után kicsi a γ sugárzás valószínűsége.

A müonok közül a negativ töltésűek lassulás után beépülhetnek az abszorbens anyag héjaira, majd ezt követően a mag befogja őket. A müonbefogást röntgen fotonok, protonok, neutronok és γ fotonok kísérik, melyek további magreakciót hozhatnak létre.

A pozitív töltésű müonok $T_{1/2}=2,2 \mu\text{s}$ felezési idővel elbomlanak és a keletkezett nagy energiáju pozitron a fékezési sugár-

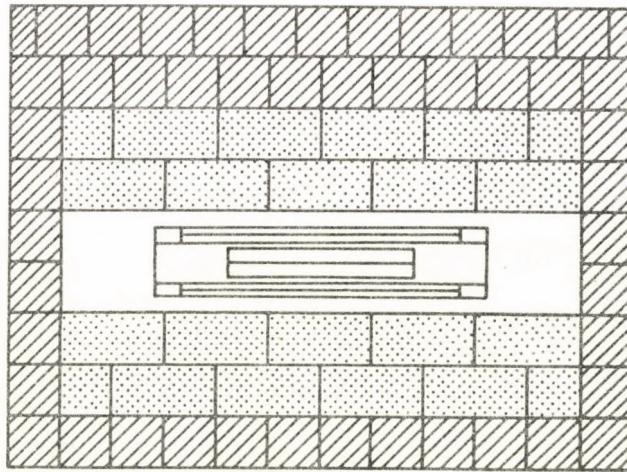
zás révén elektron-foton kaszkád kialakulását hozhatja létre, melyből a keletkezés helyétől nagyobb távolságra már csak a foton komponenst észleljük.

d) A radioaktiv szennyezők hatásának csökkentése. Számos anyag tartalmaz természetes radioaktiv elemeket. Ezek közül az ^{40}K , és az U, Th, Ac bomlási sorok radioaktiv elemeinek γ sugárzása a legjelentősebb. Az α és β sugárzó elemek gyakorlatilag csak akkor adnak járuléket a háttérhez, ha a számlálócső falát vagy a töltőgázt szennyezik. Az alacsony radioaktivitást mérő rendszer felépítésénél nagyon lényeges szempont, hogy minden felhasznált anyag saját-radioaktivitása kicsi legyen. A passzív védelemként alkalmazott ólom tartalmazhat ^{210}Pb -et, melynek felezési ideje $T_{1/2} = 22$ év. Ezért az ólom sajátradioaktivitását felhasználás előtt ellenőrizni kell. Általában jó eredmények érhetők el, ha passzív védelemként lágyvasat alkalmazunk, különösen akkor, ha az öntés ideje 1945 előttre tehető. Ezen két anyagon kívül néhány laboratórium többszörösen desztillált higanyréteget is használ az alacsony radioaktivitást mérő szer kialakításakor.

Különös gondot kell fordítani a számlálót felépítő anyagok kiválasztására. A számlálók többsége OFHC vagy elektrolitikusan tiszta rézből készült. Egészen alacsony háttér érhető el kvarcüvegből készült számlálócsövek segítségével, de a lágyvas és bizonyos tipusu rozsdamentes acélok is alkalmasak számlálók készítésére. Nagyfeszültségű szigetelőként kvarcüveg, ill. teflon alkalmazása a leggyakoribb.

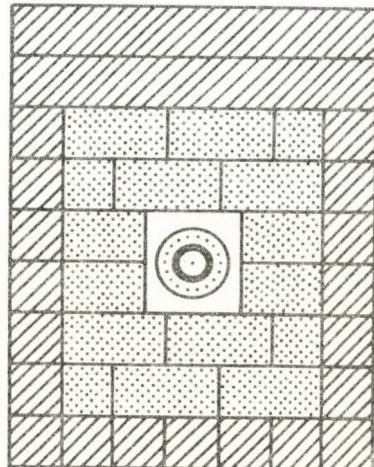
3. Az alacsony hátterű mérőhely leírása

A méréseinknél használt alacsony hátterű mérőhelyet az 1. ábra mutatja. Passzív védelemként ólom árnyékolást alkalmaztunk.



Ólom

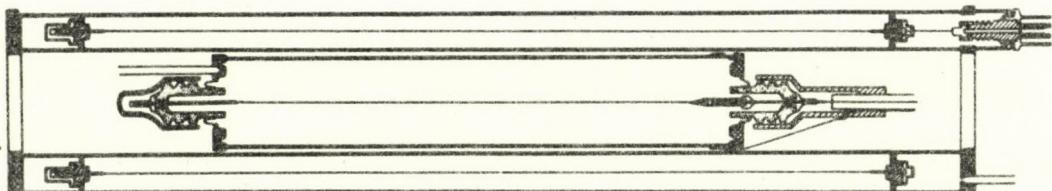
Bórparafin



1. ábra Az alacsony hátterű mérőhely vázlata. Az ábrán két metszetben látható a mérőszámláló, az azt körülvevő védőszámláló, a bórparaffin réteg és az ólomház.

A kereskedelemben kapható ólmok közül a legalacsonyabb sajátradioaktivitású ólom kiválasztása mérés alapján történt. Az ólomház falvastagsága 10 cm, a fedőlap vastagsága 20 cm. Az ólomház tömege $5,1 \times 10^3$ kg. Az ólomból kiváltott neutronokkal szemben bórparaffin téglákkal védekezünk. Az ólomház belséjében kb. 20 cm vastagságú réteget alakítottunk ki ezekből a téglák-ból. A téglák összetétele 55 % paraffin, 35 % polietilén, 10 % bórsav.

A védőszámláló és a mérőszámláló rajzát a 2. ábra mutatja.



2. ábra A mérőszámláló és a védőszámláló tengelyirányú metszete.

A mérőszámláló 60 mm belső átmérőjű 360 mm hosszúságu 0,83 cm³ érzékeny térfogatu elektrolitikusan tiszta rézből készült proporcionális számláló. Az anódszál polirozott 0,1 mm átmérőjű wolframszál. Szigetelőként nagyfeszültségű kerámia bevezetőket alkalmaztunk. A védőszámláló rézből készült, érzékeny térfogatának hossza 520 mm. Közös gáztérben 18 proporcionális számlálót tartalmaz. Az anódszálak 0,1 mm átmérőjű polirozott wolframszálak. A nagyfeszültségű szigetelők teflonból készültek. Az anódszálak egymással össze vannak kötve és közös feszültségről üzemeltethetők. Mind a védőszámláló, mind a mérőszámláló véglapjainak rögzítése ragasztással történt. (A használt ragasztó kétkomponensű araldit, gyártó cég: CIBA GEIGY.) A leszívócsongkok forrasztással csatlakoznak a számlálókhöz. A számláló csöveket metán gázzal 1026 mbar nyomásra töltjük. Mindkét számláló belséjében csak a vákuumtechnikában is használatos tiszta anyagok találhatók, melyek gázleadása a bennük lévő gázmennyiséghoz viszonyítva elhanyagolható. Ez lehetővé teszi a számlálók stabil, hosszu ideig tartó működtetését ugyanazzal a gáztöltettel.

A számláló hátterének alakulását az 1. táblázat mutatja.

1. táblázat. A mérőszámláló hátterének csökkenése különböző tipusu árnyékolás hatására

Háttér	árnyékolás nélkül cpm	ólomházban cpm	ólomházban anti- koincidencia vé- delemmel cpm
mérőszámláló	360	160	4,6 a)
védőszámláló	1800	600	

a) A háttér energiaspektruma (5.b. ábra) alapján - melyben jellegzetes mezonuktól származó csucs jelentkezik - azt mondhatjuk, hogy a háttér domináns része mezonuktól származik.

Látható, hogy az árnyékolás kb. felére csökkentette a mérőszám-láló háttérét, mik az antikoincidencia védelem több mint harmincszoros csökkentést jelent.

A számláló háttere önmagában még nem nyújt elég információt a mérőberendezés érzékenységére vonatkozóan. A számlálók érzékenységének összehasonlítására az S/\sqrt{B} hánnyadost használják (figure of merit, rövidítve FOM), ahol S a radiokarbon laboratóriumok által standardként használt NBS oxálsavból készített gáz mérésekor időegység alatt kapott impulzusszám 95 %-a, B az időegység alatt mért háttérimpulzusszám. A FOM mérőrendszerünk-re vonatkozóan $S/\sqrt{B}=2,6$, $S=5,6$ cpm és $B=4,6$ cmp értékekkel számolva. A radiokarbon mérőrendszerek másik fontos paramétere a maximálisan mérhető kor. Ez definíció szerint azt a kort jelenti, melyhez tartozó radiokarbon aktivitás statisztikus hibája negyedrésze az aktivitás értékének. A FOM ismeretében ez a kritérium a következő képlettel adható meg:

$$T_{\max} = \tau \ln \frac{1}{4} \sqrt{\frac{t}{2}} \times \frac{S}{\sqrt{B}}$$

ahol t a mérésidő, τ a radiokarbon átlagos élettartama. 48 órás (2880 min) mérésidőt figyelembe véve mérőrendszerünk-nél $T_{\max} = 26000$ év.

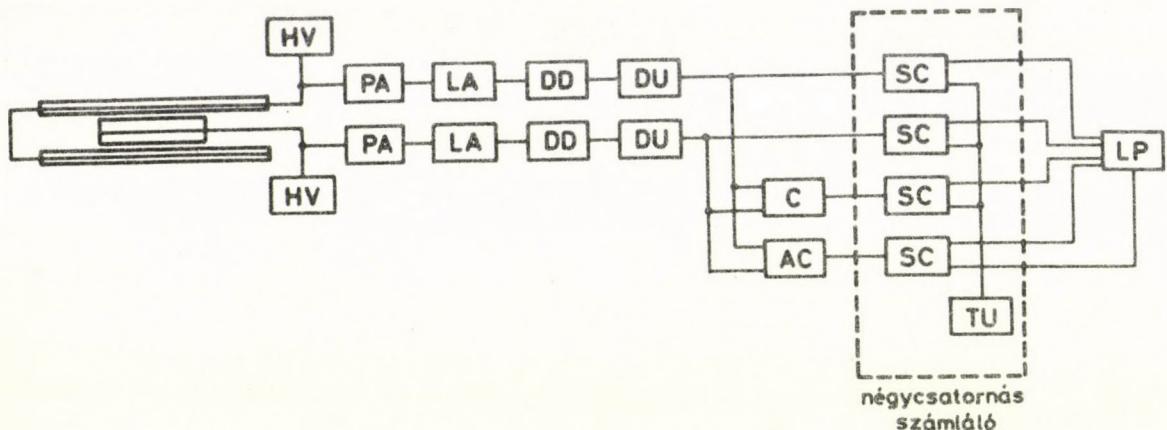
A kormeghatározások hibája a minimálisan mérhető kortól 15000 évig 150-500 év között van. 15000 év felett a kor hibája nagyobb, mint 500 év és magasabb korok felé haladva gyorsan nő. Ez a magas hiba a radiokarbon korok interpretációját már ketségesse teszi, ezért berendezésünkön 15000 évesnél idősebb minták korára csak alsó korlátot adunk.

4. Az elektronikus jelfeldolgozó rendszer és annak optimális beállítása

Az elektronikus rendszer blokkvázlata a 3. ábrán látható.

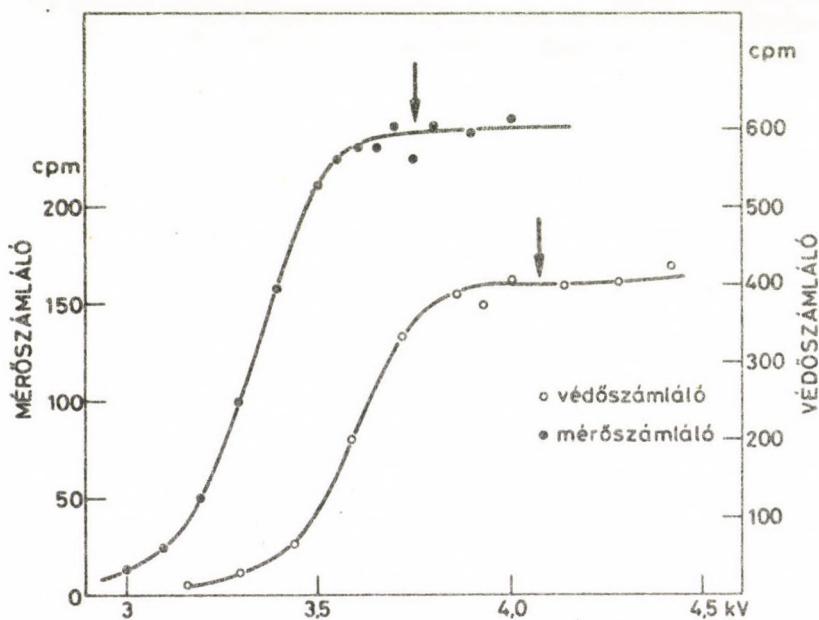
A 3. ábrán bemutatott rendszer összes egysége az ATOMKI-ben készült. Felépítésénél a nukleáris technikában széles körben alkalmazott egységeket használtuk fel. Az elektronikus rendszer feladata az, hogy a proporcionális számlálók számára a szükséges magasfeszültséget biztositsa és a számlálókból érkező jeleket feldolgozza (erősítés, megfelelő energiatartomány kiválasztása, a mérőszámláló impulzusai közül a védőszámláló impulzusaival koincidenciában, ill. antikoincidenciában lévő jelek szétválasztása, impulzusok számlálása és periódikus időközönkénti automatikus kinyomtatása).

Az elektronikus rendszerrel szemben támasztott egyik legfontosabb követelmény annak hosszu távu stabilitása. Ezt a hosszu mérésidő (minimum három nap, maximum két hét), valamint az a tény indokolja, hogy a minta kiértékelésénél gyakran olyan háttér értékekkel számolunk, melyek a mintamérés előtt vagy után maximálisan három héttel történtek.



3. ábra Az elektronikus jelfeldolgozó rendszer blokkvázlata.
 HV: nagyfeszültségű tápegység, PA: előerősítő, LA: lineáris erősítő,
 DD: differenciál diszkriminátor, DU: késleltető, C: koincidencia egység,
 AC: antikoincidencia egység, SC: impulzusszámláló, TU: időzítő egység,
 amely a számlálók periódikus automatikus kiolvasását végzi, LP: nyomtató.

Az egész rendszer - beleértve a proporcionális számlálókat is - reprodukálható működésének előfeltétele, hogy a proporcionális számlálóknál a munkapont a karakterisztikák platóján legyen (4. ábra). Ekkor az esetleges instabilitások okozta hiba lényegesen csökken.



4. ábra A mérőszámláló és a védőszámláló karakterisztikái. A nyíllal megjelölt pontok a munkapontok.

A jelfeldolgozó rendszer első egysége egy töltésérzékeny előerősítő. Mivel a számlálónk anódszálára van nagyfeszültségen, az előerősítő számára a jelet le kell választani. Az előerősítő bemenetére a jel egy nagyfeszültségű kondenzátoron keresztül jut

(C=1 nF). Nagyon lényeges, hogy ezen a kondenzátoron a kisüllésnek semmilyen formája ne jöjjön létre. A kondenzátor felületére vizpára, por és egyéb szennyeződés rakódhat, mely a felületi vezetőképességet növeli. Ennek elkerülése céljából a leválasztó kondenzátort és a nagyfeszültségű szürőkört tartalmazó egységet szilikon bázisu kétkomponensű műgyantával (Tip.: WAKER-SILGEL 2000) öntöttük ki. Ez az anyag jó szigetelő tulajdonságán tul megakadályozza a mechanikus szennyeződést. Számos laboratóriumban ugy kerül el a leválasztó kondenzátor problémáját, hogy negatív magasfeszültségen működtetik a számlálókat katódját és az anód van földpotenciálon.

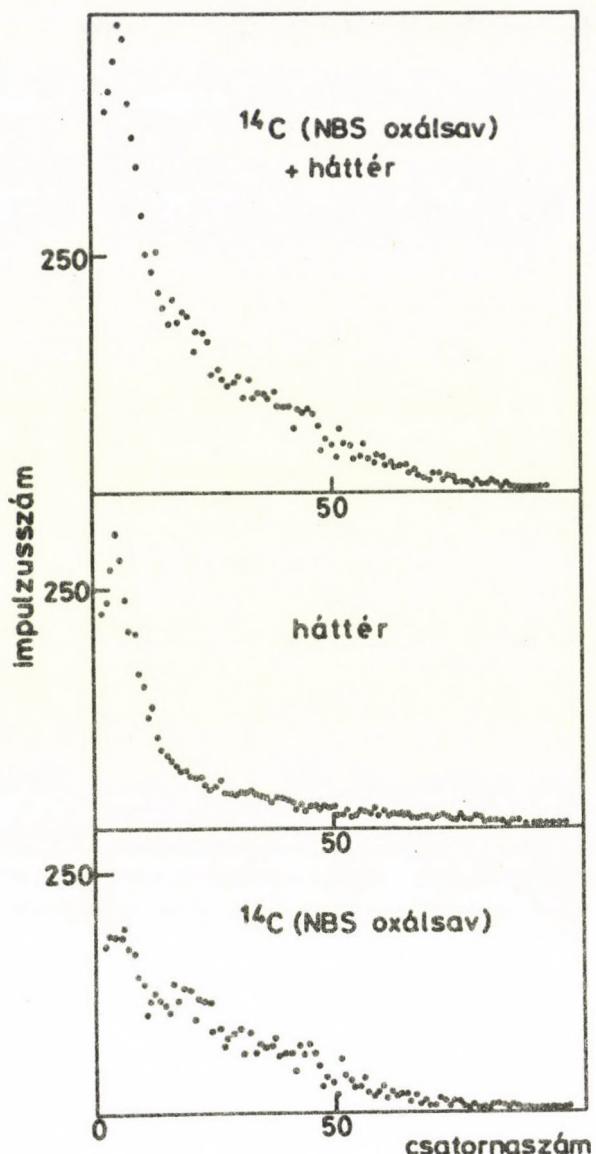
Az előerősítő töltésérzékeny fokozatában a visszacsatoló kondenzátor kapacitása $C_{PA}=5 \text{ pF}$. Igy a töltés feszültség konverziós együttható értéke $1/C_{PA}=2 \times 10^{11} \text{ V/C}$. Az előerősítő tartalmaz még egy feszültségerősítő fokozatot is, ahol az erősítés kétszeres. Mind a leválasztó blokk, mind az előerősítő a proporcionális számlálók mellett az ólomházban található. A töltésérzékeny előerősítő nagy előnye, hogy kimenő jelének amplitudója nem érzékeny a bemeneti kapacitásra, ezért ha a csatlakozók kapacitása változik, nem kell ujra kalibrálni a rendszert.

Az előerősítő jelei a lineáris erősítőbe kerülnek. A mérőszámláló analóg jelfeldolgozó rendszerében a lineáris erősítő névleges erősítése 8-szoros, mik a védőszámláló esetében 32-szoros erősítést használunk. A tényleges mért feszültségerősítés kb. harmada a névleges feszültségerősítésnek, mivel a lineáris erősítő olyan szűrőt tartalmaz, melynél az egység ugrásra adott válasz maximum értéke 0,38 [11]. A lineáris erősítőn a differenciáló, ill. integráló időállandó azonos (ekkor kapjuk a legjobb jel/zaj viszonyt), értéke 1,6 μs .

A háttér csökkentése érdekében célszerű a proporcionális számláló által szolgáltatott energiaspektrum kis energiás $E < 2 \text{ keV}$, ill. nagyenergiás $E > 160 \text{ keV}$ részének levágása. Az energiaspektrum a számlálócső geometriája miatt erősen torzult béta spektrum, melyre sokkal helyesebb az energiaveszteség spektrum kifejezést használni (5. ábra).

A mérőszámláló esetén a kis, ill. nagyenergiás rész levágására differenciál diszkriminátorot használunk. A mérőszámlálónál az alsó vágási küszöb 50 mV a felső 4000 mV. Ez az alsó vágási küszöb kb. 2 keV energiának felel meg. (A radiokarbon béta spektrumból becsült érték.) Ezen adatból visszaszámolható a proporcionális számláló gázerősítése, feltételezve, hogy 20 eV szükséges egy ionpár keltéséhez. Az üzemi feszültségen (4050 V) gázerősítésre ~ 3000 adódik.

Az elektronikus rendszer digitális része a differenciál diszkriminátorok uniformizált kimenőjelei közül a koincidenciában lévő jeleket kizárja a további feldolgozásból. A koincidenzia feloldási időt 500 μs -nak választottuk. Ez a magfizikai méreseknel szokatlanul hosszu idő a következőkkel magyarázható. A számlálókat körülvevő ólomban a nagy energiáju nukleonok, ill. müonok kölcsönhatásai során töltött részecskéket és neutronokat termelnek. Az az idő amely alatt a neutronok termikus energiatartományba jutnak kb. 250 μs . Ha erre az időre nem tiltjuk le a mérőszámlálót, ezek a neutronok járuléket adhatnak a számláló hátteréhez. A hosszu tiltási idő (1 ms-ot használunk) a radiokarbon mérés esetében a kis beütésszám miatt holtidő problémát nem okoz.



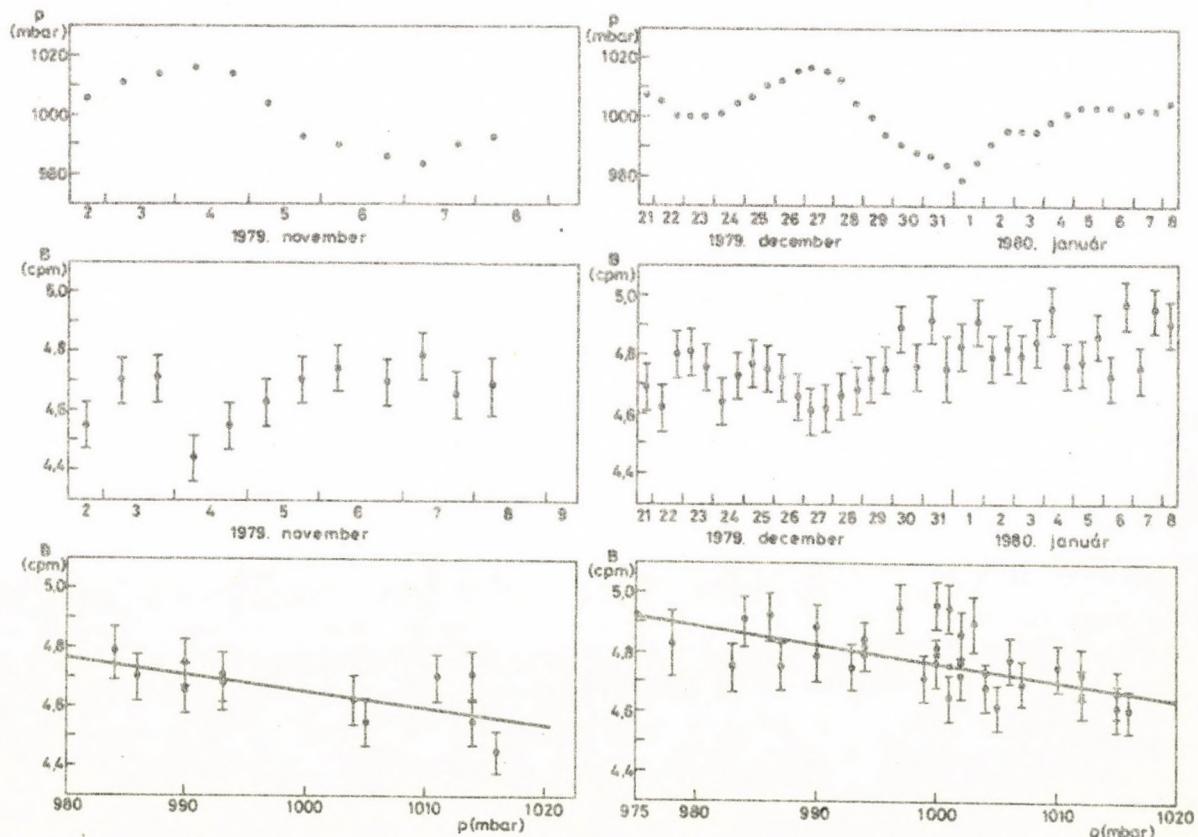
5. ábra A mérőszámláló energiaspektrumai. Az (a) ábrán a radiokarbon spektrum és a háttér összege, a (b) ábrán a háttér, a (c) ábrán az (a) és (b) ábrák különbségeként nyert radiokarbon energiaspektrum látható.

