ATOMKI Közlemények

310.565

79tmelleklet

21. kötet 1. szám



MTA ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE DEBRECEN

9

1979.

ATOMKI Közlemények

21. kötet

1. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Olda
Csongor É., Az atmoszférikus Kr-85 koncentráció mérési módszerei és az ATOMKI-ban 1966-1977 között végzett mérések	l
Mészáros S., Vad K., Novák D., Toroid tipusu nióbium pontkontaktusos rf SQUID készitése	13
MÜHELYÜNKBŐL-LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Zolnai L., PAL-III program mágneskazetták előformálásá- ra	31
Lőkös S., PDP-8/i kisszámitógéphez illesztett egyszerü bináris számlálók	35
INTÉZETI HIREK	41
Felkészülés a debreceni U-103 ciklotron orvosi célu alkalmazására (az MTA Atommag Kutató Intézete és a Debreceni Orvostudományi Egyetem közös tudományos ülésének előadásanyaga)	49

ATOMKI Közlemények 21 (1979)1-12

AZ ATMOSZFÉRIKUS Kr-85 KONCENTRÁCIÓ MÉRÉSI MÓDSZEREI ÉS AZ ATOMKI-BAN 1966-1977 KÖZÖTT VÉGZETT MÉRÉSEK

CSONGOR EVA

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A szerző először áttekintést ad a Kr-85 koncentráció mérés eddig alkalmazott különböző módszereiről; a dusitási és mérési eljárásokról.

A második részben az ATOMKI-ben 1966 óta rendszeresen végzett méréseket ismerteti. A nagy tisztaságu Kr gáz mintákat a miskolci Kryptongyárból kapják. A mérés egy 136 cm³ effektiv térfogatu, belső gáztöltésü GM számlálócsővel történik, amelyet 90 torr Kr gázzal és 10 torr izobutánnal töltenek. A közlemény az 1966 óta végzett mérések adatait összesitve tartalmazza. A Kr-85 koncentráció a kezdeti gyors növekedés után az 1970-es években egy csaknem állandó értéket vett fel, a jelenlegi koncentráció szint mintegy 18 pCi/m³ levegő, ami a teljes atmoszférában 70 MCi akkumulálódott értéknek felel meg. Az állandósult érték alapján kiszámitható volt, hogy a jelenleg müködő reprocesszáló üzemek évente 5 MCi aktivitásu Kr-85 gázt bocsátanak ki az atmoszférába.

MEASURING METHODS OF THE ATMOSPHERIC Kr-85 AND Kr-85 CONCENTRATION MEASURED IN ATOMKI (Debrecen, Hungary) BETWEEN 1966-1977.

In the first part of this paper a review about the various sampling and measuring methods of the atmospheric Kr-85 concentration is given. In the second part the measurements carried out regularly in Debrecen (Hungary) since 1966 are discussed. The high purity Kr gas is produced by the Krypton-Factory (Miskolc, Hungary). The Kr-85 activity of the samples is measured by an internal GM counter with an effective volume of 136 cm³. The counter was filled to 90 torr with Kr and to 10 torr isobutane as quenching gas. All the data measured since 1966 are published in this paper.

The Kr-85 concentration was rapidly increasing in the first years, in the seventies it became nearly constant, recently there is a very slow increase again. The

MAGYAR MOMÁNYOS AKADÉM KÖNYVTÁRÁ present concentration level is about 18 pCi/m³ air, which is equal to 70 MCi accumulated activity in the total atmosphere. On the basis of the near constancy of this level it can be guessed that present operating reprocessing plants release yearly 5 MCi Kr-85 gas into the atmosphere.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АТМОСФЕРИЧЕСКОГО ⁸⁵ Kr И ИЗМЕРЕНИЯ, ПРОВЕДЕННЫЕ В АТОМКІ В гг. 1966-1977. В первой части работы дается обзор о различных методах, примененных до сих пор для измерения концентрации ⁸⁵ Kr; о процедурах обогащения и измерения.