A proporcionális számlálók impulzusait négycsatornás számláló számolja. (Tip: NC-803). A scalar az első csatornában a védőszámláló impulzusait, a másodikban a mérőszámláló impulzusait, a harmadikban a mérőszámláló antikoincidencia jeleit, a negyedikben a számlálási ciklusok sorszámát gyűjti. Hosszabb idejű mérés esetén célszerű a megfelelő impulzusszámokat óránként kinyomtatni, mivel ez lehetővé teszi az esetleges elektromos zavaroktól származó impulzusokat is tartalmazó ciklusok kizárást, feleslegessé téve az egész mérés megismétlését. Az óránként kinyomtatott értékekkel következtetni lehet a számláló háttérének a barometrikus nyomástól való függésére, az értékek szórásából pedig a mérés megbízhatóságára, stb.

5. A mérőszámláló hátterének változása a légnyomás függvényében

A proporcionális számláló hátterének egy részét a kozmikus sugárzás által keltett részecskék, ill. fotonok adják. A kozmikus sugárzás által létrehozott részecskéknek a Föld felszinén mért intenzitásváltozását egyrészt az atmoszféra különböző paramétereinek (a földfelszínen mért légnyomásnak, az atmoszféra hőmérsékletének, stb.) a változása, másrészt magának a kozmikus sugárzásnak a gyors ingadozásai (pl. naptevékenység) okozzák. Pontos radiokarbon mérések esetén a statisztikus hiba kisebb, mint ezen sugárzás ingadozásából származó hiba. Sajnos az előbb felsorolt paraméterek közül csak a légnyomás mérhető egyszerűen. A légnyomás és a háttér között antikorreláció van. A háttér értékeit a légnyomástól való függését barometrikus effektusnak nevezzük.

A barometrikus effektus nagyságának meghatározása céljából hosszabb idejű méréseket végeztünk a háttérgázzal töltött számlálóval olyan időszakokban, amikor jelentős légnyomásváltozás volt. A méréseket részekre osztottuk (esetünkben 12 órás részekre) és minden részméréshez meghatároztuk az átlaglégnyomást. Az átlaglégnyomás és a hozzá tartozó impulzusszámokból álló értékpárokat kétdimenziós diagramon ábrázoltuk (6. ábra).



6. ábra A proporcionális számláló hátterének (B) változása a légnyomás (p) függvényében (alsó ábrák). A mérés folyamán 12 óránként kiértékeltek háttéradatok és a légnyomás közti antikorreláció szemléltetése (felső ábrák). Az (a) ábra a 02.11.-08.11. 1979, a (b) ábra a 21.12.-08.01. 1980 időszakban szemlélteti a légnyomás és a háttér közötti antikorrelációt.

A mérési pontokra a legkisebb négyzetek módszerével egyenest illesztettünk. Az egyenes iránytangense segítségével a légnyomás változásra korrigált háttér (B_{corr}) a következőképp fejezhető ki:

$$B_{\text{corr}} = B_0 + k(p - p_0)$$

ahol B_0 a p_0 nyomáson ($p_0 = 1000$ mbar) kapott háttér, k a regressziós egyenes iránytangense. Összesen 7 hosszabb idejű háttér mérést használtunk a barometrikus effektus nagyságának meghatározása céljából. (Ezen mérések alatt a maximális légnyomás változás nagyobb volt mint 15 mbar). minden egyes mérést a korábban említett módon dolgoztunk fel. A mérések eredményeit a 2. táblázat tartalmazza.

2. táblázat A háttér légnyomásfüggésének meghatározásához felhasznált mérések

mérés ideje	max. légnyomás változás a mérés alatt mbar	illesztett egyenes iránytangense (k) cpm/mbar	iránytangens hibája (σ_k) cpm/mbar
05.04-20.04. 1979	20	- 0,0057	0,003
04.10-08.10. 1979	17	- 0,0054	0,005
02.11-08.11. 1979	32	- 0,0058	0,002
21.12-08.01. 1980	38	- 0,0061	0,002
26.02-03.03. 1980	21	- 0,0101	0,004
10.07-21.07. 1980	17	- 0,0114	0,004
03.01-08.01. 1979	28	- 0,0063	0,002

Az átlagos k érték meghatározása ugy történt, hogy az egyes mérésekből kapott k értékek súlyozott átlagát képeztük az alábbi összefüggés szerint:

$$\bar{k} = \frac{1}{\sum_i (1/\sigma_{k_i}^2)} \sum_i \frac{k_i}{\sigma_{k_i}^2}$$

Az így kapott iránytangens hibája:

$$\sigma_{\bar{k}}^2 = \frac{1}{\sum_i (1/\sigma_{k_i}^2)}$$

7 mérés kiértékeléséből $\bar{k} = -0,0068 \pm 0,0012$ cpm/bmar értéknak adódott. Ez átlagos háttér esetén 0,14 %/mbar változásnak felel meg, ami valamivel kevesebb mint amit más szerzők hasonló számítálokra megadnak [12-15].

6. Az alacsony hátterü mérőberendezés hitelesítése és interkalibrációja

A mérőberendezés rutinszerű üzemeltetésével kapcsolatban négy éves tapasztalatunk van. Ezen időszak alatt minden a proporcionális számlálók, minden az elektronikus jelfeldolgozó rendszer stabilan, reprodukálhatóan működött. A mérések relativ hibája 1-2 % a mérésidőtől függően. A hiba domináns részét a statistikus hiba adja és jelentéktelen a szisztematikus hiba.

A mérőberendezés megbizható működéséről először régészeti leg meghatározott korú minta korának meghatározásával és ismert korú faévgyűrük radiokarbon többletének mérésével győződtünk meg (3., 4. táblázatok).

3. táblázat A mérőberendezés hitelesítése régészeti leg meghatározott korú csontmintával

minta száma	minta neve	ismert kor	mért kor	dendrokronológiai illag korrigált kor
Deb-224	Bh 292 csont	i.e. 4 sz.	2400±140 B.P.	470±140 B.C.

4. táblázat A mérőberendezés hitelesítése ismert radiokarbon koncentrációjú faévgyűrük segítségével

minta száma	mérés helye	vizsgáltfafaj	évgyűrű formálódás éve	radiokarbon többlet $\Delta^{14}\text{C}(\%)$
GrN-8060	Groningen	Quercus rubra L	1963	820,6±1,5
Deb-150	Debrecen	Quercus rubra L	1963	816,2±16
GrN-8062	Groningen	Quercus rubra L	1962	389,2±1,5
Deb-151	Debrecen	Quercus rubra L	1962	397,5±15

A későbbiekben interkalibrációs méréssel is ellenőriztük mérőberendezésünk pontosságát. A prágai Károly Egyetem Hidrogeológiai tanszékének Radiokarbon Laboratóriuma bocsátott rendelkezésünkre egy elszenesedett famintát, ami Pisek (Dél-Csehország) melletti folyami homokból került feltárásra és amelynek korát berendezésükkel (CO_2 töltésű proporcionális számlálóval) meghatározták (5. táblázat) [16].

5. táblázat A mérőberendezés interkalibrációja

minta száma	minta neve	konvencionális radiokarbon kor
CU-179	Pisek (Cseh) faszén	5394±128 B.P.
Deb-159	Pisek (Cseh) faszén	5340±160 B.P.

A 3., 4. és 5. táblázat eredményei igazolják mérőberendezésünk megbizhatóságát.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők megköszönik Dr. Bibok György, Dr. Gál János és Gáspár András tudományos munkatársaknak az elektronikus jelfeldolgozó rendszer tervezése, bemérése és üzemeltetése során nyújtott segítségüket. Az egyik szerző (Cs. F.) köszöni Mogyorósi Magdolna technikusnak és Angeli Istvánné laboránsnak a proporcionális számlálók készítésénél, az alacsony hátról mérőhely építésénél, valamint a mérőrendszer bemérésénél nyújtott segítségüket.

Hivatkozások

- [1] W. F. Libby, Radiocarbon Dating (The University of Chicago Press, 1952)
- [2] W. F. Libby, Radioactive Dating and Methods of Low-level Counting (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1967) 3. o.
- [3] P. E. Damon, J. C. Lerman and A. Long, Ann. Rev. Earth Plan. Sci. 6 (1978) 457
- [4] R. E. Lingenfelter, Rev. Geophys. 1 (1963) 35
- [5] R. E. Lingenfelter, R. Ramaty, Radiocarbon Variations and Absolute Chronology, Nobel Symp. 12. szerk.: Ingrid U. Olsson (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1970) 513. o.
- [6] S. A. Korff, R. B. Mendel, M. Merker and W. Sandie, Canad. J. Phys. 46 (1968) 1023
- [7] S. A. Korff, R. B. Mendel, M. Merker, and E. S. Light, 9th Ann. Western National Meeting (Am. Geophys. Union, San Francisco, 1969)
- [8] A. W. Fairhall, J. A. Young, Advances in Chemistry Series, No. 93, Radionuclides in the Environment (1970) 401
- [9] H. Oeschger, M. Wahlen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 423
- [10] D. E. Watt, D. Ramsden, High sensitivity counting techniques (Pergamon Press, London, 1964)
- [11] Gál J., Természettudományi egyetem doktori értekezés (Kossuth Lajos Tudományegyetem 1976) 56. o.

- [12] M. Chudy, P. Povinec and M. Seliga, Fys. cas. SAV 22 (1972) 179
- [13] J. Planinic, Can. J. Phys. 56 (1978) 45
- [14] R. Nydal, Rev. Sci. Instr. 33 (1962) 1312
- [15] R. Nydal, S. Gulliksen and K. Lövseth, Proceedings of the International Conference on Low Radioactivity Measurements and Applications, szerk.: P. Povinec és S. Usacev (Bratislava 1977) 77. o.
- [16] J. Silar, személyes közlemény

Lektor: Balogh Kadósa

MŰHELYÜNKÖL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

EGY A PDP-8/I-N MŰKÖDŐ, RSY-11M TERMINÁLT SZIMULÁLÓ PROGRAM

ZOLNAI LÁSZLÓ

ATOMKI, H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

Az alábbiakban egy az RSX-11M operációs rendszer terminálját szimuláló, egy PDP-8/I számítógépen futó, PAL-III nyelven írt kommunikációs programot ismertetünk az RSX-11M operációs rendszer termináljának szimulációjára. A program lehetővé teszi bináris adatok nagysebességű forgalmát is a PDP-8/I és a PDP-11/40 között.

A PDP-8/I PROGRAM FOR THE SIMULATION OF AN RSX-11M TERMINAL,
A PDP-8/I program simulating a terminal to the PDP-11/40 computer under RSX-11M operating system is described. The high-speed binary data transfer between the two computers is also possible using this program.

ПРОГРАММА НА ЭВМ PDP-8/I ДЛЯ СИМУЛЯЦИИ ТЕРМИНАЛА RSX-11/M.
Описанная на языке PAL-III, для симуляции терминала RSX-11/M.
Программа пригодна и для высокоскоростного обмена двоичных данных между машинами PDP-8/I и PDP-11/40

1. Bevezetés

Az ATOMKI 5 MeV-es elektrosztatikus gyorsítója ND-50/50 tipusu mérő- és adatfeldolgozó rendszere és az intézet PDP-11/40 számítógépen futó RT-11 operációs rendszer között (a KL8-JA [1] ill. a DL-11-W [2] illesztő egységeken keresztül) évek óta működik egy kommunikációs programkapcsolat, amely spektrumok átvitelét bonyolíthatja le a két rendszer között [3-4].

A PDP-11/40-en az RSX-11M operációs rendszerre való áttérés-sel a fentebb említett programok használata nehézkessé vált. Mivel az RSX-11M többfelhasználós operációs rendszer, a fenti kapcsolatot célszerűnek tartottuk egy RSX-11M terminál üzemet-tésére is felhasználni. Ezen kívül célul tüztük ki a PDP-8/I-n futó programok bináris tárolásának megoldását a PDP-11/40 diszkjein, mivel az ND 50/50 rendszer nem rendelkezik gyors tömegtárolóval.

A vázolt feladatot az ND-50/50 rendszer PDP-8/I számítógépén futó TT1HAND nevű program, ill. a PDP-11/40-en futó speciális (FORTRAN és MACRO nyelvű) programok megírásával valamint a PDP-8/I-n futó CILDAP'78/1 [5] programnyelv átalakításával (CILDAP'80/3 [6]) oldottuk meg. Az alábbiakban a TT1HAND nevű programot ismertetjük.

2. A TT1HAND program működési elvei

A bevezetésben említett feladatok egy része (spektrum- ill. bináris programok forgalmazása) a lehető legnagyobb sebességet igényelné, a megvalósítás során viszont a terminálüzemmód a rendelkezésünkre álló kis sebességű terminál (ASR-33) miatt csak 110 baud sebességet enged meg. Ezen követelménybeli ellentmondás feloldása jelentette az alapvető problémát a TT1HAND megírásánál mivel az illesztő egységek sebessége nem programozható, csak hardware-sen változtatható 50 és 9600 baud között.

Egy másik problémát jelentett az a tény, hogy az RSX-11M rendszer általában a többfelhasználós üzemmódból eredően nem minden képes fogadni a beérkező információt; ennek biztosítása az RSX-11M macro-inak felhasználását igényli.

Az elmondottaknak megfelelően a TT1HAND-on belül két részt különböztettünk meg.

A program az indítás után alaphelyzetbe állítja a megfelelő változókat majd az RSX-11M terminálját szimulálja minden az ASR-33 minden az RSX-11M felé közvetlenül csatlakozva az RSX-11M terminál kezelő vezérlőjéhez [7]. Ebben az üzemmódban az ASR-33-ról érkező karakterek, ill. a PDP-11/40-től érkező karakterek sort alkotnak egy 7 karakteres ciklikus pufferben; a sor hossza az érkezéskor nő, a kinyomtatáskor csökken. A TT1HAND a PDP-11/40-ről érkező karakterek pufferjának beteltekor egy (CTRL/S) karaktert küld az RSX-11M terminál vezérlőjének, amely ekkor felfüggeszti a terminálra való kivitelt; a puffer kiürülésekor egy (CTRL/Q) karaktert küld, ami ujra indítja az RSX-11M kivitelét. Ily módon az ASR-33 lassuságából eredő nehézségeket át tudjuk hidalni az illesztő egységek 9600 baud-os sebességen való üzemeltetése mellett.

Ebben az üzemmódban a PDP-11/40-en csak az RSX-11M-nek kell futni, a TT1HAND direkt kapcsolatban az RSX-11M terminálkezelő vezérlőjével van az MCR-en keresztül.

A nagy sebességű üzemmódban nem a fenti módszert követjük, mert a gazdaságos időkihasználás miatt szerettük volna a rendelkezésünkre álló 8 bitet felhasználni. A kontroll karakterek használata viszont ezt nem engedné meg. Ezért ebben az üzemmódban minden oldalon megfelelő programoknak kell futni.

A két üzemmód közti áttérést úgy oldottuk meg, hogy a TT1HAND-ot érzékenyé tettük az ASR-33-ről ill. a PDP-11/40ről érkező (CTRL/P) karakterekre. Az ASR-33-ról érkező (CTRL/P) után a program egy ötjegyű oktális cimet vár. Ez a cím annak a programnak a kezdőcime amelyre a vezérlésnek kell kerülni a következő (CTRL/P) karakter után. Az ASR-33-ról érkező (CTRL/P)-vel ezt a cimet bármikor beállíthatjuk. Amennyiben az ötjegyű cím közben (RETURN) karaktert ütünk le, ez az előzőleg beállított cimre

való ugratást eredményez. Ily módon ugorhatunk át egy a PDP-8/I memóriájában már meglevő programra. Ebből következik, hogy ha a két rendszeren együttműködő programok futtatására van szükség, a PDP-11/40-en futó programnak egy (CTRL/P) küldésével kell a kapcsolatot kezdeményezni.

A TT1HAND tartalmaz két ilyen programot. Az egyik a PDP-8/I memóriájában levő programoknak a PDP-11/40 perifériáira való küldésére alkalmas (mivel bináris adatokról van szó, csak a diszkeket használjuk). Ekkor a fentebb említett kezdőcím 37000(8), a PDP-11/40-en futó program neve BUP. A felküldés az előzőleg kijelölt memóriatartományokból byteonként történik az RSX-11M operációs rendszer Q10\$ macrójának felhasználásával. minden byte előtt a PDP-11/40-en futó program egy (CTRL/P) karaktert küld, jelezve, hogy kész a PDP-8/I oldaláról érkező karakter fogadására.

A TT1HAND-ban levő másik program a diszkeken tárolt, BUP-pal készítésére programok fogadására és tárolására szolgál [cím 37700(8), a PDP-11/40 program neve BDN]. Ekkor a PDP-8/I felé való küldés byteonként történik anélkül, hogy előzetesen karaktert küldenénk a PDP-8/I fogadókészségének megállapítására, ugyanis a PDP-8/I-en megoldható, hogy minden időben kész legyen a karakter fogadására 9600 baud-os sebesség mellett.

Mivel a bináris adatforgalom formátuma megegyezik a papirszalagon tárolt bináris programok formátumával, kis többletmunkával beépítettük a papirszalagos bináris beolvasó programot is a TT1HAND-be. Ennek címe 37701(8), és a lyukszalag gyorsolvasót használja.

Az alábbiakban konkrét példákon ismertetjük a fentebb leírt program működtetését.

3. A TT1HAND működtetése

A PDP-8/I-m működő programnak a leírtak szerint négy fő feladata van. Ezek a következők:

1. Szimulálni a PDP-11/40-n működő RSX-11M operációs rendszer terminálját.
2. Lehetővé tenni PDP-8/I programok eljuttatását a PDP-11/40-re.
3. Lehetővé tenni a PDP-11/40-en tárolt PDP-8/I programok betöltését a PDP-8/I memóriájába.
4. Bináris szalagon tárolt programok beolvasását a PDP-8/I memóriájába.

Az egyes feladatoknak megfelelő program-részek a következő területeket foglalják el a PDP-8/I memóriájában.

- 1.: 37146-37677
- 2.: 37000-37145
- 3.: 37700-37755
- 4.: 37701-37755

A fenti behatárolás durva, mert egyes szubrutinokat több programrész is használ, azonban a 2. rész nélkül a többi funkciók tudnak működni.

Az 1. funkcióval kapcsolatos tudnivalók

A programot tartalmazó szalagot (Jele:TT HANDF3.RIM) a RIM loaderrel lehet a memóriába olvasni. A program minden a 3. modulba kell, hogy kerüljön. Ezután 37777 cimről indul a program. Ha a PDP-11/40-en az operációs rendszer fut, a konzolirogápen (továbbiakban TTY-n), az RSX-11M promptja (>) jelenik meg. Ezután a TTY mint az RSX-11M TT1: terminálja működik néhány kisebb eltéréssel.

Ezek a következők:

- A <CTRL/O> karakter hatása maximum 7 karaktert késhet.
- Kijelentkezéskor néha a program nem helyesen ekhozik. Ez a hatás elkerülhető a következő utasítással:
>SET /TERM=TT1:ASR33<RETURN>
- A program érzékeny a TTY-ról vagy a PDP-11/40-ről érkező <CTRL/P> karakterre. Ennek hatására elugrik a megfelelő tárolt címére a PDP-8/I-nek.
Ha nincs ilyen cím tárolva, megáll; [az akkumulátor tartalma 7402(8)] ujrainditható 37777-ről.

A 2. és 3. funkcióval kapcsolatos tudnivalók

Ezeken a funkcióknál a PDP-11/40 és a PDP-8/I oldalán egy-egy, a 2.-ben említett programnak kell futni.

A 2. funkció működtetése

- A terminál üzemmódban leütünk egy <CTRL/P> karaktert, mire
→P
@
- A @ karakter után beirjuk a PDP-8/I-n futó program címét:
@37000
- utána egy
>
karakter jelenik meg, ami után elindítjuk a BUP programot:
>RUN BUP<RETURN>
A TTY-n megjelenik:
BUP>
ezután
- begépeljük a kivánt RSX-11M file nevét.
- ezután
↑P
@XXXXXX@YYYYYY
formában begépeljük a felvinni kívánt PDP-8/I memóriatartomány határait (A @ karakterek a TT HAND-tól származnak, az XXXXXX és YYYYYY 0 és 37777 közé kell hogy esjenek és XXXXXX-nek kisebbnek vagy egyenlőnek kell lenni YYYYYY-nal). A memóriatartományokat a kivánt sorrendben köldhetjük fel. Ha nincs több elküldendő tartomány, a következő @ után <RETURN>-t ütünk.

Az RSX-11M file lezárása után a > jelenik meg és a TT1HAND ismét terminálüzemmódba kerül.

A 3. funkció működtetése:

- A terminál üzemmódban leütünk egy <CTRL/P> karaktert, mire
→P
@

- c) A @ karakter után beirjuk a lenti program címét: @37700, utána egy > karakter jelenik meg, ami után elindítjuk a BDN programot:
 >RUN BDN<RETURN>
- e) A TTY-n megjelenik:
 BDN>
 ezután begépeljük a lehözni kívánt file nevét.
- g) ezután a terminálon
 ↑P
 jelenik meg, majd a helyes lehozatal után a program terminál üzemmódba tér át és megjelenik a >. Ellenőrző összeg hiba esetén a program megáll, 37777-ról ujra inditható.
- A 4. funkció működtetése
- a) A beolvasni kívánt bináris szalagot (amellyel szemben az egyetlen kikötés, hogy field információval kezdődjön) a bekapcsolt gyorsolvasóba helyezzük.
- b) Beállítjuk a PDP-8/I-n működő program címét az előbbi eljárás-sal 37701-re
- c) majd ismét <CTRL/P>-tütünk le amire
- d) @ karakter jelenik meg.
- e) ezután <RETURN>-tütve a szalagot a gép beolvassa.
 Ellenőrző összeg hiba esetén a program megáll, 37777-ról ujra inditható.

Megjegyzések:

- a) Helyes végrehajtás esetén a fenti funkciók "felhasználják" a PDP-8/I-n működő program címét, tehát ismételt aktivizálás esetén ujra be kell állítani azokat.
- b) A 4. funkciót megismert műveletsor általános séma PDP-8/I programok LOAD & GO aktivizálására (eltekintve néhány flag állapotától interruptos program esetén).
- c) Visszatérni a terminál programba egy PDP-8/I programból a 37777-re vagy a 37600-ra való ugratással lehet.
- d) A filespecifikációkat az RSX-11M rendszernek megfelelően kell használni.

Hivatkozások

- [1] KL8-JA Terminal Control/Asynchronous Data Interface Maintenance Manual, Digital Equipment Corp., Maynard, Massachusetts, 1975.
- [2] DL-11-W Serial Line Unit/Real Time Clock Option Maintenance Manual, Digital Equipment Corp., Maynard, Massachusetts, 1975.
- [3] C. M. Prins, G. Székely, ATOMKI Közl. 19 (1977) 95.
- [4] Zolnai L., ATOMKI Közl. 20 (1978) 287.
- [5] Zolnai L., A CILDAP'78/1. leírása (Kézirat)
- [6] Zolnai L., A CILDAP'80/3. leírása (Kézirat)
- [7] RSX-11M/M-PLUS I/O Drivers Reference Manual Digital Equipment Corp., Maynard, Massachusetts 1979.

Lektor: Kis-Varga Miklós

AZ ND-50/50 RENDSZER "C-ILDAP'80/3" MÉRŐ- ÉS ADATFELDOLGOZÓ PROGRAMNYELVE

ZOLNAI LÁSZLÓ

ATOMKI, H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

Egy a "FOKAL'71"-en alapuló programnyelvet ismertetünk, amely alkalmas egy PDP-8/I számítógépet használó mérő- és adatfeldolgozó rendszer programozására.

"C-ILDAP'80/3", A MEASURING AND DATA PROCESSING PROGRAMMING LANGUAGE FOR AN ND-50/50 SYSTEM. A "FOKAL'71" based language for programming a ND-50/50 measuring and data processing system is described.

ПРОГРАММНЫЙ ЯЗЫК ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКИ "C-ILDAP'80/3" ДЛЯ СИСТЕМЫ ND-50/50. Описывается язык, основанный на "FOKAL'71", для программирования системы измерения и обработки.

1. Bevezetés

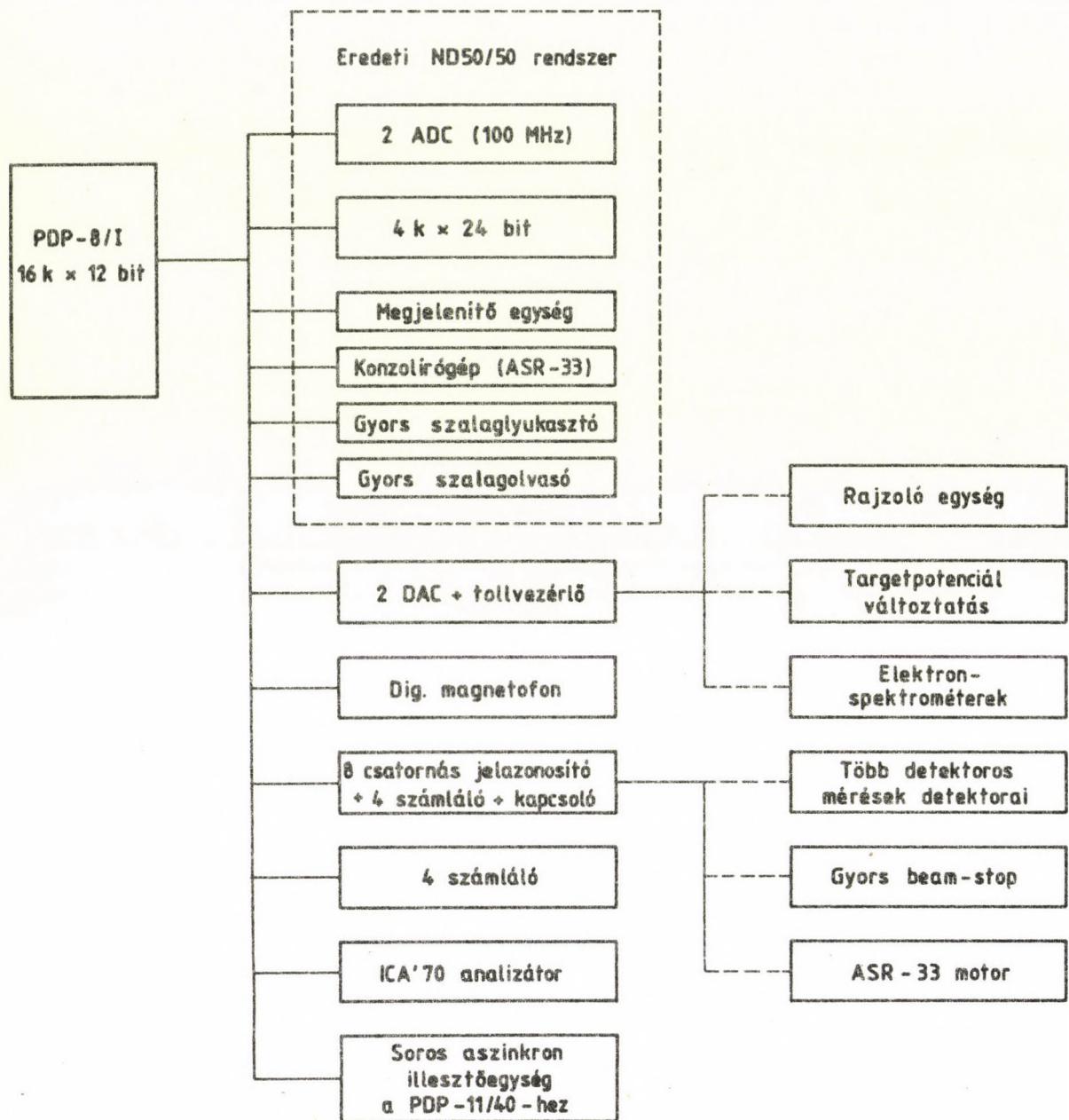
Az ATOMKI 5 MeV-es Van de Graaff tipusu gyorsítójának mérőközpontjában, a mérések automatizálása és a mérési adatok fel dolgozása területén elért eredményeinket korábban közöltük a [1-8] cikkekben. Ezekben a cikkekben általában a mérőközpontban levő Nuclear Data 50/50 mérő- és adatfeldolgozó rendszer [9] számára írt programokat ismertettünk.

Az utóbbi években a mérőközpont hardverje bővült, a jelenlegi kiépítést az 1. ábrán mutatjuk be. A leglényegesebb hardvare bővítést három újabb 4 k-s memóriamodul, egy SYKES COMPU/CORDER 120 tipusu digitális, kazettás adatrögzítő magnetofon [10], egy ICA'70 analizátor [16] beszerzése valamint a PDP-11/40 rendszerhez való kapcsolat [15] létrehozása [8,14] jelentette.

A mérőközpont bővítésével egyre inkább szükséges vált a rendszer számítógépének, a PDP-8/I-nek a memóriája. Ezen kívül, a régebbi programrendszerhez ("ZOLA'73-I&O/2." és a "NAP02" - ld. [3,4])-hoz való ragaszkodásból született "CON-ZOLA'77"-nel [5] a memóriahasználás nem volt optimális. Többek között minden új periféria installálásakor új függvényeket kellett az alap-

programnyelvbe irni, és az eredetileg 4 k központi memóriára tervezett programrendszer szövegmezeje továbbra is a 4 k-nak megfelelően rövid (kb. 1000) karakteres maradt.

Ezek a tények indítottak arra bennünket, hogy részben új



1. ábra. A "C-ILDAP'80/3"-mal programozható rendszer jelenlegi kiépítéségenek sematikus vázlata

alapokra helyezzük a rendszer programozását. A legnagyobb változatás az volt, hogy a "FOKAL'71"-et [11] választottuk alaprogramnyelvnek. Ennek oka az volt, hogy ennek a "FOCAL'69"-hez [12] képest fejlettebb a perifériakezelési rendszere.

A fejlesztést két lépcsőben hajtottuk végre. Az első szakaszban a magnetofont, a kapcsolatot és az ICA'70 analizátort kezelő 8 k memóriát használó C-ILDAP'78/1-et [17]; a másodikban a számlálókat [18-19] valamint a terminál kapcsolatot [21] kezelő 16k-s C-ILDAP'80/3-at hoztuk létre.

A programnyelv létrehozása során figyelembe vettük a hasonló programnyelvekkel szerzett tapasztalatainkat. Az utasítás és függvénykészlet összetétele többéves, a VdG-5-tel végzett mag- és atomfizikai mérésanyagra tekinthető optimalizáltnak. Az alábbiakban a "FOKAL'71" jellemzőit ismertnek tételezzük fel [11], így a létrehozott programnyelvnek, a "C-ILDAP'80/3"-nak többnyire csak az attól való eltéréseit ismertetjük. Maga a "C-ILDAP'80/3" a "FOKAL'71"-ból és egy overlayból ("C-ILDAP'80/3-OY") áll. Az utasítás és függvénykészlet leírása a program listájával és egyéb tudnivalókkal együtt a [23]-ban található meg, mely az érdeklődők rendelkezésére áll.

2. A "C-ILDAP'80/3" jellemzői

A "C-ILDAP'80/3" az ND-50/50-rendszernek az l. ábrán látható konfigurációját támogatja. A "FOKAL'71" szolgáltatásain tul az alábbi lényeges programozási segédeszközök állnak rendelkezésre.

A. Különböző perifériák támogatása

1. A rajzoló egység támogatása

A [17]-ben leírt DAC-ek, ill. a rajzoló egységet kiszolgáló kapcsoló programozása egy függvénynel lehetséges, amely a DAC-ek kimenetén az argumentumoknak megfelelő feszültséget szolgáltat a kapcsoló meghatározott állása mellett.

2. Számítógépvezérelt kapcsoló

A [19]-ben leírt egységen kapott helyet egy a számítógép által vezérelt kapcsoló, amelyet különböző egységek (pl.: TTY, beam-stop) vezérlésére használhatunk (ld. FP függvény [23]).

3. A routing regiszter programozása

Az elmult időszakban kifejlesztésre, és az ND-50/50 rendszerhez illesztésre került egy külső logikai jelek (pl. detektorról jövő jelek) azonosítását lehetővé tevő nyolccsatornás routing egység [19]. Ezt az egységet gyors beam-stop egység állapotának ellenőrzésére is felhasználhatjuk. Az egység támogatására egy, a beérkező impulzus csatornaszámát szolgáltató függvény áll rendelkezésre.

4. A D-tipusu számlálók programozása

A [18]-ban leírt számlálók kijelzés nélküliek, egy közülük minden bejövő impulzusra megszakítást kér, a többi három megszakítás kérési gyakorisága kivülről állítható (1,16,256 vagy 4096-ra). A "C-ILDAP'80/3" egy utasítással (amely törli a számlálókat) és egy függvényel (amely a tartalmak, és az megszakításokat számának lekérdezésére szolgál) támogatja ezeket a számlálókat.

5. Az N-tipusu számlálók programozása

A [19]-ben leírt 4 kijelzéses számlálót a programnyelv a D-tipusnál leírt szinten tulmenően még két utasítással támogatja amelyek lehetővé teszik a számlálók GATE bemeneteire megengedő ill. tiltó jelek átvitelét.

6. Gyors magnetofon műveletek

A digitális kazettás magnetofonon végzett keresési műveletek megygyorsítására két utasítás áll rendelkezésre, amelyek lehetővé teszik a szalagnak az utasítások argumentumaival meghatározott blokkszámmal előre, ill. hátra irányba való mozgatását, valamint a szalag elejének, ill. végének gyors elérését (ld.: 0 F és 0 B utasítások [23]).

7. Assembler függvény

A "C-ILDAP'80/3" -hoz hasonló programnyelveknél általában kényelmetlenséget okozott, hogy egy-egy új periféria illesztésekor nem állt megfelelő támogatás rendelkezésre, másrészt nagyon gyors műveletek programozására az interpreter jellegből kifolyólag nem volt lehetőség. Ezért a "C-ILDAP'80/3"-ba beépítettünk egy függvényt (FF) amellyel a maximális műveleti sebesség érhető el bizonyos korlátozott programrészben belül. Az új függvény a következő módon működik:

A függvény maximálisan 16 argumentum lehet. Ha több argumentum van, az utolsó a LINK#4096+AKKUMULÁTOR értéket jelenti a függvénybe való belépéskor. A többi argumentumot a programnyelv sorban (az időben előre sorrend a függvény argumentumainál hártról előre sorrendet jelent) bemásolja egy memória mezőbe, majd végrehajtja az így keletkező programrész mintha egy lefordított PAL-III nyelvű program lenne ott. Az FF függvény végrehajtása utáni LINK#4096+AKKUMULÁTOR érték a függvény értéke lesz. Egy argumentum esetén az argumentumot mint PAL-III nyelvű utasítást hajtja végre, a függvény értéke 0 vagy 1 lesz attól függően, hogy az utasítás hatására az utasításszámláló ugrott-e vagy sem.

Az FF függvény használata számos programozási lehetőséget nyújt, itt néhány példát emlitünk meg a lehetséges alkalmazásokra:

- a) A függvények és utasítások között nem szereplő, megszakítást nem kérő műveletsorok programozása,
- b) logikai műveletek gyors végrehajtása,
- c) bármely a "C-ILDAP'80/3"-ban meglevő szubrutin használata.
- d) A "C-ILDAP'80/3" belső változóinak, valamint a teljes memoriának használata,

- e) új periféria programozásának megoldása,
- f) a "C-ILDAP'80/3" listájának ismeretében a programnyelv jellemzőinek megváltoztatása.

B. Összetett műveletek

1. Gyors analizátor műveletek

Néhány analizátor művelet gyors végrehajtására a multbeli tapasztalatok nyomán külön utasításokat, ill. függvényeket alkotottunk ki. Ezek a következők:

- a) Az FV függvény segítségével megkereshető az analizátor kiválogatott tartományainak csatornaszáma.
- b) a K utasítás az ND-50/50 analizátor memóriájának megadott csatornaszámig való törlését,
- c) a P utasítás az ICA'70 -ból való rajzolás elinditását,
- d) a Z utasítás az analizátorokban gyűjtési művelet elinditását,
- e) a V utasítás pedig az elindított műveletek befejezésére való várakozást programozza.
- f) az egyparaméteres FR és FW függvények használatával az ND-50/50 és az ICA'70 analizátorok között végezhetünk gyors adatátvitelt, és a két analizátor különböző adatábrázolási formája (tiszta bináris, ill. BCD.) miatt szükséges konverziót.

2. Spektrumforgalmazás

A [5] és [17]-beli spektrumforgalmazási módot kiterjesztettük a PDP-11/40-nel való kapcsolatra, valamint a lassú papirszalagos perifériákra is. Igy a spektrumforgalmazást két nyolcparaméteres függvény (az FR és az FW az analizátorba, ill. analizátorból való spektrumátvitel, l.d.: [23]) alkalmazásával lehet megoldani. A függvények argumentumai az átvitel jellemzőinek az alábbi választási lehetőségeit nyújtják:

- a) a kezdőcsatorna címe
- b) átvienő csatornák száma (csak FW esetén)
- c) FR esetén a beolvasásra kerülő spektrum hozzáadása (kivonása) az analizátorbeli spektrumhoz(ból)
- d) magnetofon esetén a sáv kiválasztása
- e) spektrumazonosító (0-4095 közötti szám)
- f) a spektrum átugrásra kerül vagy sem (a PDP-11/40 kivételével, csak FW-re)
- g) az analizátor kiválasztását (ND-50/50 vagy az ICA'70 szektorai)
- h) a periféria kiválasztását (gyors/lassú papirszalagos, PDP-11/40 vagy magnetofon)

A "C-ILDAP'80/3" FR és FW függvényeinek egyik üzemmódjában a ki-, ill. beviteli periféria a PDP-11/40 lehet. A PDP-11/40-en eközben az SPD, ill. az SPA programoknak kell működniük. Ezek a programok biztosítják a PDP-11/40 oldalán a megfelelő műveleteket. E programokat terminál üzemmódban indithatjuk el, majd a [21]-ben megismert eljárással a 30300(8) cimre ugrunk.

A "C-ILDAP'80/3"-ban ezután szabadon alkalmazhatjuk az FR és FW függvényeket. A programok mindenkor működnek ameddig termínál üzemmódba vissza nem térünk. Az SPD és az SPA programok a spektrumok tárolási módjában különböznek. Az SPD a [22]-ben leírt program "D" tipusu kódját, az SPA az "A" ill. "I" tipusu kódot alkalmazza. Mivel a "D" kód alkalmazásánál a csatornatar-talmak a PDP-11/40 kétszavas lebegőpontos változóinak pontos-ságára kerekítődnek, minden spektrumoknál, amelyeknél a csatornatartalom változatlan megőrzésére van szükség (pl. koinci-dencia mérések lista tipusu eredményei) az SPA alkalmazása aján-lott. A PDP-11/40 oldalán a spektrumfile-ok nevei SYO:ABxxxx.ABC szerkezetük, ahol az ABC karaktereket az O L 'ABC' utasítással állíthatjuk be; az xxxx szám az FW ill. FR függvény argumentumai között szereplő szám. Egy tipikus 4k-s spektrum esetén a hely-igények a különböző tárolási formáknál a következők:

SPD:	~ 9 blokk
SPA:	~33 blokk
Hollerit(1OF7.0):	~54 blokk

3. Marker generálás

Mérés alatt hasonló programnyelvek nagyon sokszor várakozó ciklusban vannak a tapasztalatok szerint. Ezt az időt használtuk fel marker generálására az ND-50/50 analizátorban. Maximum 128 marker generálható különböző címeken.

4. Számértékek tárolása

Tekintettel a korlátozott számban használható változókra, érdemes megemlíteni, hogy számos egyéb lehetőség van nagyszámu számérték tárolására. Fizikailag három helyen tárolhatunk vál-tozókat függvények felhasználásával.

- a) A PDP-8/I 2. moduljában max. 1365 lebegőpontos változót (FZ függvénnnyel)
- b) az ND-50/50 memóriájában 4096 egészértékű vagy 2730 lebegő-pontos változót (FN, FX, FY függvények segítségével)
- c) az ICA'70 memóriájában 4096 egészértékű változót (FM függvény segítségével),
- d) az FB függvénnnyel egy egészértékű változót (amelyet célszerű az ND-50/50 analizátor mindenkorai csoportszámbeállításának megfelelően használni),
- e) az FK függvénnnyel egy lebegőpontos változót.

5. Többindexes változók

A "C-ILDAP'80/3"-ban lehetőség van többindexes (2,3,4,6 vagy 12 indexes) változók használatára (azonban az összes használt változók száma nem lehet több mint kb.: 80). Az alapváltozatban egy és két indexes változókat használhatunk; magasabb indexszám az FF függvénnnyel megvalósított kis programokkal érhető el.

C. Egyéb szolgáltatások

1. Monitorokkal való együttműködés

A programnyelvvel együtt két monitor lehet a memóriában. Ezekkel kapcsolatosan a következőket emlitjük meg:

- A TT1HAND [21] nevű monitor biztosítja a PDP-11/40-en futó RSX-11M operációs rendszerrel való kapcsolatot. Az RSX-11M Monitor Consol Routine a "C-ILDAP'80/3"-ból az O 0 utasítás-sal érhető el.
- Az O M utasítással a magnetofonos monitor [13] érhető el. Itt két üzemmód létezik: vagy a TTY-ról vagy a C-ILDAP'80/3" szövegmezéjéből kapja az utasításokat (O H, ill. O A utasítás).
- A magnetofonos monitor használata esetén a visszatérési cím megfelelő beállításával lehetővé vált a rendelkezésre álló memóriánál nagyobb helyigényű programok un. "láncolt" futtatása.

2. Gyors programcsere

Az X és Y utasításokkal megvalósítható, hogy a PDP-8/I memóriájának és az ND-50/50 analizátor 0, és 1. moduljának tartalmát felcseréljük. Igy a PDP-8/I memóriatartalmát mint spektrumot, a spektrumot mint programot tárolhatjuk el

3. Megszakítások kiszolgálása

A megszakítások kezelése listában történik. A listában a kiszolgálás sorrendje az alábbi:

- TTY bevitel
- TTY kivitel illetve gyors szalaglyukasztó kivitel
- Gyors szalagolvasó bevitel
- D tipusu számlálók

A többi periféria kezelésénél a műveletek végrehajtását kívárjuk, így megszakításokra nem kerül sor.

FÜGGELÉK

3. Betöltési eljárások

1. Papirszalagról

- A BIN loadert betöltjük a 2. modulba, vagy a terminál kezelő programot aktivizáljuk a 3. modulban.
- Beolvassuk a FOKAL'71 majd a C-ILDAP'80/3-0Y jelzésű bináris szalagokat.
- SR:000200(8);LOAD ADRESS;START amire a konzolon megjelenik:
~C-ILDAP'80/3 V:07 30-DEC-80 L. ZOLNAI
Ekkor a "C-ILDAP'80/3" be van töltve és várja a felhasználó utasításait.

2. Magnetofonról

- a) A kapcsoló regiszterről bevísszük a PDP-8/I 1 moduljának megfelelő címétől (17756(8)) a RIM LOADER-t [10].
- b) A gyorsolvasót bekapcsoljuk, és behelyezzük az EXEC-RIM loader szalagját, majd SR:=117756(8);LOAD ADDRESS;START A szalag kifutása után STOP
- c) A "C-ILDAP'80/3"-ot tartalmazó kazettát a bekapcsolt magnetofonba helyezzük, majd SR:=117777(8);LOAD ADDRESS;START A konzolon megjelenik a READY kiirás, amire a válasz: L,C830 a konzolon ismét megjelenik READY amire a válasz: L,C833 a konzolon ismét megjelenik READY amire a válasz: L,C831 amire a konzolon megjelenik:
→C-ILDAP'80/3 V:07 30-DEC-80. L. ZOLNAI
Ekkor a "C- LDAP'80/3" be van töltve és várja a felhasználó utasításait.