Во второй части описываются регулярные измерения, проведенные в АТОМКІ с 1966 г. Газовые образцы криптона с высокой чистатой получены от криПтонного завода города Мишкольц. В измерениях использовался газонаполненный счетчик Гейгера-Мюллера, наполненный 90 мм рт.ст. криптоном и 10 мм рт.ст. изобутаном. В статье представлены результаты измерений с 1966 г. в суммарной форме.

После быстрого нарастания концентрация ⁸⁵ Kr показывала в 1970-ых годах почти постоянное значение, которое в настоящее время составляет около 18пкюри/м³ воздуха. Это соответствует 70 Мкюри накопившейся активности в полном атмосфере. Из стабилизировавшегося значения можно было вычислить, что ныне действующие воспроизводительные заводы выпускают за год ⁸⁵ Kr-газ с активностью 5 Мкюри.

A Kr-85 radioaktiv hasadási termék, amely béta emisszióval 10,7 év felezési idővel bomlik. Jelenlétét az atmoszférában az 1960-as évektől kezdve mutatták ki, amikor a légköri atomfegyver kisérletek, a reaktorok üzemeltetése és főként a kiégett fütőelemek kémiai feldolgozása (reprocesszálása) során jelentős mennyiségben került a légkörbe (1.ábra). A fenti Kr-85 forrásokhoz képest csekély az az adalék, amelyet a természetes háttérsugárzásban jelentkező Kr-85 jelent: Kr-85 keletkezik ugyanis a természetes urán spontán hasadásából és a légkör stabil Kr izotópjainak kozmikus eredetű neutronok létrehozta aktivációja révén.

A fent emlitett források közül legjelentősebben a reprocesszáló üzemek, amelyek jelenleg teljesen a légkörbe engedik a gázfázisu hasadási termékeket (Kr,Xe,I,T,C-14). Ezek közül a légkör radioaktiv szennyezése szempontjából a legnagyobb fontossága a Kr-85-nek van két ok miatt is:

a) mivel a Kr nemes gáz, és a vizben való oldhatósága is rendkivül kicsi (1,8.10⁻⁶g Kr/g viz), gyakorlatilag teljesen a légkörben marad; a légtömegekkel együtt mozogva mind horizontálisan, mind vertikálisan gyorsan keveredik és a teljes légkörben egyenletes eloszlásban található.

b) viszonylag hosszu felezési ideje miatt már néhány évtized alatt nagymértékben felhalmozódik az atmoszférában és az atomipar tervezett fejlesztése miatt a koncentráció további növekedésével kell számolni.



l.ábra.	A légköri Kr-85 forrásai és az azokból
	1977-ig akkumulálódott aktivitások.
Fig.l.	The sources of atmospheric Kr-85 and the
	activites accumulated up to 1977.
Рис.1.	Источники атмосферического Kr-85 и

накопившиеся до 1977 г. активности.

A Kr-85 jelenlegi koncentrációja az atmoszférában 0,67 Bq/m³ levegő (18 pCi/m³ levegő), ami 2,6.10¹⁸ Bq (∿70 MCi) akkumulálódott aktivitással ekvivalens.

A Kr-85 koncentráció rendszeres mérését indokolja egyrészt az, hogy a légköri Kr-85 koncentrációból a reprocesszált hasadó anyag mennyiségére lehet következtetni, másrészt az, hogy a Kr-85 mint radioaktiv környezetszennyező, egyben a lakosság sugárterhelését is jelenti.

Az atmoszférikus Kr-85 aktivitásának mérési módszerei

A Kr-85 béta emisszióval bomlik, a béta részek maximális energiája 0,68 MeV. A béta sugárzást 0,43 % arányban 0,514 MeV energiáju gamma sugárzás kiséri.

Aktivitásának mérése leggyakrabban a béta sugarak detektálásával történik, a gamma sugárzással való mérés csak egészen magas aktivitás szintek esetén alkalmazható az alacsony elágazási arány miatt.

A légkörben előforduló Kr-85 koncentrációértékekről az I. Táblázat tájékoztat.