3. PDP-11/40-ről

- a) Aktivizáljuk a PDP-8/I terminálszimuláló programját a [21]-ben leírt módon.
- b) Bejelentkezünk az RSX-11M rendszerbe a >HEL 300/103/<RETURN> utasítással
- c) Leütünk egy <CTRL/P> karaktert mire a TTY-n egy <@> karakter jelenik meg, ami után 37700-t gépelünk: @37700
- d) Ezután a TTY-n megjelenik a prompt ami után a teendők:
>RUN BDN<RETURN>
BDN>
CILDAP803.BN8<RETURN>
†P
- e) Ha a program átvitele helyesen történt, prompt jelenik meg; ha nem akkor megáll.
- f) Most leütünk egy <CTRL/P> karaktert és a megjelenő <@> után a 00200-at visszük be; ismét leütve a <CTRL/P>-t és <RETURN>-et a "C-ILDAP'80/3" aktivizálódik a következő szöveggel. Tehát:
><CTRL/P>
@00200
><CTRL/P>
@<RETURN>
→C-ILDAP'80/3~V:07 30-DEC-80 L. ZOLNAI

Hivatkozások

- [1] Lőkös S., Zolnai L.: ATOMKI Közl. 15 (1973) 107
- [2] Zolnai L.: ATOMKI Közl. 15 (1973) 273
- [3] Zolnai L.: ATOMKI Közl. 16 (1974) 13
- [4] Zolnai L.: Természettudományi doktori disszertáció, Debrecen, 1975.
- [5] Zolnai L.: ATOMKI Közl. 20 (1978) 287
- [6] Zolnai L.: ATOMKI Közl. 21 (1979) 31
- [7] Zolnai L.: ATOMKI Közl. 21 (1979) 377
- [8] Zolnai L.: ATOMKI Közl. 21 (1979) 387
- [9] Series 50/50 system description and users manuals, (Nucl. Data Inc., Palatine, Illinois, 1970.)
- [10] General Programming Manual for COMPU/CORDER Magnetic Tape Units, SYKES Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972.
- [11] FOKAL User Manual TPA-IY-10-MA, KFKI, Budapest, 1974.
- [12] Programming Languages for PDP-8 Family Computers, Vol. 2., Digital Equipment Corp., Maynard, Massachusetts, 1970.
- [13] Program Description and Operating Instruction - LIBRARY SYSTEM
SYKES Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972.
- [14] C. M. Prins, G. Székely: ATOMKI Közl. 19 (1977) 229
- [15] KL-8-JA Terminal Control/Asynchronous Data Interface Maintenance Manual. Digital Equipment Corp., Maynard, Massachusetts, 1975
- [16] ICA'70 Multichannel Analyzer Users Manual, KFKI, Budapest, 1975
- [17] Lőkös S.: ATOMKI Közl. 15 (1973) 95
- [18] Lőkös S.: ATOMKI Közl. 21 (1979) 35
- [19] Lőkös S.: Routing interface (Kézirat)
- [20] Zolnai L.: A C-ILDAP'78/1 leírása. (Kézirat, 1979)
- [21] Zolnai L.: A PDP-8/I terminál szimuláló programja (Kézirat, 1981)
- [22] Zolnai L.: A "REVAZOL" magfizikai adatfeldolgozó és kiértékelő programrendszer leírása (Kézirat, 1981)
- [23] Zolnai L.: A "C-ILDAP-80/3" leírása (Kézirat, 1980)

Lektor: Cserny István

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 221-249

TUDOMÁNYOS ÉS ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK,
ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK

ATOMKI, 1980

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK*

1. ABDEL-HADY, M.
KISS Á.
KOLTAY E.
NYAKÓ B.
SZABÓ Gy.

Две модели анализа формы допплеровских уширенных гамма линий.

XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра,
Самарканд, 14-17 апреля 1981 г.
2. APAGYI B.
VERTSE T.

Configuration mixing effect in the
 $^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \text{d}){}^{16}\text{O}$ reaction.

University of Lund, Division of
Cosmic and Subatomic Physics. Lund,
April 9, 1980.

Chalmers University of Technology,
Department of Physics. Gothenburg,
May 28, 1980.
3. BACSÓ J.

Nukleáris mérőmódszerek alkalmazása
a mezőgazdasági analitikai kémiai
vizsgálatoknál.

A DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság)
Mezőgazdasági Kémiai Munkabizottsági
Ülése, Debrecen, 1980.
június 11.

*A többszemélyes munkákról szóló előadásokat az tartotta, akinek a neve dőlt betűvel van irva.

4. BACSO J.

Röntgen emissziós analitikai (REA) módszer alkalmazási lehetőségei a felületelemzésben.

"Spektroszkópiai módszerek felületi rétegek kémiai összetételének vizsgálatára" c. ankét a Gépipari Tudományos Egyesület, a Magyar Kémikusok Egyesülete és a Magyar Bányászati és Kohászati Egyesület közös Szinképelemző Szakbizottsága, valamint a Magyar Tudományos Akadémia Spektrokémiai Munkabizottsága rendezésében. Budapest, 1980. április 14.

5. BACSO J.

Testszövetek ásványi elem anyagcseréjének vizsgálata REA módszerrel.

V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.

6. BACSO J.

A haj Ca-szintjének kapcsolata a myocardiális infarktús rizikofaktoraival.

XXIII. Magyar Szinképelemző Vándorgyűlés. Rendezték: a Gépipari Tudományos Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztályának, a Magyar Kémikusok Egyesületének és az Országos Magyar Bányászati és Kohászati Egyesületnek közös Szinképelemző Szakbizottsága, a Gépipari Tudományos Egyesület Titkársága, a Gödöllői Agrártudományi Egyetem, a Magyar Tudományos Akadémia Spektrokémiai Munkabizottsága. Gödöllő, 1980. augusztus. 26-29.

7. BACSO J.
KALINKA G.

K/Ca ratio in healthy and mildewy tobacco leaves.

XIth Annual Meeting of European Society of Nuclear Methods in Agriculture, Debrecen, August 25-30, 1980.

8. BALOGH K. Установки для масс-спектрометрического определения благородных газов.
- III. Заседание временной рабочей группы по вакуумной технике, масс-и электронной спектроскопии Координационного комитета по научному приборостроению и автоматизации научных исследований. Дебрецен, 11-12 сентября 1980 г.
9. BERECZ I. Az ATOMKI-ban kifejlesztett kvadrupól tömegspektrométerek.
- Magyar Kémikusok Egyesülete Csepeli Szervezete. Budapest, 1980. október 29.
10. BERECZ I. Kvadrupól tömegspektrométerek alkalmazásának további lehetőségei.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
11. BERECZ I.
BOHÁTKA S.
LANGER G. Medical mass spectrometers. (Poster.)
VIIIth International Vacuum Congress. (A Triennial Meeting of the International Union for Vacuum Science, Technique and Applications,) Cannes, September 22-26.
12. BERÉNYI D. Electrostatic electron spectroscopy in ATOMKI, Debrecen, Hungary.
67th Session of Science Congress, X-Ray, ESCA, Auger-Spectroscopy Symposium, Calcutta, February 3, 1980.
13. BERÉNYI D. Elektronspektroszkópia. Eredmények és lehetőségek az új fizikai módszerek biológiai és orvosi alkalmazásában.
Magyar Tudományos Akadémia Közgyűlése, "Uj vonások a biofizikában" c. tudományos ülésszak. Budapest, 1980. május 8.

14. BERÉNYI D. Inner-shell ionization by electron impact.
Université Pierre et Marie Curie,
Laboratoire de Physique Atomique
et Nucleaire, Paris, March 4 1980.
15. BERÉNYI D. Kutatások az ATOMKI-ban a Ca-anyag-
csere nyomonkövetésére a sulytalan-
ság állapotában.
Az Interkozmosz Tanács kibővített
ülése. Budapest, 1980. május 6.
16. BERÉNYI D. Recent results on "Inner shell
ionization by charged particle
impact at nuclear accelerators"
in ATOMKI, Debrecen.
IAEA (International Atomic Energy
Agency) Coordination Meeting,
Garmisch-Partenkirchen, April 25,
1980.
17. BERÉNYI D. Some new nuclear methods and their
applications in agricultural re-
search and practice.
XIth Annual Meeting of the European
Society of Nuclear Methods in Agri-
culture. Plenar lecture. Debrecen,
August 25-30, 1980.
18. BERÉNYI D. The spectra of electrons from the
target of accelerators.
Université Pierre et Marie Curie,
Laboratoire de Physique Atomique
et Nucleaire. Paris, March 7, 1980.
19. BERÉNYI D. Trends and goals of electron spec-
troscopy world-wide and in ATOMKI.
ESCA (Electron Spectroscopy for
Chemical Analysis) Seminar of
Socialist Countries, Debrecen,
April 15-18, 1980.

20. BERÉNYI D. Az XPS módszer és helye a modern anyagvizsgálati módszerek között.
Hiradástechnikai Tudományos Egyesület Távközlési Kutató Intézeti Csoportja. Budapest, 1980. december 19.
21. BERÉNYI D. X-rays from heavy ion impact.
Université Pierre et Marie Curie, Laboratoire de Physique Atomique et Nucléaire, Paris, March 6, 1980.
22. BIBOK Gy.
PAÁL A.
VALEK A. Cyclotron Laboratory in the Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences.
(Project) (Poster.)
th XVII European Cyclotron Progress Meeting, Karlsruhe, June 26-27, 1980.
23. BOHÁTKA S. Разработка квадрупольного масс-спектрометра в АТОМКИ.
III. Заседание временной Рабочей группы по вакуумной технике, масс- и электронной спектроскопии Координационного комитета по научному приборостроению и автоматизации научных исследований. Дебрецен, 11-12 сентября 1980 г.
24. BOHÁTKA S.
BERECZ I.
LANGER G. Contamination measurements with quadrupole mass spectrometer.
(Poster.)
th VIII International Vacuum Congress. (A Triennial Meeting of the International Union for Vacuum Science, Technique and Applications,) Cannes, September 22-26, 1980.
25. BORNEMISZA-PAUSPERTL P. Irradiation effect on maize pollen and on plant seeds.
PÁSZTOR K.
SCHLENK B.
th XI Annual Meeting of European Society of Nuclear Methods in Agriculture, Debrecen, August 25-30, 1980.

26. BOZÓKY L.
MEDVECZKY L. Kis koncentrációju radonszennyezés meghatározása.
Eötvös Loránd Fizikai Társulat,
Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam
'80. Tihany, 1980. március 19-21.
27. BOZÓKY L.
MEDVECZKY L. A radon és leányelemeinek dozimetriája.
A radon-therápia vitás kérdései,
munkaértekezlet a Magyar Tudományos Akadémia és az Egészségügyi Miniszterium közös rendezésében, Hévíz,
1980. április 23-24.
28. CSEH J. Search for four-nucleon correlation in ^{28}Si .
XVIIIth Winter School, Bielsko-Biala, February 11-21, 1980.
29. CSEH J. ^{28}Si nivók vizsgálata alfa-bombázással.
V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
30. CSERNY I.
VARGA D. Ion sputtering apparatus for XPS applications.
ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) Seminar of Socialist Countries, Debrecen, April 15-18, 1980.
31. CSONGOR E. Environmental pollution by Kr-85 and C-14 due to nuclear industry.
International Workshop on Environmental Monitoring around Nuclear Installations. Dobogókő, September, 9-11, 1980

32. CSONGOR E.
HERTELENDI E.
- Fission products and radiocarbon
as environmental pollutants due to
atmospheric nuclear weapon tests
measured in Debrecen.
- XIth Annual Meeting of European
Society of Nuclear Methods in Agri-
culture, Debrecen, August 25-30,
1980.
33. CSONGOR E.
SZABÓ I.
- Az alföldi futóhomok kutatás szem-
pontjából jelentős faszén minták
kormeghatározása radiocarbon mód-
szerrel.
- Alföldi Ankét. A Magyar Földrajzi
Társaság Debreceni Osztálya és a
Tudományos Ismeretterjesztő Társulat
Földrajzi Szakosztálya rendezésé-
ben, Debrecen, 1980. december 12.
34. DIÓS Z.
- A PS 500-as csúcskiválasztó készü-
lék.
- V. Országos Elektronikus Műszer és
Méréstechnikai Konferencia, Buda-
pest, 1980. március 18-20.
35. DOMBRÁDI ZS.
KRASZNAHORKAY A.
- Гамма лучи из реакции
 $^{102}\text{Ru}(\text{p},\text{n})^{102}\text{Rh}$.
- XXXI. Совещание по ядерной спектрос-
копии и структуре атомного ядра,
Самарканд, 14-17 апреля 1980 г.
36. FÉNYES T.
- Информация о выполнении решений XIV.
сессии Комитета.
- XV. Сессия Комитета по структуре
ядра, ОИЯИ (Объединенный институт
ядерных исследований). Дубна, 11
марта 1980 г.
37. FÉNYES T.
- Информация о выполнении решений XV.
сессии Комитета.
- XVI. Сессия Комитета по структуре
ядра, ОИЯИ (Объединенный институт
ядерных исследований). Дубна, 28
октября, 1980 г.

38. FÉNYES T.

Международный симпозиум "Будущие направления исследования ядер, удалённых от стабильности" (сентябрь 1979 г. Нешвилл, США).

XV. Сессия Комитета по структуре ядра Ученого совета по Физике низких энергий ОИЯИ (Объединенный институт ядерных исследований), Дубна, 13 марта, 1980 г.

39. FÉNYES T.

A ^{96}Nb atommag szerkezete.

V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.

40. FÉNYES T.

Проблемы исследования структуры атомного ядра в ОИЯИ (Объединенный институт ядерных исследований),

XXX. Сессия Ученного совета по Физике низких энергий, ОИЯИ (Объединенный институт ядерных исследований), Дубна, 28 мая, 1980 г.

41. FÉNYES T.

A stabilitási sávtól távoleső atommagok vizsgálata.

Kossuth Lajos Tudományegyetem, a felsőéves tanárszakos hallgatók számára. Debrecen, 1980. március 21.

42. GYARMATI B.
HODGSON, P. E.
LOVAS R. G.
VERTSE T.

A proton optikai potenciáljának viselkedése a Coulomb-gát környékén.

V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.

43. GYARMATI B.
. VERTSE T.
ZOLNAI L.
BARYSHNIKOV, A. I.
TITARENKO, N. N.
YADROVSKY, E. L.

Low energy behaviour of the proton optical potential.

Seminar. Research Institute of Physics, Stockholm, March 20, 1980.

44. HORKAY GY.
MOLNÁR J.
Data acquisition and processing
system of X-ray spectrometer with
microprocessor.
 $^{VI^{th}}$ International Symposium MIMI-80.
Mini- and microcomputers and their
applications. Budapest, September
9-11, 1980.
45. KALINKA G.
Elektron- és lyukcsapdázás vizsgá-
lata Si(Li) röntgen detektorokban.
"Szilárdtestek Kutatása" c. Ifjusá-
gi Konferencia, Magyar Tudományos
Akadémia Központi Fizikai Kutató
Intézete. Budapest, 1980. novem-
ber 14.
46. KALINKA G.
Talaj-talajviz-növény multielemes
vizsgálata REA módszerrel.
A DAB (Debreceni Akadémiai Bizott-
ság) Mezőgazdasági Kémiai Munka-
bizottsági ülése. Debrecen, 1980.
junius 11.
47. KADÁR I.
KÖVÉR L.
CSERNY I.
XPS investigations of oxide layers
formed on stainless steel surfaces.
 $^{VI^{th}}$ Solid-Vacuum Interface Con-
ference. Delft, (The Netherlands),
May 7-9, 1980. Abstracts.
48. KADÁR I.
KÖVÉR L.
CSERNY I.
XPS measurement of oxide layers on
stainless steel surfaces.
ESCA (Electron Spectroscopy for
Chemical Analysis) Seminar of
Socialist Countries. Debrecen,
April 15-18. 1980.
49. KIBÉDI T.
KRASZNAHORKAY A.
Gamma és konverziós elektron-
spektroszkópiai vizsgálatok az
A 100 tartományban
V. Magyar Magfizikus Találkozó,
Budapest, 1980. július 7-11.

50. KISS Á.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.
- Ионно оптические свойства ускорительных трубок со спиральным полем.
- VII. Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна,
14 октября 1980 г.
51. KISS I.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.
ZOLNAI L.
GÖDÉNY S.
- Pixe analysis on biological samples.
IIInd Working Meeting on Radiation Interaction, Leipzig, September 22-26, 1980.
52. KISS L.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.
MÉSZÁROS A.
LÁSZLÓ S.
GÖDÉNY S.
- Proton induced X-Ray emission as a tool for analyzing biological and atmospherical samples.
XIth Annual Meeting of European Society of Nuclear Methods in Agriculture. Debrecen, August, 25-30, 1980.
53. KIS-VARGA M.
- Avarkori bronz leletek REA vizsgálata.
V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
54. KIS-VARGA M.
- Molibdén koncentráció meghatározás lucernában REA módszerrel.
A DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság) Mezőgazdasági Kémiai Munkabizottsági ülése, Debrecen, 1980. június 11.
55. KIS-VARGA M.
KOVÁCS P.
BACSÓ J.
KALINKA G.
- The effect of motor vehicle traffic on the Pb content of plants.
XIth Annual Meeting of European Society of Nuclear Methods in Agriculture, Debrecen, August 25-30, 1980.
56. KOLTAY E.
- Basic physics and applied investigations on the Van de Graaff Beams at the ATOMKI.
Seminar Lecture. Jagellonian University, Institute of Physics. Krakow, 14 May 1980.

57. KOLTAY E. Kisérleti magfizikai munkák összefoglalása.
V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.
58. KOLTAY E. Távlatok és lehetőségek a DOTE és az ATOMKI tudományos együttműködésében.
Debreceni Orvostudományi Egyetem és az ATOMKI (Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete) vitaülése. Debrecen, 1980. november 21.
59. KOLTAY E. Design study on the acceleration tube and beam transport system of a high current neutron generator.
MÓRIK GY.
SZABÓ GY.
IAEA (International Atomic Energy Agency) Consultants Meeting on Neutron Source Properties. Debrecen, March 20, 1980.
60. KOVÁCH Á. Datierung voralpinischer Erscheinungen im Ostalpin-Karpathischen Bereich mit der Rb-Sr Methode.
University of Wien, Institute of Geology. Wien, April 23, 1980.
61. KOVÁCH Á. A fizika szerepe a földtudományokban.
Eötvös Loránd Fizikai Társulat Heves megyei Csoportja, Eger, 1980. október 9.
62. KOVÁCH Á. Nukleáris fütőerőművek alkalmazási lehetősége, különös tekintettel Debrecen város hőellátására.
MTESZ (Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége) Hajdu-Bihar megyei Szervezete, Évi tudományos ülésszak. Debrecen, 1980. május 20.

63. KOVÁCH Á.
Rb-Sr Alterbestimmungen der kristallinen Schiefern des Ostspornes der Ostalpen in Ungarn.
Geologische Bundesanstalt, Wien,
April 22, 1980.
64. KOVÁCH Á.
Szerződéses kutatások az ATOMKI-ban.
V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.
65. KOVÁCH Á.
BALOGH K.
Tömegspektrometria és földtani kor-meghatározás.
V. Magyar Magfizikus Találkozó,
Budapest, 1980. július 7-11.
66. KOVÁCH Á.
SVINGOR É.
GRECULA P.
A Szepes-Gömöri Érchegység granitoid kőzeteinek korviszonyai izotóp-kor-meghatározások alapján.
A Magyarhoni Földtani Társulat Általános Földtani Szakosztályának előadóülése, Budapest, 1980. április 2.
67. KOVÁCS P.
Gépkocsi forgalom hatása a növények ölomtartalmára.
A DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság) Mezőgazdasági Kémiai Munkabizottsági ülése. Debrecen, 1980. június 11.
68. KOVÁCS P.
Основы рентгенофлуоресцентного анализа, методы квантитативного определения концентраций.
Ленинградский Институт ядерной физики им. Б. П. Константинова (ЛИЯФ), Ленинград, 14 октября 1980 г.
69. KOVÁCS Z.
Szinkrociklotronnal előállított radionuklidok kinyerése fémolvadékokból és elválasztásuk gáztermokromatográfiás módszerrel.
II. Magkémiai Szimpózium, Debrecen, 1980. november 3-5.

70. KÓNYA L.
CSABINA S.
KOVÁCS T.
LAKATOS T.
- Analysis of caffeine effect in muscle.
th XXVIII International Congress of Physiology. Budapest, 1980. July 13-18.
71. KÖLTŐ L.
KIS-VARGA M.
- Röntgenemissziós analízis későavar-kori bronztárgyakon.
"Ipari régészeti Magyarországon" c. munkaértekezlet. Sopron, 1980. július 28-30.
72. KÖVÉR Á.
- Ion induced electrons from very light collision systems.
Johann Wolfgang Goethe Universität, Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, May 29, 1980.
73. KÖVÉR Á.
RICZ S.
PARIPÁS B.
- Efficiency calibration of a cylindrical mirror electron spectrometer.
ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) Seminar of Socialist Countries, Debrecen, April 15-18, 1980.
74. KÖVÉR Á.
RICZ S.
SZABÓ GY.
BERÉNYI D.
KOLTAY E.
VÉGH J.
- Energy distribution of electrons ejected from H₂, He by H⁺, H₂⁺, He (0,8 MeV/Nucl.).
th Summer School and Symposium on Physics of Ionized Gases (SPIG-80), Dubrovnik, August 28, 1980.
75. KÖVÉR L.
- A fotoelektron-spektroszkópia (ESCA) módszer néhány ipari alkalmazása.
A GTE (Gépipari Tudományos Egyesület) és az ELFT (Eötvös Loránd Fizikai Társulat) Debreceni Csoportja rendezésében, Tudományos Ülésszak, Magyar Gördülőcsapágy Müvek, Debrecen, 1980. május 16.

76. KÖVÉR L.
VARGA D.
MÓRIK Gy.
- New X-ray source of ATOMKI ESA-11 spectrometer.
- ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) Seminar of Socialist Countries. Debrecen, April 15-18, 1980.
77. KRUPPA A.
- Deformált magok nívószerkezetének vizsgálata a szeparált potenciál módszerével.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
78. LAKATOS T.
- Nagy terhelhetőségű félvezető röntgen spektrométer 150 eV energiafeloldással.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
79. LAKATOS T.
- Спектрометр с полупроводниковым детектором для измерения рентгеновского излучения в широком диапазоне интенсивности.
- Х. Международный симпозиум по ядерной электронике, Дрезден, 10-16 апреля 1980 г.
80. LAKATOS T.
SULIK B.
MATHÉ, G. (GY.)
- Nuclear spectroscopic measurements and instrumentation.
- Fakulta Jaderná a Fizikalná Inženýrska Katedra Dozimetrie a Aplikace Ionizujiciho Záření, Praha, May 26-30, 1980
81. LÁSZLÓ S.
- Biológiai, aerosol és fémminták PIXE analizise.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.

82. LOVAS R. A neutron és protoneloszlás különbsége és a (p,n) töltéscserélő szórás.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó,
Budapest, 1980. július 7-11.
83. LOVAS R. Neutron-proton density difference and (p,n) scattering.
- Seminar. Nuclear Chat Club,
Daresbury, September 18, 1980.
84. MÁTHE GY. Szerződéses munkák a nukleáris elektronika területén.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó,
Budapest, 1980. július 7-11.
85. MEDVE F.
SZEILI J.
BACSÓ J.
KIS-VARGA M. A levegő ólom szennyezettsége Debrecen közlekedési csomópontjain az 1979-80. években.
- A Magyar Higiénikusok Társasága
III. Nemzetközi Kongresszusa, Pécs,
1980. augusztus 26-29.
86. MEDVECZKY L. Nyomdetektorok alkalmazása a dozimetriában.
- Geofizikus mérnökök bentlakásos továbbképző tanfolyama, Harkány,
1980. március 6.
87. MEDVECZKY L. Recent results on dosimetry and autoradiography with track detectors.
- Jožef Stefan Institut.
Ljubljana, June 26, 1980.
88. MEDVECZKY L. Személyi neutrondozimetria fejlesztésének helyzete.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.

89. MÉSZÁROS A.
LÁSZLÓ S.
KISS I.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.
Preliminary results of atmospheric
trace elements study by PIXE analy-
sis in Hungary.
 XI^{th} Annual Meeting of European
Society of Nuclear Methods in Agri-
culture. Debrecen, August 25-30,
1980.
90. MÉSZÁROS S.
VAD K.
NOVÁK D.
Development of a toroidal type
200 MHZ SQUID and its application.
 XXII^{nd} Czechoslovakian Symposium
on Weak Superconductivity, Bechyňe,
September 15-18, 1980.
91. MURÁNYINÉ-SZELECKY A.
Gabonatermékek mikrotápelemtártalma.
A DAB (Debreceni Akadémiai Bizott-
ság) Mezőgazdasági Kémiai Munka-
bizottsági ülése. Debrecen, 1980.
junius 11.
92. NAGY E.
TAMÁSI P.
JEZERNICZKY J.
BACSÓ J.
Alopeciák cink kezelése.
A Magyar Dermatológiai Társulat
Tiszántuli Szakcsoportjának Tudomá-
nyos Ülése, Debrecen, 1980. ápri-
lis 25-26.
93. NAGY I.
URAY I.
Effect of fast neutron irradiation
of different kinds of Brassica
oleracea.
 XI^{th} Annual Meeting of European
Society of Nuclear Methods in
Agriculture. Debrecen, August
25-30, 1980.
94. NOVÁK D.
Maradék ellenállás mérés.
V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.
95. NYAKÓ B.
 ^{14}N nívók vizsgálata Doppler módszerrel.
V. Magyar Magfizikus Találkozó,
Budapest, 1980. július 7-11.

96. PAÁL A.
SEPSY K.
SZALAI S. Microcomputer controlled multi-channel analyser in CAMAC.
- VIth International Symposium MIMI-80. Mini- and microcomputers and their applications, Budapest, September 9-11, 1980.
97. PÁL K. A ^{40}Ca és a ^{44}Ti alfa-csomószerkezete.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
98. PALINKÁS J. Röntgen sugárzás anizotrópiájának vizsgálata p és He bombázással kiváltott belső héj ionizációjánál.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
99. PALINKÁS J.
SARKADI L.
SCHLENK B. L₃-subshell vacancy alignment in gold following low velocity proton and He⁺ ion impact ionization. (Poster.)
- International Conference on X-Ray Processes and Inner-Shell Ionization. Stirling, August 25-29, 1980.
100. RICZ S. H⁺, H₂⁺ és He⁺ bombázó részecskék által keltett folytonos elektron-spektrum vizsgálata.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
101. SARKADI L.
BERÉNYI D.
MUKOYAMA, T. L-shell ionization of gold by heavy-ion impact. (Poster.)
- International Conference on X-ray Processes and Inner-Shell Ionization. Stirling, August 25-29, 1980.

102. SARKADI L.
MUKOYAMA, T. L-héj ionizációs vizsgálatok.
V. Magyar Magfizikus Találkozó..
Budapest, 1980. július 7-11.
103. SCHLENK B. Atomfizikai vizsgálatok magfizikai
módszerekkel.
V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.
104. SOMOGYI, G. (GY.) Application of nuclear methods to
interdisciplinary problems.
National Autonomous University
of Mexico, Institute of Physics.
Mexico, Januar 28, 1980.
105. SOMOGYI, G. (GY.) Application of nuclear methods to
interdisciplinary problems.
Instituto Nacional de Investigaciones
Nucleares (ININ), Mexico-City,
Januar 29, 1980.
106. SOMOGYI, G. (GY.) Applications of nuclear track
detection to radiation dosimetry.
Instituto Nacional de Investigaciones
Nucleares (ININ), Mexico-City,
Januar 24, 1980.
107. SOMOGYI, G. (GY.) Development and application of
nuclear track techniques in Deb-
recen.
Institut "Rudjer Bošković", Zagreb,
April 3, 1980.
108. SOMOGYI, G. (GY.) Developments in track revealing
techniques.
Instituto Nacional de Investigaciones
Nucleares (ININ). Mexico-City,
Januar 23, 1980.

109. SOMOGYI, G. (GY.) Elements micro-mapping in solids.
Laboratoire de Physique Corpusculaire CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique). Clermont-Ferrand, March 24, 1980.
110. SOMOGYI, G. (GY.) Environmental alpha activity.
Laboratoire de Physique Corpusculaire CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique). Clermont-Ferrand, March 25, 1980.
111. SOMOGYI, G. (GY.) Exercise of track etching.
Institut "Rudjer Bősković", Zagreb, March 31, 1980.
112. SOMOGYI GY. Interdisziplináris kutatások az ATOMKI-ban.
V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
113. SOMOGYI, G. (GY.) Measurements of radon emanation under different environmental conditions.
Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), Mexico-City, Januar 22, 1980.
114. SOMOGYI, G. (GY.) Nuclear track formation in solid dielectrics.
Institut "Rudjer Bősković". Zagreb, March 25, 1980.
115. SOMOGYI GY. Nukleáris nyomdetektorok fejlesztése és alkalmazása kozmikus fizikai kutatásokra.
Szeminárium. KFKI (Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete), RMKI-NFF (Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet, Nagyenergiáju Fizikai Főosztály). Budapest, 1980. február 27.

116. SOMOGYI GY. Nyomdetektorok alkalmazási lehetőségei a földtani kutatásban.
- Geofizikus mérnökök továbbképző tanfolyama, Bolgár Hadserg Muzeuma. Harkány, 1980. március 6.
117. SOMOGYI, G. (GY.) Status and future of track detector developments.
- Seminar, Joint Institute for Nuclear Research, Laboratory of Nuclear Reactions. Dubna, November 27, 1980.
118. SOMOGYI, G. (GY.) Techniques and principles of micro-mapping different elements.
- Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), Mexico-City. Januar 25, 1980.
119. SOMOGYI, G. (GY.) Track formation in solids.
- Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), Mexico-City, Január 30, 1980.
120. SOMOGYI, G. (GY.) Track methods in interdisciplinary fields (geological, biological, environmental applications).
- Institut "Rudjer Bósković", Zagreb, March 28, 1980.
121. SOMOGYI, G. (GY.) Track methods in nuclear studies (dosimetry, spectrometry, identification).
- Institut "Rudjer Bósković", Zagreb, March 27, 1980.
122. SOMOGYI, G. (GY.) Track revealing and evaluation techniques.
- Institut "Rudjer Bósković", Zagreb, March 26, 1980.

123. SOMOGYI GY.
GERZSON I.
NÉMETH GY.
Környezeti radon-mérések.
V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.
124. SZABÓ L.
SZALAI S.
TAKÁCS P.
PAÁL A.
Автоматизированная система в стандарте Наман для сбора спектрометрической информации.
Х. Международный симпозиум по ядерной электронике, Дрезден, 10-16 апреля 1980 г.
125. SZALAY S.
Frédéric Joliot Curie jelentősége
a tudomány fejlődésében.
Országos Békétanács és az Országos Frédéric Joliot Curie Sugárbiológiai és Sugáregészségügyi Kutatóintézet emlékülése. Budapest, 1980. március 18.
126. SZALAY S.
Mn and Cu deficiency of plants
grown on peat soils and its remedy
by a foliage spray.
VIth International Peat Congress.
Duluth, Minnesota, August 17-23,
1980.
127. SZALAY S.
Retention of Mn and Cu by peat humic
acids and micronutrient deficiency
of plants on peat soils.
XIth Annual Meeting of European
Society of Nuclear Methods in Agriculture.
Debrecen, August 25-30,
1980.
128. TÁRKÁNYI F.
Rövid felezési idejű ritka föld izotópok magspekroszkópiája.
V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.

129. TÖRÖK I.
URAY I.
- Absolute activity measurement by using sum peaks. (Poster)
- IInd International Conference on Low Level Counting. High Tatras, Czechoslovakia, November 24-28, 1980.
130. URAY I.
TÖRÖK I.
- Absolute activity determination from high-resolution single gamma-ray spectra, by using the sum peaks.
- International Workshop on Environmental Monitoring around Nuclear Installations. Dobogókő, September 9-11, 1980.
131. VALEK A.
- Az ATOMKI ciklotronprogramja.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
132. VARGA D.
- Az ATOMKI új elektron spektrométere.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7-11.
133. VARGA D.
- Az ESCA (XPS) módszer és alkalmazási lehetőségei a felületi analitikában.
- "Spektroszkópiai módszerek felületi rétegek kémiai összetételének vizsgálatára" c. ankét a Gépipari Tudományos Egyesület, a Magyar Kémikusok Egyesülete és a Magyar Bányászati és Kohászati Egyesület közös Szinképelemző Szakbizottsága, valamint a Magyar Tudományos Akadémia Spektrokémiai Munkabizottsága rendezésében. Budapest, 1980. április 14.
134. VARGA D.
VÉGH J.
- Новый электростатический анализатор для измерения энергетического и углового распределения электронов.
- ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) Seminar of Socialist Countries. Debrecen, April 15-18, 1980.

135. VARRÓ T.
SOMOGYI GY.
MÁDI I.
- Transzportfolyamatok vizsgálata
növényekben sugárabszorpciós és
kvantitatív mikroradiográfiás mód-
szerekkel.
- II. Magkémiai Szimpózium, KLTE
(Kossuth Lajos Tudományegyetem).
Debrecen, 1980. november 3-5.
136. VARRÓ T.
SOMOGYI, G. (GY.)
NAJZER M.
MÁDI I.
- Study of boron transport in plants
with a quantitative microradiographic
method.
- XIth Annual Meeting of European
Society of Nuclear Methods in Agri-
culture. Debrecen, August 25-30,
1980.
137. VATAI E.
- Inner-shell rearrangement (exchange
correction) in internal conversion.
- International Conference on X-ray
Processes and Inner-Shell Ioni-
zation. Stirling, August 25-29,
1980.
138. VÉGH J.
KÖVÉR Á.
CSERNY I.
KÁDAR I.
- Data acquisition and evaluation
software at ATOMKI electron
spectrometer.
- ESCA (Electron Spectroscopy for
Chemical Analysis) Seminar of So-
cialist Countries, Debrecen, April
15-18, 1980.
139. VÉGH L.
- Beszámoló a Dubnában végzett mun-
káról.
- V. Magyar Magfizikus Találkozó.
Budapest, 1980. július 7-11.

ISMERETTERJESZTŐ ÉS EGYÉB ELŐADÁSOK

140. BERÉNYI D.

Az atomenergia igérete és veszélyei.

ELFT (Eötvös Loránd Fizikai Társulat) Szabolcs-Szatmár Megyei Csoportja, Nyiregyháza, 1980. február 13.

141. BERÉNYI D.

Energiaforrások és környezetvédelem.

TIT (Tudományos Ismeretterjesztő Társulat). Hajduszoboszló, 1980. május 16.

142. BERÉNYI D.

Energiatermelés és környezeti hatásai.

Soproni Műszaki Hetek, az ELFT (Eötvös Loránd Fizikai Társulat) helyi csoportja rendezésében, Sopron, 1980. október 24.

143. BERÉNYI D.

Hogyan tapogatható le az atomnál kisebb részecskék világa.

Bessenyei György Szabadegyetem, Nyiregyháza, 1980. november 24.

144. BERÉNYI D.

A humán és természettudományos kultúra egysége. Vitabevezető előadás.

DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság) Matematika-Fizika Szakbizottsága és Művelődéstudományi Szakbizottsága, Debrecen, 1980. december 5.

145. BERÉNYI D.

Megnyitó.

V. Magyar Magfizikus Találkozó, Budapest, 1980. július 7.

146. BERÉNYI D.

Tudomány - gyakorlat - művelődés.

Megyei Szakszervezeti Oktatási Központ. Hajduszoboszló, 1980. október 16.

147. BERÉNYI D.

A tudomány lehetséges hozzájárulása a csapágygyártás fejlesztéséhez.

MGM (Magyar Gördülőcsapágy Müvek) Hét keretében Műszaki Tudományos Konferencia, Debrecen, 1980. április 11.

148. HORKAY GY.

Az SI mértékegységrendszer.

TIT (Tudományos Ismeretterjesztő Társulat) rendezésében: Debreceni Állami Építőipari Vállalat, Medicor Müvek Orvosi Műszergyára, Biogál Gyógyszergyár, Agrártudományi Egyetem Tangazdasága, Debrecen Városi Tanács Beruházási Vállalata, Agrober (Mezőgazdasági Tervező- és Beruházási Vállalat). Debrecen, 1980. február 7, 8, 14, 15, 22, 25.

149. KOLTAY E.

A nagyenergiáju fizika gyorsító berendezései.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Őszi Magfizikai Iskolája, Balatonföldvár, 1980. október 30.

150. KOLTAY E.

Ujdonságok a nagyenergiáju gyorsítók vitájában.

Kossuth Lajos Tudományegyetem Természettudományi Karának Fizikus Szakhete. Debrecen, 1980. április 22.

151. LAKATOS T.

Erősítés jelformálás a félvezető spektrométerekben.

Tanfolyam a Paksi Atomerőmű Vállalat szakemberei számára, ATOMKI (Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete). Debrecen, 1980. november 3-14.

152. LAKATOS T.

Uj irányzatok a magfizikai spektro-méterek fejlesztésében.

Tanfolyam a Paksi Atomerőmű Vállalat szakemberei számára, ATOMKI (Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete), Debrecen, 1980. november 3-14.

153. SCHLENK B.

Megnyitó.

A DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság) Mezőgazdasági Kémiai Munkabizottsági ülése. Debrecen, 1980. június 11.

ISMERETTERJESZTŐ ÉS EGYÉB KÖZLEMÉNYEK

154. BACSÓ J.

Ha kevés a kálcium. Vészjelző a hajban. Infarktus kialakulása előtt.

Magyarország, 17 (1980) 23 január 13. 2. szám.

155. BALOGH K.

"Fizika-77. Szerk. Abonyi Iván. Budapest, 1977, Gondolat Kiadó." Könyvismertetés.

Fizikai Szemle, 29 (1979) 436-437.

156. BERÉNYI D.

Együttműködés a Kossuth Lajos Tudományegyetem és az Atommagkutató Intézete között.

Magyar Tudomány, 25 (1980) 679-680.

157. BERÉNYI D.

Megnyitó.

"Gyorsítók Népgazdasági Alkalmazása" - Műszaki-Tudományos Tanácskozás.

ATOMKI Közlemények, 22 (1980) 4-6. l. sz. Melléklet.

158. BERÉNYI D. A nukleáris környezetvédelem problémái hazánkban. Fizikai Szemle, 30 (1980) 34-36
159. BERÉNYI D. A nukleáris környezetvédelem problémái hazánkban. Magyar Tudomány, 25 (1980) 189-191.
160. BERÉNYI D. Nukleáris módszerek a mezőgazdaságban. - A megszelidített sugárzás. Magyar Hirlap, 13 (1980) 11. Szepember 7. 310. sz.
161. BERÉNYI D. "A szilárdtestkutatás ujabb eredményei 6. Szilárdtestfelület-vízsgálatok új módszerei. 2. Szerk. Gergely Gy. Budapest, 1979, Akadémiai Kiadó." Könyvismertetés. Fizikai Szemle, 30 (1980) 156-157.
162. BERÉNYI D. A szocialista országok Elektron-spektroszkópiai Szemináriuma. Magyar Tudomány, 25 (1980) 685-686.
163. BERÉNYI D. BACSÓ J. HIDEG J. DUX L. A metabolizm-kísérlet. Miről árulkodik az ürhajósok szakállya? Élet és Tudomány, 35 (1980) 808-809.
164. HUNYADI I. A fizika Debrecenben. Hajdu-Bihar megyei NAPLÓ, 37 (1980) 11. január 6.
165. HUNYADI I. Fizika Debrecenben. Természet Világa, 111 (1980) 272-274.

166. HUNYADI I. Őszi fizikusnapok Debrecenben.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 113-115.
167. KÁDÁR I. ESCA szeminárium Debrecenben.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 276.
168. KOVÁCH Á. Felkészülés a debreceni U-103 ciklotron orvosi célú felhasználására.
Magyar Tudomány, 25 (1980) 66-67.
169. KOVÁCH Á. PAPP L. A Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete és a Kossuth Lajos Tudományegyetem együttműködése.
Felsőoktatási Szemle, 29 (1980) 710-713.
170. KOVÁCS Z. "Kiss I., Vértes A.: Magkémia. Budapest, 1979, Akadémiai Kiadó." Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 321.
171. KÖVÉR L. "A szilárdtestkutatás újabb eredményei. 5. Szilárdtestfelület-vizsgálatok új módszerei. 1. Szerk. Gergely Gy. Budapest, 1979, Akadémiai Kiadó".
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 156.
172. KRASZNAHORKAY A. Paritássértés az atommagoknál.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 153-154.
173. LOVAS R. "Jánossy L., Tasnádi P.: Vektor-számítás. 1. Vektor- és tensoralgebra. Budapest, 1980, Tankönyvkiadó."
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 321.

174. LOVAS R. Sokrészecske-rendszer kollektív koordinátái.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 154-155.
175. MAHUNKA I. Gyorsítók népgazdasági alkalmazása.
Magyar Tudomány, 25 (1980) 223-224.
176. MÁTÉ Z. Atomenergetikai tudományos ülés.
Magyar Tudomány, 25 (1980) 191-192.
177. SZALAY S. Hogyan építsük ujjá a középiskolák fizikai szertárait?
Fizikai Szemle, 30 (1980) 120-121.
178. SZALAY S. Tudományos kutatás az egyetemeken, valamint a kutatóintézetekben.
Magyar Tudomány, 25 (1980) 109-113.
179. TAKÁCS S. Tanácskozás Debrecenben a gyorsítók népgazdasági alkalmazásáról.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 113.
180. VAD K. "A. G. Guy: Fémfizika. Budapest, 1978, Műszaki Könyvkiadó." Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 29 (1979) 437.
181. VERTSE T. "Fizika 1978. Szerk. Abonyi I. Budapest, 1979, Gondolat Kiadó." Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 117-118.
182. ZOLNAI L. Az Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete jubileumi nemzetközi pályázatának eredménye.
Magyar Fizikai Folyóirat, 18 (1980) 325-326.

Összedllitotta: Darin Sándorne

Az ATOMKI Közlemények negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 4
Debrecen, 1981/szeptember
Példányszám: 440

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖNYVTÁRA

АТОМКІ СООБЩЕНИЯ

ТОМ 23 / № 3

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	143
И. Ангели, Т. Тарис: Определение радиуса ядра из данных измерений, выполненных в случае смеси изотопов	143
Т. Мукояма, Г. Хок: Возможный механизм внутренней ионизации, сопровождающей бета-распад и захват электронов	151
Т. Фенөш: Возможности γ -спектроскопических исследо- ваний в пучках У-103 циклотрона	165
Э. Ватаи, Д. Сабо: Роль обменной коррекции в процес- се внутренней конверсии	181
Е. Чонгор, Э. Хартеленди: Низкофонная система для определения возраста радиоуглеродным методом	190
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	205
Л. Золнаи: Программа на ЭВМ PDP-8/I для симуляции терминала RSX-11M	105
Л. Золнаи: Программный язык измерения и обработки "C-ILDAP*80/3" для системы ND-50/50	211
НАУЧНЫЕ И НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ ДОКЛАДЫ И НАУЧНО- ПОПУЛЯРНЫЕ СООБЩЕНИЯ, АТОМКІ, 1980	221

ATOMKI BULLETIN

Volume 23 / Number 3

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	143
I. Angelis, I. Tari: Determination of nuclear radii from data measured on samples containing several isotopes	143
T. Mukoyama, G. Hock: Another possible mechanism for internal ionization in beta decay and electron capture	151
T. Fényses: Possibilities of γ -spectroscopic investigations in U-103 cyclotron beams	165
E. Vatai, Gy. Szabo: The role of exchange correction in internal conversion	181
E. Csongor, E. Hertelendi: Low background measuring system for radiocarbon dating	189
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	205
L. Zolnai: A PDP-8/I program for the simulation of an RSX-11M terminal	205
L. Zolnai: "C-ILDAP'80/3", a measuring and data processing programming language for an ND-50/50 system	211
SCIENTIFIC AND POPULAR LECTURES AND POPULAR PUBLICATIONS, ATOMKI, 1980	221

3lo 565

V.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23. kötet / 4. szám



MTA
ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1981

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

23.kötet /4 . szám

TARTALOMJEGYZÉK

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

251

Kormány Z.: Diszperziómentes mágneses transzport-rendszer tulajdonságainak vizsgálata numerikus trajektória-számítással

251

Molnár J.: "Self-refreshing" tipusu display vezérlő egységek moduláris µP-os rendszerekhez

261

ATOMKI Közlemények 23 (1981) 251-259
MŰHELYÜNKÖL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

EXAMINATION OF THE CHARACTERISTICS OF A NONDISPERSIVE
MAGNETIC TRANSPORT SYSTEM BY THE NUMERICAL CALCULATION
OF TRAJECTORIES

Z. KORMÁNY

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51.

Electron trajectories were calculated in a four-magnet-transport-system by numerical integration, approximating the magnetic field of the system in the second order. It has been shown that the optical properties of the system can be improved by decreasing the induction in the two inside magnets. The conclusions were experimentally checked.

DISZPERZIÓMENTES MÁGNESES TRANSZPORTRENDSZER TULAJDONSÁGAI-NAK VIZSGÁLATA NUMERIKUS TRAJEKTÓRIA-SZÁMITÁSSAL. A négy mágnesből álló elektron transzportrendszer mágneses terét másodrendben közelítve, numerikus integrálással számoltuk a trajektóriákat. Kimutattuk, hogy a középső mágnesek gerjesztésének csökkentésével a rendszer optikai tulajdonságai javíthatók. Következtetéseinket mérésekkel ellenőriztük.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ БЕЗДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЧИСЛЕННЫМ РАСЧЕТОМ ТРАЕКТОРИЙ. Рассчитаны траектории электронов в системе транспортировки четырех магнитов с помощью численного интегрирования и приближением магнитного поля во втором порядке. Было показано, что оптические свойства системы можно улучшить уменьшением индукции внутренних магнитов. Выводы были проверены экспериментально.

1. Introduction

The electron transport system under study has been developed for the Cockcroft-Walton generator of this institute. The function of the system is to send the electrons scattered inelastically on the target to the detector, while the elastically scattered electrons are absorbed. Fig. 1. shows the schematic drawing of the system [1].

The system consists of four identical rectangular magnets which are fed by the same current so that the two outside magnets are

magnetized in the opposite direction with respect to the two inside ones. In this way, the system performs the following functions:

- nondispersing transport of electrons from the entrance slit to the detector
- dispersive disintegration of the beam inside the system
- to select the particles out of the beam with a given energy by using collimators placed in the symmetry plane (i.e. in the place of the largest dispersion)

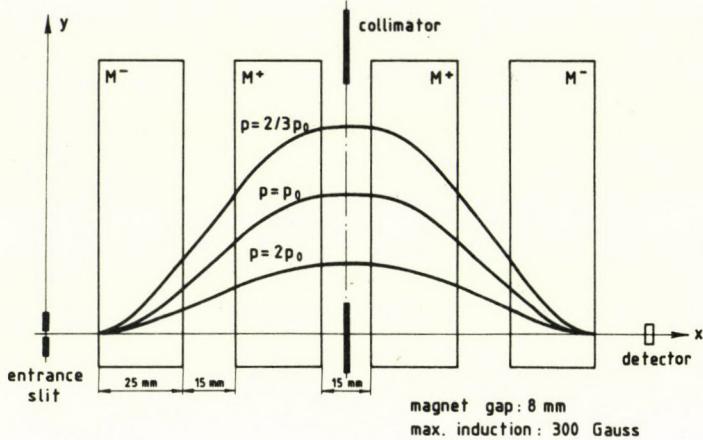


Fig. 1. The sketch of the transport system

The mechanical design of the system was based on calculations applying first-order approximation. It was supposed that the magnetic field was ideal, i.e. it was homogeneous inside the magnet and zero outside. To set the system correctly, it seemed to be necessary to perform calculations describing the real trajectories more exactly.

The SCOFF-model (sharp cutoff fringing field [2], [3]), is a first-order approximation too, but it gives more correct results than the previous one. According to this model, the homogeneous field is extended beyond the magnet to the so-called effective edge, and the central trajectory suffers exactly such an angular deflection as in the real magnetic field (see fig. 2.). Of course, the modelled path does not coincide with the real path point by point. There is a parallel shift of the calculated trajectory with respect to the real one and since this shift is small compared with the radius of curvature of the path ($\frac{\Delta}{R} \ll 1$), it can be neglected in a first-order calculation. In more precise studies it is usual to determine this displacement subsequently and to correct the calculated paths [3], [4].

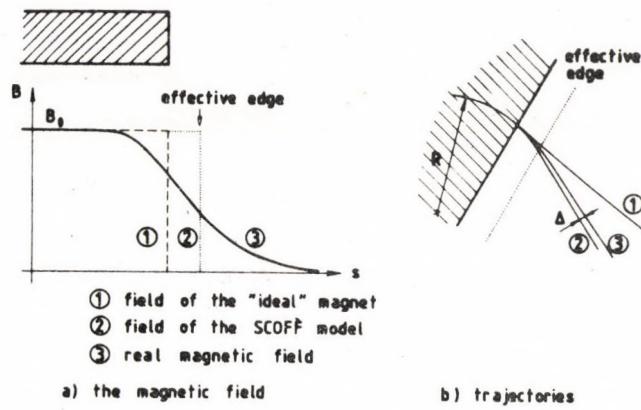


Fig. 2. Comparison of different models

Because of the closeness of the magnets in our case it was impossible to separate the magnetic field of the system by effective edges to homogeneous and field free sections, thus this method is not applicable to estimate the realistic parameters of this transport system. The numerical integration proved to be the only possible way to determine the trajectories exactly.

2. Second-order description of the magnetic field

The following theoretical considerations concern the modelling of the field of a general magnet. The first task is to describe analitically the magnetic field with the required accuracy. The following relation is suitable for that in the median plane of the gap of a magnet [3]:

$$H(s) = \frac{B_{z,0}}{B_0} = \frac{1}{1 + e^{W(s)}} ; \quad W(s) = c_0 + c_1 s + c_2 s^2 + c_3 s^3 \quad (1)$$

$B_{z,0}$: the magnetic induction in the median plane ($z=0$)

B_0 : the magnetic induction well inside the air gap

s : the position coordinate normalized to the width of the gap (G), the zero point being located at the effective edge and the axis is perpendicular to the edge (see fig. 3.)

c_i : parameters

In the median plane of the air gap the magnetic field has only a z component, which can be directly measured. Fitting the function (1) to the measured values, we can obtain the suitable $c_0 \dots c_3$ parameters.

To describe the magnetic field off the median plane we express its components in the form of a Taylor series in z . In consequence of symmetry the series of B_z contains only terms with

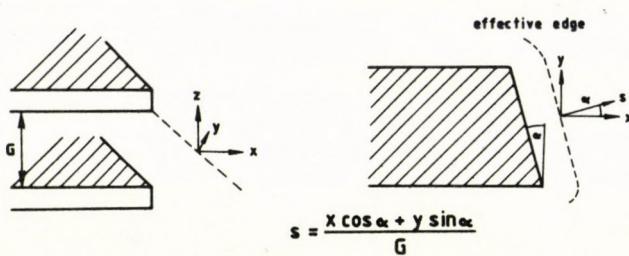


Fig. 3. The coordinate system

even powers and the series of B_x and B_y contain only odd ones. Neglecting the terms higher than second order, the field components can be calculated in the following way:

$$\begin{aligned} B_z &= B_{z,0} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} \right) \Big|_{z=0} z^2 \\ B_x &= \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} z \\ B_y &= \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} z \end{aligned} \quad (2)$$

Using the relation between the variables $s = (x \cos \alpha + y \sin \alpha) / G$ and the equations $\Delta \Phi = 0$, $\text{curl } \vec{B} = 0$ we get the field components in the neighbourhood of the median-plane in second-order approximation [3].

$$\begin{aligned} B_z &= B_{z,0} - \frac{z^2}{2G} \frac{\partial^2 B}{\partial s^2} \Big|_{z,0} = B_0 \left(H - \frac{z^2}{2G} \frac{\partial^2 H}{\partial s^2} \right) \\ B_x &= B_0 \frac{z}{G} \cos \alpha \frac{\partial H}{\partial s} \\ B_y &= B_0 \frac{z}{G} \sin \alpha \frac{\partial H}{\partial s} \end{aligned} \quad (3)$$

Because of the uniform geometry of the four magnets in our system, it was supposed that the $H(s)$ function was the same for every magnet. Measuring the magnetic field in the median plane of a magnet by Hall-probe and fitting the function $H(s)$ to the measured values by the method of the weighted least squares, we have got the following values of the parameters: $c_0 = 0.4966$, $c_1 = 2.2951$, $c_2 = -0.8784$ and $c_3 = 0.1480$.

Using the equations (1) and (3) the field components of a magnet could be calculated everywhere in the system. The resulting magnetic field was obtained by the superposition of the individual fields of the four magnets. In our system the

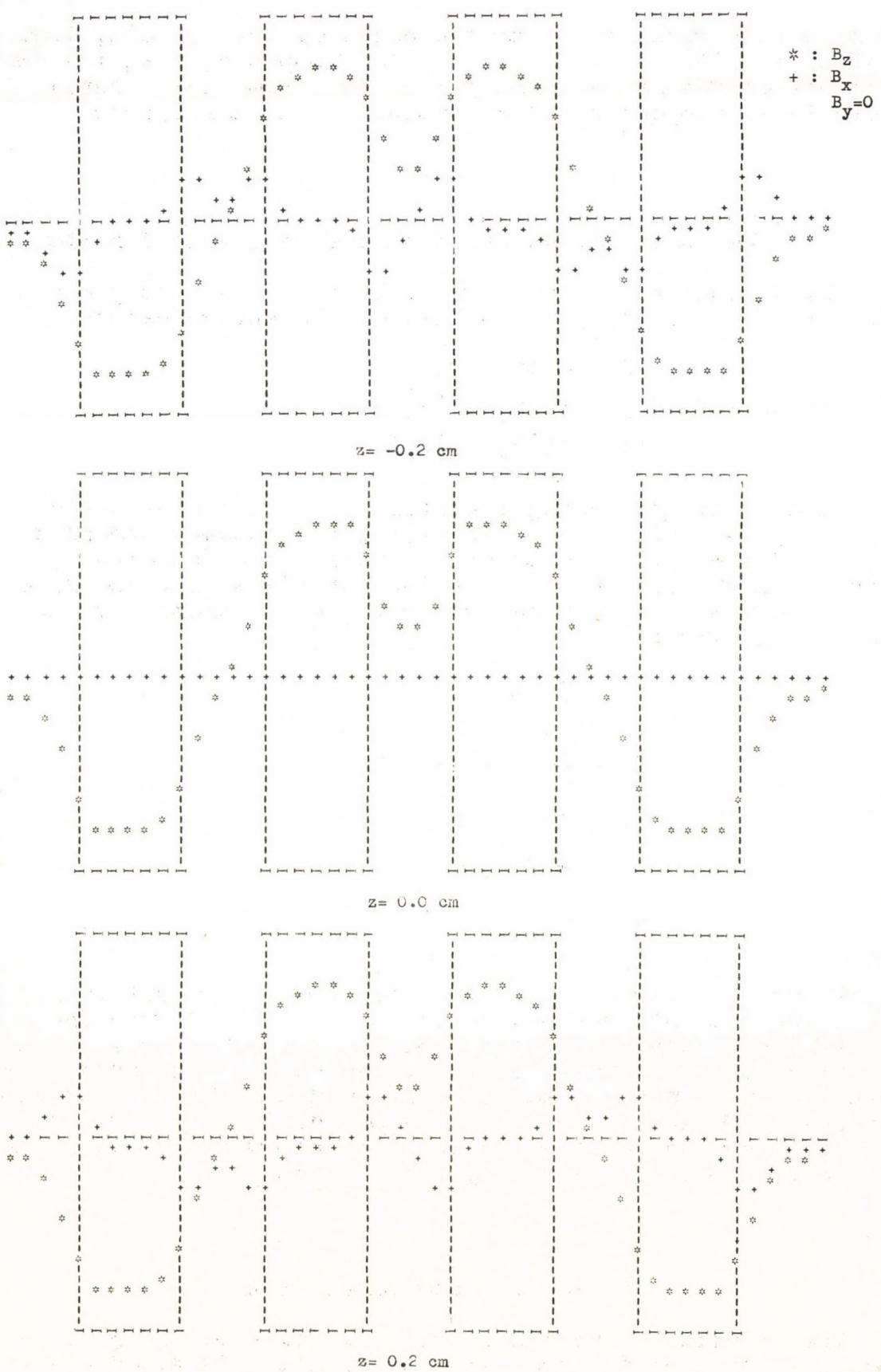


Fig. 4. The resulting magnetic field

x axis is perpendicular to the edges of the magnets, i.e. it coincides with the s axis, so $B_y \equiv 0$ (supposing that the used regions of the magnets are far enough from the corners). The calculated components of the magnetic field are shown in fig. 4.

3. The numerical solution of the equation of motion

The motion of a charged particle in a stationary magnetic field is described by the well-known Lorentz-equation:

$$\begin{aligned} \ddot{m\mathbf{r}} &= q(\dot{\mathbf{y}}B_z - \dot{\mathbf{z}}B_y) \\ m\ddot{\mathbf{x}} &= q(\dot{\mathbf{z}}B_x - \dot{\mathbf{x}}B_z) \\ m\ddot{\mathbf{y}} &= q(\dot{\mathbf{x}}B_y - \dot{\mathbf{y}}B_x) \end{aligned} \quad (4)$$

Performing the following transformation of the variables: $x_1 = \dot{x}$, $x_2 = x$, $x_3 = \dot{y}$, $x_4 = y$, $x_5 = \dot{z}$, $x_6 = z$, the primary second-order vector differential equation is transformed into the system of first-order differential equations of six variables. Since in our system B_y is identically zero, the equations have the following forms:

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \frac{q}{m} x_3 B_z \\ \dot{x}_2 &= x_1 \\ \dot{x}_3 &= \frac{q}{m} (x_5 B_x - x_1 B_z) \\ \dot{x}_4 &= x_3 \\ \dot{x}_5 &= -\frac{q}{m} x_3 B_x \\ \dot{x}_6 &= x_5 \end{aligned} \quad (5)$$

This system of equations can be solved without difficulties by numerical integration. To calculate and to draw the trajectories a computer program was written. The routine HPCG of the IBM Fortran Library-applying the Runge-Kutta method - was used to perform the numerical integration. The routine set the step-size in accordance with the prescribed accuracy. Considering a reasonable run-time and the errors of the field measurement, 1 per cent accuracy was required.

4. Results and conclusions

The results of the calculation differ from the results obtained by applying the first-order model in two respects:

- 1) In the bending plane the electrons leave the system shifted downwards with respect to the entrance direction and the

magnitude of this shift depends on energy (see fig. 5.).

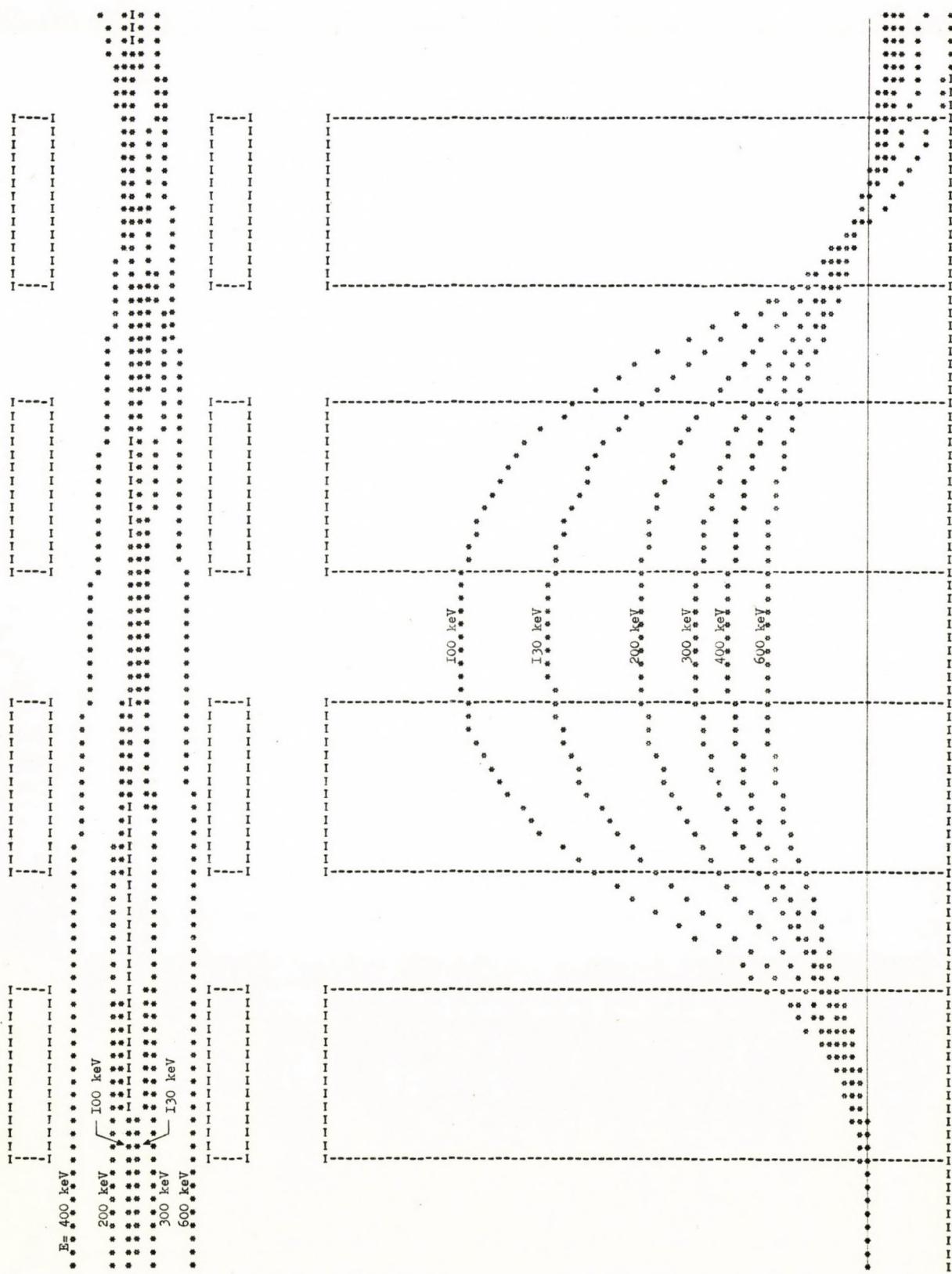


Fig. 5. Calculated trajectories

- 2) In the non-bending plane the fringing fields of the magnets have a good focusing effect, so fairly large angular divergence is allowed at the entrance in this plane (see Fig. 5-7.).

These conclusions have been justified in practice by photographing the beam profile in different points of the system. The photographs were taken by placing the film on the entrance and exit surface of the magnets. These photographs are shown in fig. 6. The measurements were carried out by electrons

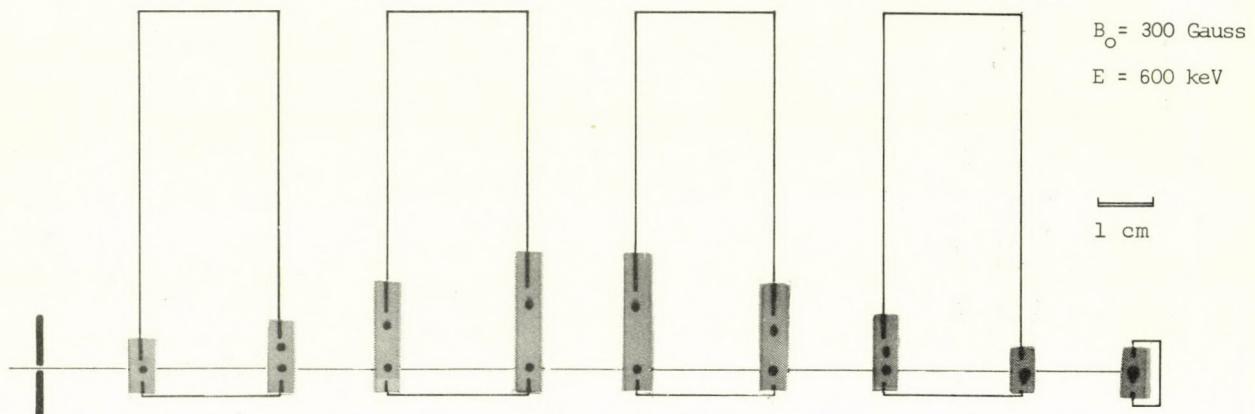


Fig. 6. The shape and position of the beam in different places of the system.

accelerated by the Cockcroft-Walton generator to an energy of 600 keV and scattered on a thin carbon target at an angle of 15° . The lower circular spots were produced by the electrons passing through the system at zero induction, i.e. they mark the x axis. The upper spots were taken at an induction of 300 Gauss.

Induction \ Energy	200 keV	400 keV	600 keV
uniform ($B_0 = 300$ Gauss) in every magnet			
reduced by 1.3 per cent in the inside magnets			

Fig. 6. The elimination of the shift.

1 cm

The shift of the beam from the x axis at the detector is an unfavourable effect. Its reason is the superposition of

fringing fields of the two inside magnets (the magnetic induction hardly falls down to the 50 per cent of its maximum value between these magnets). So some calculations were made to examine whether the optical characteristics of the system can be improved. According to the calculations, this disadvantageous effect could be eliminated in a broad energy range by a proportional decrease of the induction of the inside magnets with respect to the induction of the outside magnets. The photographs in fig. 7. show, that there is no shift for electrons with energies 200, 400 and 600 keV if the induction of the inside magnets is reduced by 1.3 per cent.

References

- [1] K. G. Steffen, High Energy Beam Optics (Wiley, New York, 1965)
- [2] J. J. Livingood, The Optics of Dipole Magnets (Academic Press, New York, 1969)
- [3] H. A. Enge, Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 278
- [4] H. Wollnik and H. Ewald, Nucl. Instr. Meth. 36 (1965) 93

Referee: Gy. Szabó

"SELF-REFRESHING" TIPUSÚ DISPLAY VEZÉRLŐ EGYSÉGEK MODULÁRIS μP-OS RENDSZEREKHEZ

MOLNÁR JÓZSEF

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51.

A cikk ismertetést ad intézetünkben fejlesztett, mikroprocesszoros célberendezésekhez illusztható video display vezérlő modulokról. Összefoglalását adja a televíziós rendszertechnika iidevonatkozó jellemzőinek, majd a digitális képmegjelenítés három eljárását mutatja be. Végezetül grafikus, alfanumerikus és függvény megjelenítő display vezérlők egy-egy lehetséges áramköri megoldásának ismertetésére kerül sor.

DISPLAY CONTROL UNITS FOR MODULAR MICROPROCESSOR SYSTEMS.
This article describes the video display control units for some microprocessor equipments developed in this institute. The most important characteristics of the television technique are summarized, and three methods of digital picture visualization are shown. Finally, some possible solutions of the circuitries of graphic, alphanumeric and graph display controllers are presented.

БЛОКИ УПРАВЛЕНИЯ ДИСПЛЕЕМ ДЛЯ МОДУЛЬНЫХ СИСТЕМ НА МИКРОПРОЦЕССОРАХ. В статье описываются модули управления видеодисплеем, разработанные в нашем институте для приборов на микропроцессорах. Даётся обзор о самых важных характеристиках телевизионной техники, а потом представляются три процедуры цифрового изображения в заключение приводятся возможные схемы для осуществления блока управления графическим, алфавитно-цифровым и диаграммовым дисплеями.

1. Bevezetés

A számítástechnikai eszközök és a velük dolgozó ember információkapcsolatának egyik leglényegesebb módja a vizuális megjelenítés. Számos területen, de különösen ott ahol gyors, áttekinthető információra van szükség, vizuális megjelenítők un. display-ek kerülnek alkalmazásra. Ezek az eszközök egyfajta ablakot nyitnak a láthatatlanra azáltal, hogy lehetővé teszik a kódolt üzenetek továbbításának az emberi gondolkodáshoz, érzékeléshez legközelebb álló formáját. Ha biztosított az, hogy az ember és a gép közötti információcsatorna mindenkorban magas műszaki színvonalú, a display további segédeszközökkel együtt - fényceruza, pozicionáló gömb, érintéses képernyő - a tervezés, a modellezés hajlékonyan alkalmazható eszközévé válthat.

Intézetünkben a mikroprocesszor-vezérelt célberendezések egy részénél szintén felmerül annak az igénye, hogy a mikroszámitó-gép oldaláról információt kell megjeleníteni display-en. Gondolunk itt alfanumerikus üzenetek közlésére, spektrummegjelentésre, vagy éppen digitálisan rögzített kép ábrázolására. A vezéző feladatát akkor végezhetné el a legkönyebben, ha választhatna a megjelenítés igényéhez legjobban illeszkedő, készen kapható berendezések közül.

A valóságos helyzet nem ilyen egyszerű!

Igaz, hogy beszerezhetők a különböző display-ek, de jelenleg egy ilyen összeállításu célberendezés költségeinek nagyobbik hányadát ezen berendezések ára képezné. Önkéntelenül adódik egy másik lehetőség: a kereskedelemben kapható TV készülék mint videomonitor olcsón rendelkezésre áll. A mikroprocesszorhoz illesztés elkészítésére két lehetőség kinálkozik:

- Egy-egy processzorcsalád elemkészletében minden találhatunk nagybonyolultságu display vezérlő áramköröket.
- Egyszerü elvi felépítésű digitális illesztő egységet készíthetünk elemi áramkörökkel.

A TV készülék kiegészítve az illesztő egységgel a mikroprocesszor buszára csatlakoztatható, s így a készen kapható display-ekkel funkcionálisan egyenrangú megoldást szolgáltathat. Moduláris felépítésű mikroprocesszoros rendszerben a különféle display vezérlő modulok előnye, hogy a mindenkorai feladathoz jól illeszkedő konfiguráció alakitható ki.

A következő részekben rövid áttekintés formájában szeretnénk ismertetni a különböző display illesztő modulok célszerű elvi felépítését, s egy-egy konkrét, realizált megoldást adni alfanumerikus-, függvény-, grafikus display vezérlő egységre. Ezt megelőzően azonban a szabványos televíziós átviteltechnika kötelező erővel ható rendszerét mutatjuk be röviden.

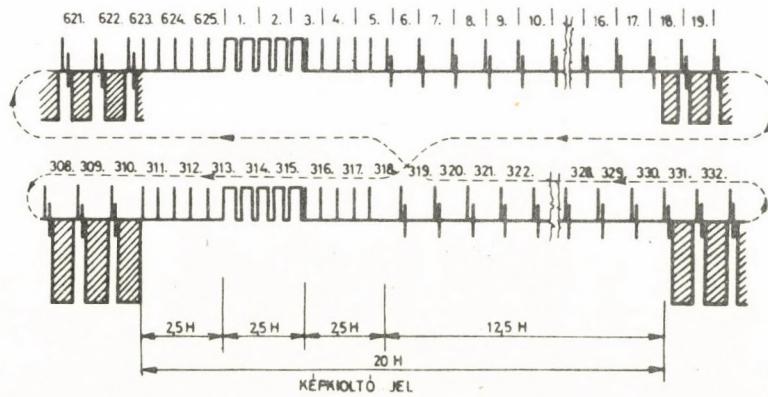
2. Televíziós rendszertechnika

Látszólag indokolatlannak tűnik egy ma már tradicionális rendszer technikai kérdéseivel foglalkozni, de mégsem lehet megkerülni. Abból a gyakorlati tényből kiindulva, hogy a gyártók többségének videomegjelenítésre előállított készülékei, - a videomonitorok - tulajdonképpen a TV készülékgyártás mellett mint "melléktermékek" keletkeztek és keletkeznek, átörökítették az ide vonatkozó szabványokat.

Ha visszatekintünk a televíziózás alig 45 éves multjára, akkor egyértelműen megállapítható, hogy bár minden fejlesztés, újdonság bevezetése a maga idejében teljesen korszerű volt, mégis ma már másképpen dolgoznánk ki a teljes rendszertechnikát. Sajnos a TV felépítését illetően hozott döntések olyan erővel hatnak ki a mára, hogy nem lehet szó drasztikus rendszer-korszerűsítésről, s ez bizony gátjává válik a haladásnak. A továbbiakban - részletes magyarázat nélkül - felsoroljuk azokat a rendszertechnikai jellemzőket amelyeket a display vezérlő egységek (európai rendszer) tervezésénél figyelembe kell venni.

A televízió-kép megjelenítése céljára ezidő szerint rendelkezésre álló képcsövek közös jellemzője, hogy a villamos-optikai átalakítást vákuumcsőben felgyorsított elektronok végzik, melyek a képernyő belső felületére felvitt foszforrétegbe ütközve megjelenítik a képet. A kép elegendően kicsi képelemekből, sorokból áll össze, amit időben egymás után továbbitanak video-jelként a képcső számára.

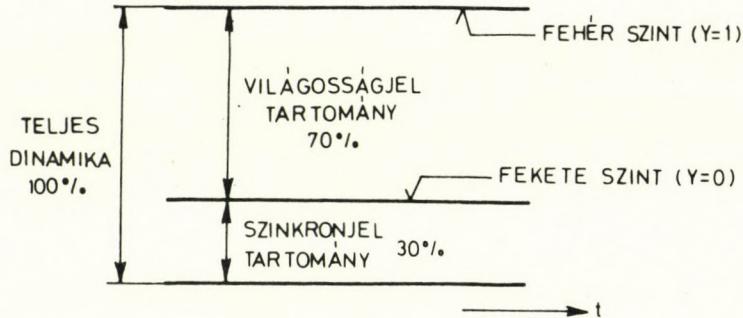
A sorok letapogatásának technikája "váltott soros", ami azt jelenti, hogy egy teljes kép ábrázolása két félképben történik. Először a páratlan, majd a páros sorok videojele kerül megjelenítésre. Ahhoz, hogy a kép "összeálljon" a sorok kezdetét a sor-, a félképek kezdetét a félképszinkronjelek időzítik. Az elektronsugár kioltását - minden sor és minden teljes félkép megjelenítését követő "visszafutás" ideje alatt - a kioltójelek végzik. Az 1. ábrán követhetjük végig az ábrázolt két félkép illeszkedését. A videojelek és a szinkronjelek szétválasztása amplitudó-, mig a sor- és félképszinkronizáló jelek megkülönböztetése idődiszkriminációval történik.



1. ábra. Televíziós félképek illeszkedése.

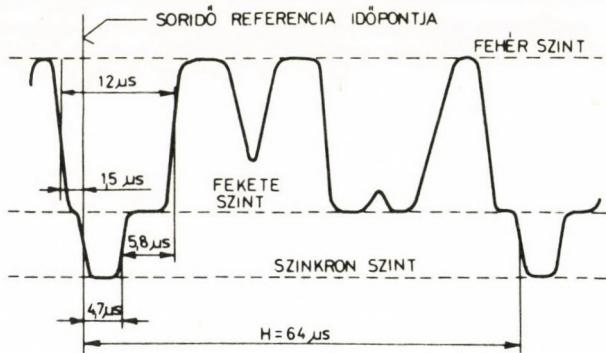
A legfontosabb rendszertechnikai jellemzőket a következő pontokban foglaljuk össze:

- Az ábrázolt sorok száma: 625
- Sоридő: $64 \mu\text{s}$ (15.625 Hz); megjelenítésre felhasználható "élő" idő: max. $52 \mu\text{s}$
- Félképidő: 20 ms (50 Hz); $312.5 \text{ sor} \times 64 \mu\text{s} = 20 \text{ ms}$
- Az összetett videojel dinamikatartománya:



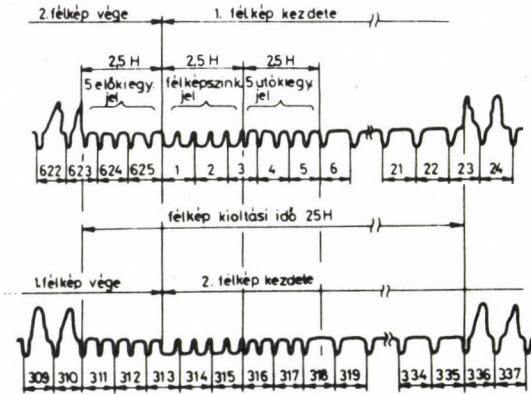
2. ábra. Az összetett videojel dinamikatartománya.

- Jellegzetes TV sor hullámforma a vizszinten szinkronozó és kioltójelekkel:



3. ábra. Horizontális időzítés.

- Jellegzetes TV hullámforma a félképváltó, félképkiooltó és kiegyenlitő jelekkel:



4. ábra. Vertikális időzítés.

A kiegyenlitő jelek biztosítják az egymást követő félképek illeszkedését, valamint védelmet jelentenek a félképváltáskor bekövetkező tranziens folyamatok idejére.

- A TV vevőkészülék alapsávi (video) sávszélessége: 6.5 MHz
- A nagyfrekvenciás moduláció tipusa: negativ amplitudó moduláció, azaz a modulált jel maximális amplitudója a moduláló jel minimum értékénél fordul elő.

3. Módszerek display képek előállitására

A videomonitorok számára az előző fejezetben áttekintett előírásokat kielégítő összetett videojelet kell előállítani. Visszatekintve a 2. ábrára megállapítható, hogy a videojel teljes dinamikatartománya jól elkülönülő "látható" és "láthatatlan" részre bontható. Csak a tervező számára lényeges "láthatatlan" tartományban található szinkron- és kioltójelek idő- és amplitudóviszonyainak szervezésénél a kidolgozott rendszertechnikát kell követni, realizálni. Sokkal lényegesebb - s ez már a felhasználó számára is fontos - a látható tartomány létrehozása, kialakításának az aktuális igényt kielégítő lehetősége.

A televízió-kép elemeinek fényintenzitását az elektronsugár vezérlő videojel amplitudója határozza meg.

Gondolatban állitsunk elő egy szabályos pl.: 256x512 pontból álló pontrasztert. Ezen pontmátrix sorai (256) legyenek az ábrázoló elektronsugár nyomvonalai, a televíziós sorok, amelyekben a pontok (512) azáltal keletkeznek, hogy a videoimpulzusok a képernyő adott helyén felvillanásokat hoznak létre. Az így kialakult pontrendszer szabályos strukturáját a szinkronjelek biztosítják. A felvillanó pontok további információt hordozhatnak, ha minden videoimpulzushoz annak amplitudóértékét, vagy színét meghatározó további információt rendelünk.

Önkényesen definiáltunk tehát egy pontmátrixot, azaz munkaterületet, ahol az ábrázolandó információ által megkívánt grafikus, alfanumerikus, vagy függvénymegjelenést végezhetünk. Itt utalunk az önkényes választás → 256x512 - néhány praktikus előnyére:

- 256 ábrázolt televíziós sor:

Maga a szám 2-nek egész kitevő hatványa (2^8), egyszerűvé válik a sorszámlálás. Továbbá nem kell váltott soros letapogatást alkalmazni, ami nagymértékben egyszerűsíti a szinkronizáló rendszert.

- 512 soronkénti pontszám:

Szintén 2-egész kitevő hatványa. Ha az elemi pontidőt 100 ns-ra választjuk a széleskörben használt TTL áramkörkészettel szemben nem támaszt irreális sebességgényt - 51.2 μ s-ra adódik a sor ábrázolási ideje, ami az elvi 52 μ s-nál kisebb. Másrészt gondolva az előző fejezetben említett alapsávi sávkorlátázásra (6.5 MHz) a videojel legkedvezőtlenebb előfordulásakor is - 5 MHz frekvenciáju négyszöghullám - még jó kontrasztú képet ad.

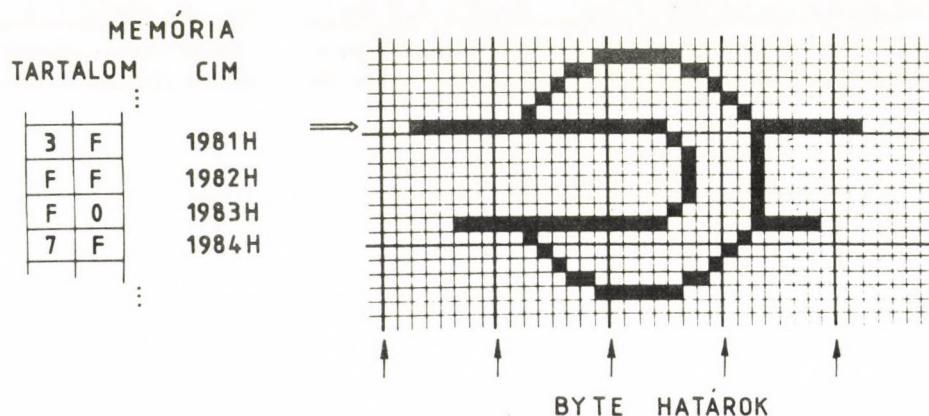
3.1. Grafikus megjelenítés

Felhasználói oldalról közelítve a grafikus display olyan berendezés, amely az adott feladat által megkivánt felbontású pontmátrix munkaterületen tetszőleges pontok felhasználásával "bármit" meg tud jeleníteni. Ez a pontmátrix a legkülönbözőbb léptékű, felbontásu lehet: 256x512 vagy akár 4096x4096. Ha a mátrix pontjai kétértékük, a tárolásuk könnyen realizálható digitális memóriaelemek segítségével.

Az elvi megoldás kézenfekvő, tulajdonképpen a következő főbb szempontokra kell, hogy kiterjedjen:

- 1) Létre kell hozni irható/olvasható digitális memóriaelemekből (RAM) egy olyan tárolót, amely annyi elemi egységet - bitet - tartalmaz, mint ahány képelemből a pontmátrix áll. Ezt a memóriát nevezzük frissítő memóriának.
Pl.: ez 256x256 pont esetén 2^{16} bit = 8 kbyte.
- 2) Biztosítani kell egyértelmű megfeleltetést a bitek és a képelemek között.

Az 5. ábra mutatja be vázlatosan a képernyőn megjelenő rastertérkép és a memória (képfrissítő memória) tartalma közötti logikai kapcsolatot.



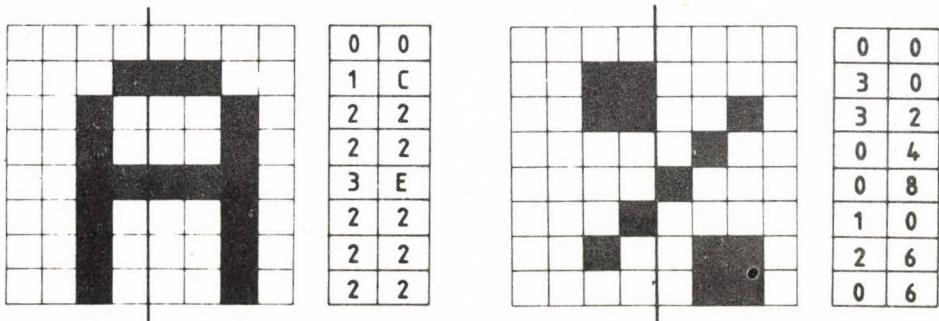
5. ábra. Grafikus megjelenítés vázlatá

A kép tárolása ugy történik - s ez a grafikus display vezérlők alapvető ötlete - hogy az egyes televíziós sorokban az elemi képpontok videojelle cimszerint egymást követő memória-rekeszek tartalmával van kapcsolatban. A megjelölt televíziós sorban az első 8 pont videojelét a frissítő memória 1981H című rekeszének tartalma határozza meg, a második 8 pont videjelét a memória 1982H címén lévő tartalom adja ... stb. Igy igazodva a memória szervezéséhez a teljes kép 8 vagy 16 bites (képelem) darabokra tördelve előállítható.

3.2. Alfanumerikus megjelenítés

Alfanumerikus információ megjelenítésekor egy előre definiált karakter vagy szimbólumkészletet használunk. (Pl.: ASCII). Egy-egy karakter képe általában 5x7-es vagy 8x8-as pontmátrix megfelelő pontjaiból áll össze.

Ezeket a kódokat egy csak olvasható memória az un. karaktergenerátor tartalmazza. Ezért a grafikus display pontonkénti hozzáférésével szemben az alfanumerikus display-en a felhasználó által elérhető legkisebb egység pl.: a 8x8-as pontmátrix melynek belső pontstrukturája, képelemtarthatma mindenkor a karaktergenerátorban dől el. 6. ábra.



6. ábra. 8x8-as pontmátrix

Itt is meg lehet említeni a realizálás legfontosabb szempontjai körülbelül a következőket:

- 1) Biztosítani kell tárolóterületet, ahol elhelyezhető annyi karakterkód, általában ASCII, ahány karaktert a munkaterületen ábrázolni lehet.
Pl.: ez 64 karakter/sor x 32 sor esetén 2^{11} byte = 2 kbyte
- 2) Egyértelművé kell tenni a memóriában tárolt kódok, valamint a képernyőn megjelenő karakterkép logikai kapcsolatát.

Alfanumerikus üzenetek ábrázolásakor tehát a frissítő memória az illető karakter kódját, azaz a karaktergenerátorban tárolt, a kérdéses karakter képét illusztráló 8x8 bites (8byte) blokk címét tartalmazza. Egy karakter a képernyő 8 televíziós sorában kerül ábrázolásra, amint az a 7. ábrán látható.

1.karakter 1.tv sora 2.karakter 1.tv sora ... 64.karakter 1.tv sora
 1. " 2. " 2. " 2. " ... 64. " 2. "

1.KAR.
SOR

•
•
•
•

1.karakter 8.tv sora 2.karakter 8.tv sora ... 64.karakter 8.tv sora

•
•

32.KAR
SOR

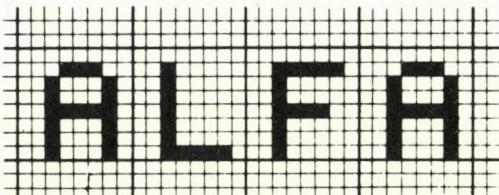
.....

MEMÓRIA
TARTALOM CIM

4	1
4	C
4	6
4	1

1981H
1982H
1982H
1983H

ASCII kódok



7. ábra. Alfanumerikus megjelenítés vázlata

Gyakran előfordul a kvázigrafikus display megnevezés. Ez rendszertechnikailag itt emlitendő meg, hisz tulajdonképpen az alfanumerikus karakterek 8x8-as mátrixához hasonlóan pl.: 8x8-as strukturáju grafikus szimbólumok ábrázolását jelenti.

3.3. Függvény megjelenítés

A méréstechnika számos területén, de különösen a nukleáris méréstechnikában gyakori feladat az idő, energia, hullámhossz mint paraméterek függvényében események gyakoriságának mérése. A mérés során keletkező spektrum elsősorban kvalitatív értékelésének legegyszerűbb módja a spektrumnak mint egyértékű függvénynek az ábrázolása. Ez történhet papiron, oszcilloszkóp képernyőjén, de kényelmes lehetőséget nyújt ilyen célra az előzőekben már grafikus, alfanumerikus megjelenítőként ismertetett video-monitor is. A videomonitor 256x512 pontból álló munkaterületét ugy is tekinthetem, mint egy 512 oszlopból álló táblázatot, s minden oszlopon 256 függőleges beosztás van. Az 512 oszlop mindegyikéhez hozzárendelhetünk a mérési paraméter egy diszkrét értékét, mig az adott diszkrét értéknél a mérési eredmény az illető oszlop függőleges skáláján "bejelölhető".

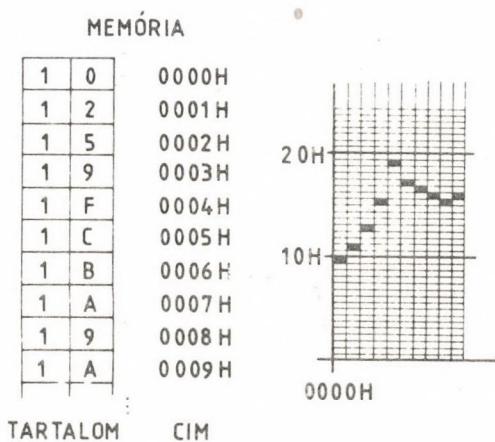
Azaz függvénymegjelenítéskor:

- 1) Tárolni kell annyi digitális kódot, ahány oszlop alkotja a függvényt
- 2) Az egyes kódok hossza a függvény függőleges léptékéhez igazodva olyan, hogy minden oszlop valamennyi függőleges beosztása kiválasztható, megjelölhető legyen. Példánkban, mivel a függvény függőleges léptéke 256, bármely érték 0-tól 255-ig 8 bitben kódolva kiválasztható. A szükséges tároló kapacitás 512x8bit.

- 3) Meg kell szervezni a frissítő memóriában tárolt bináris kódok és a képernyőn megjelenített kép logikai kapcsolatát.

A megjelenítés folyamata ezek után a következő:

Az 512x8 bites szám minden televíziós sorban a megjelenítésre biztosított előidő alatt ($t_{elő} \leq 52 \mu s$) kiolvasásra kerül, s egy un. döntő logikai hálózatra jut. Ehhez az egységhoz jut továbbá a sorszámláló tartalma is mely jelzi, hogy az elektron-sugár hányadik televíziós sorban fut. Ha a kiolvasott kód és a pillanatnyi tv sorszám megegyezik a logikai hálózat kimenetén keletkező videojel hatására az oszlopszám és a tárolt bináris kód által egyértelmű tett helyen fénypont villan fel. Ezt a folyamatot szemlélteti vázlatosan a 8. ábra.



8. ábra. Függvény megjelenítés vázlata

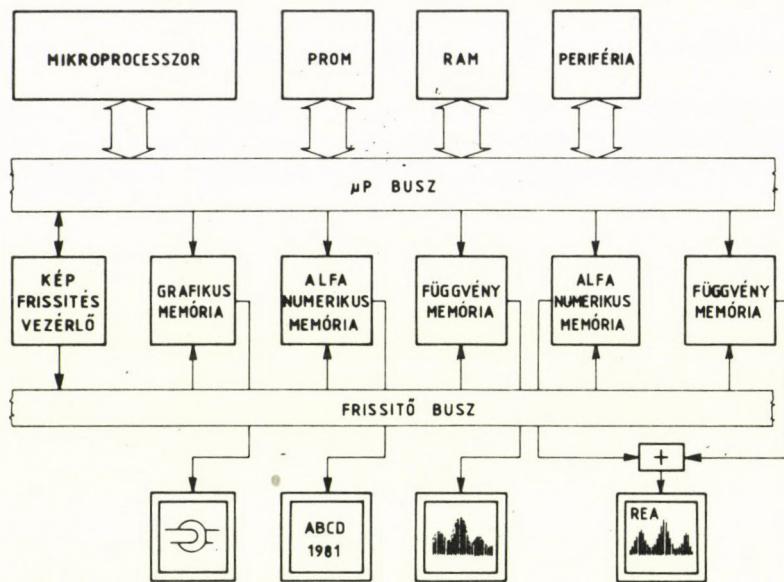
3.4. A "self-refreshing" tipusu display vezérlő rendszer

Mielőtt rátérnénk a grafikus, az alfanumerikus és a függvény megjelenítő modulok ismertetésére a 9. ábra alapján röviden jellemzzük azok rendszertechnikai környezetét. Ha visszagondolunk a megjelenítés elvi tárgyalásánál mondottakra, a következőket lehet megállapítani:

- valamennyi módszernél alapvető az információ tárolásához szükséges memóriakapacitás létrehozása, továbbá
- a képernyőn megjelenő információ és a tárolt kódok logikai kapcsolata.

Az előbbi követelmény egy megfelelő kapacitásu RAM memóriával kielégithető. Ez lehet a mikroprocesszor memóriájában programmal definiált terület, vagy egy önálló tartomány. Mindkét esetben biztosítani kell a kettős hozzáférést egyrészt a μP , másrészt a képfrissítést végző áramkör oldaláról.

A képfrissítést biztosító eszköz realizálja a tárolt "digitális"- és a képernyőn megjelenő kép logikai kapcsolatát. A memóriához való hozzáférése és a μP -vel történő együttműködése rendszertechnikailag többféleképpen alakitható ki. Egyik módszer a "self-refreshing", egy másik pl.: a programozott DMA-t használó megoldás.



9. ábra. "Self-refreshing" tipusu rendszer

Ezen utóbbi elven működnek a nagybonyolultságú display vezérlő IC-k, melyek integráltan tartalmazzák a különböző funkciókat ellátó egységeket. Képfrissítéskor - a μP futását megszakítva - DMA-n keresztül fordulnak a memoriához az ábrázolni kívánt információ kódjaiért.

"Self-refreshing" tipusu képfrissítésnél külön hardware egység végzi a memória végigcímzését, s ha a megjelenítés megki-vánja a különböző display vezérlők közös meghajtást kapnak. Ez-zel a megoldással a képfrissítés a μP működésétől függetlenné válik, nem terheli annak gépidejét.

4. Display vezérlő modulok

Az előző fejezetben vázlatosan áttekinthettük a különböző display képek előállításának egy-egy célszerű módszerét.

Egy display vezérlő egység funkcionálisan több részre tagolható. Gyakorlati okok miatt két fő egységre bontjuk, s a továbbiakban ezek megvalósítását mutatjuk be az egyes ábrázolási módok esetében:

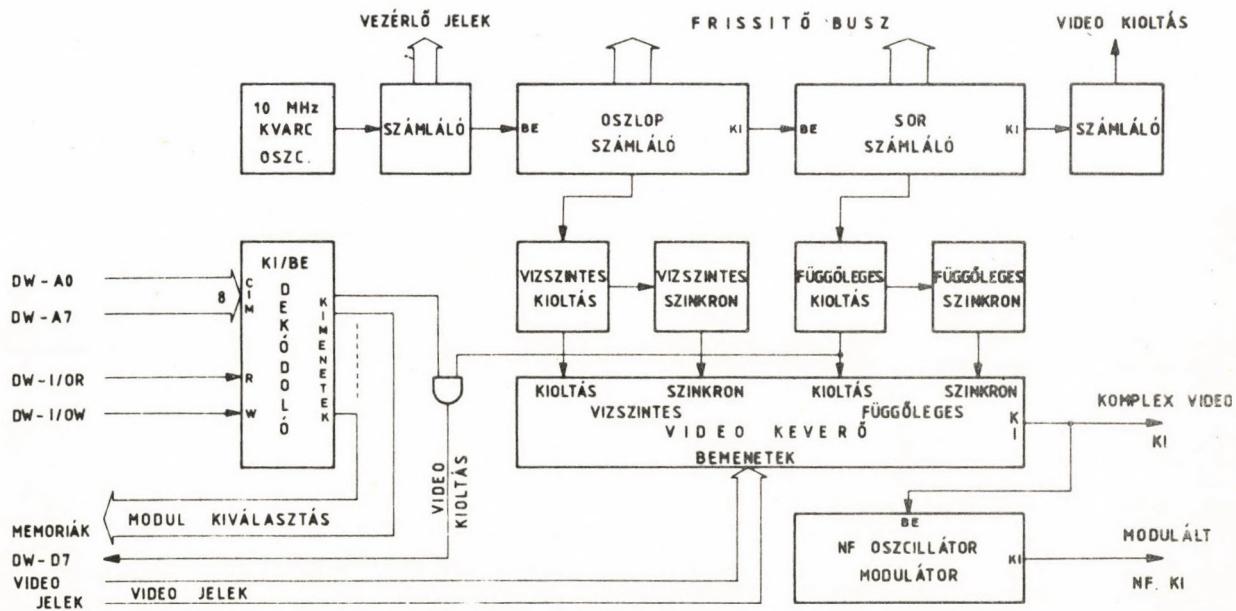
- 1) Szinkron generátor modul
- 2) Frissítő memória modul

4.1. Szinkron generátor modul

A display képek előállításának módszere megegyező abban a jellemzőben, hogy egy megfelelő kapacitásu memória tartalmát kell a videojelet generáló áramkör - shift regiszter, karaktergenerátor+shift regiszter, komparátor - rendelkezésére bocsátani. minden egyes félkép lefutásánál a memoriában tárolt

adatokat legalább egyszer végig kell olvasni.

A szinkron generátor végzi a frissítő memória kiolvasásához a címek, továbbá a videomonitor szinkronizálásához a szinkron- és kioltójelek előállítását. Ebben a modulban történik a komplex videojel amplitudóhelyes keverése, valamint ha ez szükséges, a TV készülék közvetlen működtetéséhez a nagyfrekvenciás jel keltése. A modul elvi vázlatra a következő (10. ábra):

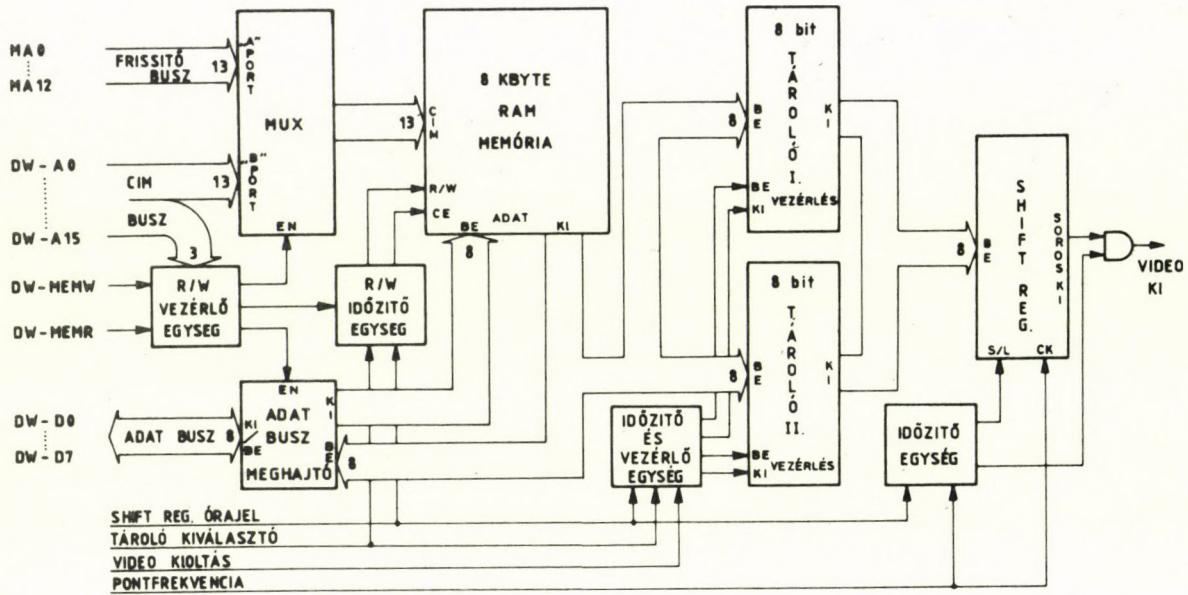


10. ábra. Szinkron generátor modul

Egy szinkron generátor modul a μ P buszára egymással párhuzamosan csatlakozó több memória modul szinkron vezérlését is végezheti, ezáltal egyszerre 2,3... - intenzitásban megkülönböztethető - kép jeleníthető meg a monitoron (9. ábra).

4.2. Grafikus display vezérlő

Az elkészített grafikus vezérlő 256x256 független elemi pontból álló kép megjelenítését teszi lehetővé. A memória modul tartalmazza a 256x256 rászterpontból álló "digitális" kép tárolásához szükséges memóriát (8kbyte) és a további kiegészítő áramköröket. A tár félképenkénti ciklikus kiolvasását és ezzel a kép frissítését a szinkron generátor vezérli.
A memória modul, melynek vázlatra a 11. ábrán látható a következő funkcionális egységeket tartalmazza:



11. ábra. Grafikus display frissítő memória modulja

- RAM MEMÓRIA

A 256x256 pontos raszterkép tárolására szolgáló memória kettős hozzáférésű. Egyszerűen biztosítani kell, hogy a μP busz felé normál memóriaként viselkedjen, másrészt lehetővé kell tenni a képfelülvilágítást vezérlő szinkron generátor számára is a hozzáférést.

Amennyiben a processzor műveleteknek - olvasás, módosítás - van prioritása egy editált kép áttöltése és megjelenítése a lehető legrövidebb idő alatt végbe megy.

Ugyanakkor zavarjelek keletkeznek a képernyón, ami nem statikus információ (spektrum usztatás) megjelenítésekor kellemetlen lehet. Ha a frissítő memóriába történő írás/olvasás képkiallítási időszakra esik a zavarjelek nem láthatók. Ez a fajta memória hozzáférés, az összetett kioltójel mint stáruszjel figyelésével realizálható, ezzel együtt azonban csökken a kép átirásának sebessége.

Azáltal, hogy a memória a processzor felől irható és olvasható, lehetővé teszi a megjelenítendő információ editálását ugyanazon a tárolóterületen.

- MUX (cimmultiplexer), ADAT BUSZ MEGHAJTÓ

Ezek az áramkörök biztosítják a memória kettős hozzáférését. Egyrészt azzal, hogy processzor műveletekkor, a MEMR, MEMW vezérlő jelek hatására a vezérlő-, cím- és adatvezetékeket a μ P busszal kötik össze. Másrészt a képfelületnek megfelelő ütemű memória olvasáskor a cimvezetéket a frissítő buszon keresztül a szinkron generátorral kapcsolják az adatvonalak μ P buszról történő egyidejű leválasztásával.

- TÁROLÓ I.II., SHIFT REGISZTER

Képfelületen a televíziós rendszertechnika által megkívánt videojelet kell formálni, azaz az egyes pontok fényesség-információját időben egymás után kell a letapogató elektronsugár vezérléséhez továbbítani. Szükséges a memória párhuzamosan kiolvasott 8 bitjének sorossá alakítása és a pontfrekvenciának megfelelő ütemű kihangosítása ($f_{pont} = 5 \text{ MHz}$). Az éppen ábrázolt 8 képpont bitjeinek shiftelése elegendő időt enged ($1.6 \mu\text{s}$) a következő 8 képpont kódjának eléréséhez, s a shift regiszterbe töltésig átmeneti tárolóba írásához. A két átmeneti tároló byte-onként szinkronizálást végez a memória olvasás és az adatok shift regiszterbe való töltése között.

- IDŐZITŐ és VEZÉRLŐ EGYSÉG

Vezérlik a memória tartalom módosítását, olvasását, képfelületen a memória tartalom módosítását, olvasását, képfelületen az adatok átmeneti tárolóba, s onnan shift regiszterbe való töltését, valamint a videojel formálását.

4.3. Alfanumerikus display vezérlő

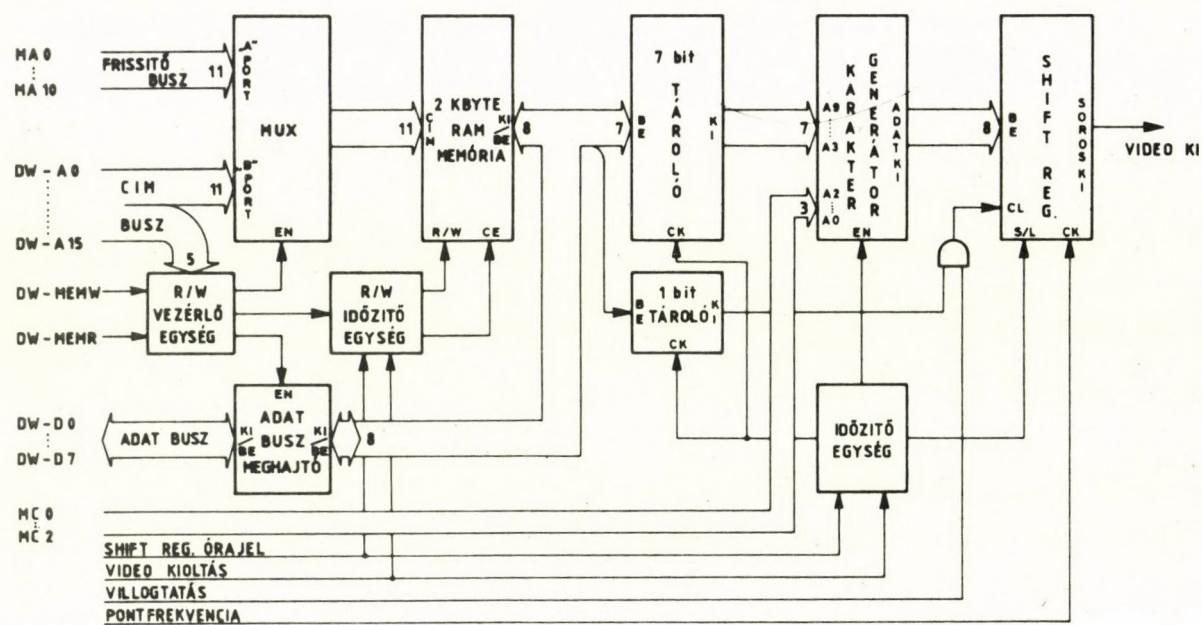
Az alfanumerikus vezérlő - szinkron generátor és frissítő memória - 32 sorban, soronként 64 ASCII karaktert jeleníthet meg. A karakterek formátuma 8x8-as pontmátrix. Kvázigrafikus megjelenítéshez néhány speciális szimbólumot is tartalmaz a karaktergenerátor. Markerezésre, szövegközi részletek villogtatással történő kiemelésre szolgál a 7 bites ASCII kódokat 8 bitre kiegészítő 1 bites információ. A memória modul elvi felépítését követhetjük végig a 12. ábra alapján.

- RAM MEMÓRIA

Ezen a 2 kbyte-os tároló területen kell már megszerkesztett formában elhelyezni a képernyőn megjelenitendő információ kódjait. Itt is meg kell oldani a memória kettős hozzáférésének lehetőségét, a processzor műveletek és a képfelület időzítésének az összehangolását.

- MUX, ADAT BUSZ MEGHAJTÓ

Feladata és működési elve a grafikus vezérlő azonos áramköri egységgel megegyező.



12. ábra. Alfanumerikus display frissítő memória modulja

- TÁROLÓ, SHIFT REGISZTER, KARAKTER GENERÁTOR

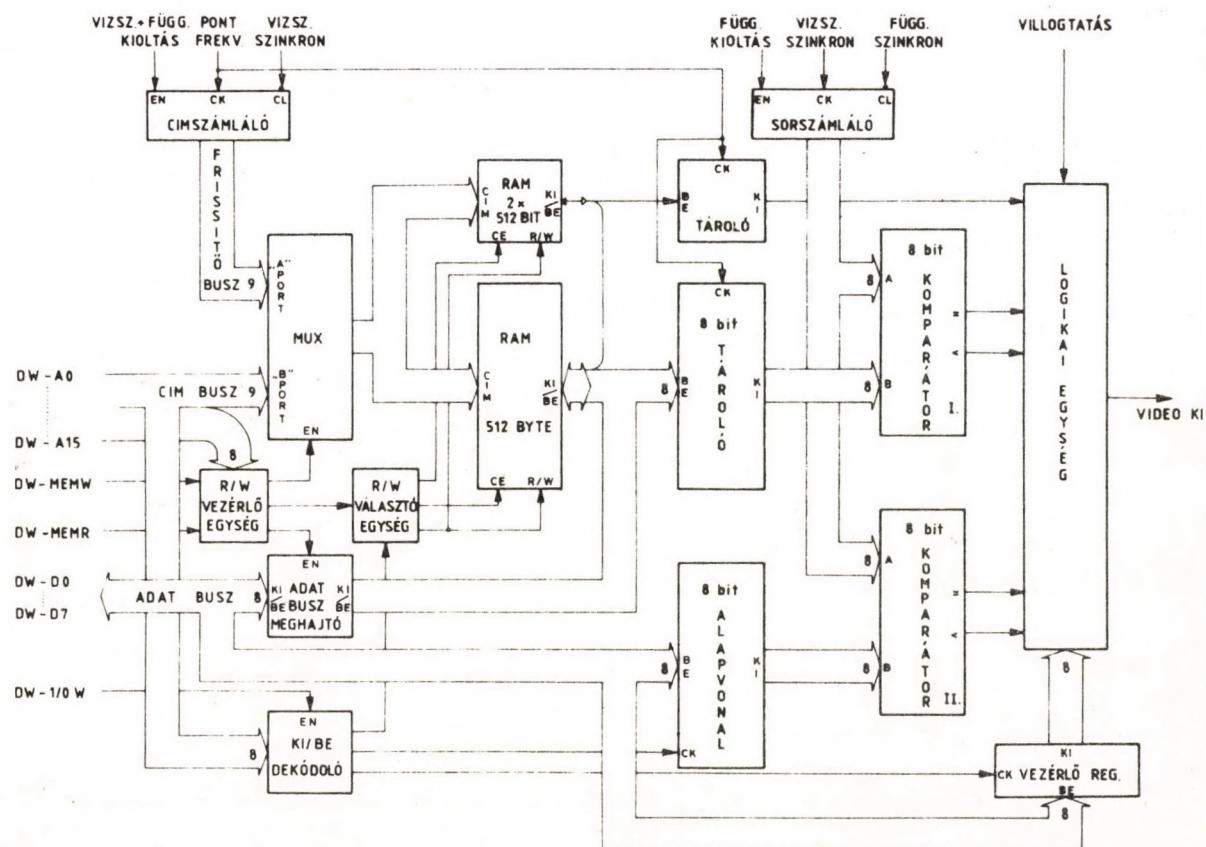
Képfrissítéskor a memóriából kiolvasott karakter kódok az átmeneti tárolón keresztül a karakter generátorra jutnak. Ez az áramkör egy előre programozott, megfelelő kapacitású ROM. Az ASCII kódtáblázat 128 db karakterből áll, s ha egy karakterkép 8x8-as pontmátrixban realizálódik, a szükséges ROM kapacitás $128 \times 8\text{byte} = 1\text{kbyte}$. A karakter generátorban 8 byte-os blokkokban foglalnak helyet a karakterképek, a blokkok kezdőcímei $\emptyset - 7\text{FH}$ -ig megegyeznek az illető karakter ASCII kódjával. Ábrázoláskor a karakter generátor 7 címvezetékén jelenik meg a karakter ASCII kódja, míg további 3 címvezetéken kerül kiválasztásra az illető karakterkép kódját tartalmazó 8 byte-os blokk egy byte-ja, azaz a karakter éppen megjelenített TV sorának kódja. Ez a 8 bit shift regiszterbe kerül, ahol párhuzamos/soros átalakítással, valamint a bitek pontfrekvenciával (10 MHz) törtenő kiléptetésével keletkezik a videojel.

- IDŐZITŐ és VEZÉRLŐ EGYSÉG

Láttuk, hogy az ASCII kódtáblázat egy karaktere 7 bittel kiválasztható. A 8. bit, melyet programozni lehet, hordozza azt az információt, hogy a megjelölt karakter villogjon-e. Ezt a feldatot, valamint további időzítési és vezérlési feladatot lát el ez az egység.

4.4. Függvény display vezérlő

A 13. ábrán látható annak az áramkörnek a blokkvázlata, mely az előző fejezetben ismertetett függvény megjelenítés egy cél-szerű eljárását realizálja.



13. ábra. Függvény display frissítő memória modulja

A modul jellemző paramétereinek áttekintésekor említeni érdemel az, hogy 512 diszkrét pontban adott egyértékű függvény megjelenítését vezérli. Ezt a tv technikai eszközökkel még biztosítatlan felbontást (3. fejezet), 100 ns-nál kisebb hozzáférési idővel rendelkező memória áramkörök felhasználásával lehetett elérni. Az egység további, az ábrázolást szemléletessé tevő szolgáltatása kétféle markerezési lehetőség. A függvény oszlopok külön-külön villogtatással, vagy fénymodulációval jelölhetők meg. A spektrumok képernyőn folytatott kvalitatív értékelésének hasznos eszköze a 256 függőleges beosztás bármelyik pontjában "huzható" vizszintes alapvonal. A választott markerezési mód, valamint az alapvonal generálás programozottan végezhető.

A függvény display vezérlő - szinkron generátor, frissítő memória a modul - további, az alfanumerikus vezérlő frissítő memória moduljával együtt ad teljes értékű megoldást. Hiszen a spektrum feliratozása, az értékelési eredmények gyors közlése csak így lehetséges.

A blokkvázlaton a grafikus, alfanumerikus display vezérlők-nél jellemzett funkcionális egységeken tulmenően további eleme-ket találhatunk. A frissítő memória, cimmultiplexer, adatvonal meghajtó, átmeneti tárolók, időzítő és vezérlő logikai egysé-gek feladata és működése alapvetően azonos az eddigiekkel. Uj elemként jelent meg azonban a SORSZÁMLÁLÓ, KOMPARÁTOR I. II., ALAPVONAL REGISZTER, VEZÉRLŐ REGISZTER.

- SORSZÁMLÁLÓ

A televíziós sorok számlálását végzi, félképenkénti periódici-tással. A megjelenített aktuális tv sor sorszámának bináris kódja a komparátorra jut.

- KOMPARÁTOR I.II.

A függvény megjelenítés elvi ismertetésében emlitett döntő há-lózatot a komparátor realizálja.

Ennek az áramkörnek a feladata a videojel képzés azáltal, hogy a frissítő memóriában tárolt 8 bites bináris számértékeket sor-ról-sorra összehasonlitja a sorszámláló aktuális tartalmával. A sorszámláló tartalma 64 μ s-onként eggyel csökken, s ez alatt az idő alatt a pontfrekvenciával (10 MHz) működő cimszámláló ciklikusan végigcímzi a teljes frissítő memóriát és az átmeneti tárolón keresztül a komparátorra juttatja a tárolt kódokat. A komparátor "=" kimenetén keletkező videoimpulzusok azt jelzik, hogy az adott oszlophoz tartozó érték azonos az éppen ábrázolt tv sor sorszámával. Amennyiben az "=" kimenet helyett a " \leq " ki-menetet használjuk, akkor mindenkor keletkezik videojel az adott oszlopban, ameddig a sorszámláló tartalma ki-sebb az oszlopban ábrázolt értéknél. Ez lehetőséget nyújt a pontozott megjelenítés mellett a kitöltött terüettel történő ábrázolásra is.

- ALAPVONAL REGISZTER

A μ P buszról tölthető fel 8 bites kóddal, a kód által jelzett tv sorban a képernyőn vízszintes vonal jelenik meg.

- VEZÉRLŐ REGISZTER

Az üzemmód regiszterben tárolt kóddal kerül kiválasztásra a ki-vánt megjelenísi mód. Választhatunk pl.: vonalas vagy ponto-zott ábrázolást, megjelölhetünk függvény oszlopokat villogtatás-sal vagy fénymodulációval, továbbá megoldható az alapvonal tör-lése.

5. Összefoglalás

Az ismertetett display vezérlő modulok a jelenleg fejlesztett µP-os célberendezésekben kerültek alkalmazásra. Működtesük, tesztelésük során szerzett kezdeti tapasztalatok alapján megállapítható, hogy a video megjelenítés mikroprocesszoros célberendezésekben történő realizálása egyáltalán nem öncélu. Ellenkezőleg, felhasználásukkal az ember és gép információkapcsolatát teljesebbé tevő eszközt adhat a tervező a felhasználók kezébe.

Hivatkozások

- [1] Dr. Ferenczy Pál, Televízió vevőkészülékek (Tankönyvkiadó, 1977, Budapest)
- [2] Dr. Ferenczy Pál, Televízió technika (Tankönyvkiadó, 1977 Budapest)
- [3] Raster Graphics Handbook (Conrac Division, Conrac Corporation, 1980)
- [4] The TTL Data Book for Design Engineers (Texas Instruments, 1976)
- [5] Intel Data Catalog (Intel Corporation, 1977)
- [6] Intel Peripheral Design Handbook (Intel Corporation, 1979)
- [7] Mostek Memory Product Catalog (Mostek Corporation, 1977)
- [8] Fairchild Linear Integrated Circuits Data Book (Fairchild Camera and Instruments Corporation, 1976)

Lektor: Lőkös Sándor

Az ATOMKI Közlemények negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 6
Debrecen, 1981/december
Példányszám: 440

АТОМКИ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 23 / № 4

СОДЕРЖАНИЕ

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	251
З. Нормань: Исследование свойств бездисперсной магнитной системы транспортировки численным расчетом траекторий	251
Й. Молнар: Блоки управления дисплеем для модульных систем на микропроцессорах	261

ATOMKI BULLETIN

Volume 23 / Number 4

CONTENTS

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	251
Z. Kormány: Examination of the characteristics of a nondispersive magnetic transport system by the numerical calculation of trajectories	251
J. Molnár: Display control units for modular microprocessor systems	261