I. Táblázat A légkörben előforduló Kr-85 koncentráció szintek

	Bq/m³ levegő	pCi/m³ levegő	
Jelenlegi átlag (1977)	0,67	18	
Maximálisan megenged- hető koncentráció (MPC)	1,1.104	3.10 ⁵	
Reprocesszáló üzem ki- ömlő gáza [l]	3,7·10 ⁷	10 %	

Légköri minták aktivitásának közvetlen mérése

Elegendően nagy aktivitás esetén ionizációs kamrával, végablakos számlálócsővel, belső gáztöltésü GM csővel, ill. proporcionális számlálóval közvetlenül mérhető a levegőminta Kr-85 aktivitása. A fenti sugárzásmérők által minimálisan detektálható koncentráció 7,2.10³-1,8.10³ Bq/m³ (2.10⁵-5.10⁴ pCi/m³) [2]; ez a méréstechnika tehát csak a reprocesszáló üzem közvetlen környezetében alkalmazható koncentráció mérésre.

2. A Kr mintavételezés módszerei

Az atmoszférikus levegőben a Kr-85 aktivitás szintje 0,67 Bq/m³ (l8 pCi/m³, azaz 39 bomlás/min. m³ levegő),ez mintegy 4 nagyságrenddel alacsonyabb, mint amit közvetlen méréssel ki lehet mutatni. Ezért a méréshez a kr-t legalább ilyen mértékben koncentrálni kell.

A Kr gáz a normál atmoszférában 1,14 ppm=1,14 cm³ Kr/m³ levegő térfogatkoncentrációban van jelen, azaz a Kr gáz teljes kinyerése 10⁶-szoros bedusitást jelent.

A koncentrálásnál problémát jelent egyrészt az, hogy a fenti okok miatt viszonylag nagy levegőmennyiségből kell kiindulni, másrészt az, hogy a Kr nemes gáz és igy dusitása a szokásos kémiai módszerekkel nem lehetséges; a Kr-t a levegőből fizikai módszerekkel lehet szeparálni aktiv szénen, ill. molekuláris szürőn (MS) való adszorpcióval; gázkromatográfiával; alacsony hőmérsékletű desztillációval, stb.

A Kr-nak a levegőből való kinyerése az 1940-es évek óta üzemi méretekben is megoldott probléma.

A légkör Kr-85 tartalmának első mérési eredményeit olyan laboratóriumokból publikálták és ott inditottak el rendszeres méréseket, ahol a koncentrált gázmintát levegő cseppfolyósitó üzemek vagy nagy tisztaságu Kr-gázt előállitó üzemek bocsátottá- rendelkezésre. Igy kezdte méréseit Franciaországban Delibrias et al. [3]; az NSZK-ban Griesser és Sittkus [4]; Ehhalt et al. [5]; Schröder et al. [6]; Magyarországon Csongor [7]; az USA-ban Shuping et al. [8] és a Szovjetunióban Tertysnik et al. [9]. A hidegtechnika elterjedésével megszaporodott azoknak a mérőhelyeknek a száma, ahol a levegőminta vételezése és a Kr-85 mérése azonos helyen történik.

A dusitási technika fejlődése során a Kr szeparálására az előzőekben emlitett fizikai módszerek valamely kombinációját alkalmazták és a végső fázisban a Kr mintából kémiailag távolitották el a maradék nem nemes gázokat (Pannetier [10], Sax et al. [11], Cummings et al. [12]).

Az alábbiakban néhány - történetileg, elvileg, vagy gyakorlatilag érdekes - szeparálási módszer kerül ismertetésre.

Pannetier [10] 5m³ levegő mintából indult ki és 5A tipusu molekuláris szürőkön (MS) való adszorpciót és a fokozatos felmelegitéssel való deszorpciót használta a Kr kinyerésére. A Kr gáz végső kémiai tisztitására 500°C-os Zr-Ti kemencét használt. Azután a Kr-t aktiv szénen gyüjtötte össze és innen vitte át egy proporcionális számlálóba. A minta teljes Kr tartalmának 30-80 %-át tudta visszanyerni, ezt a hozamot minden mintánál tömegspektrométerrel határozta meg.

Sax et al. [11] három m³ levegőt gyűjtött be terepen műanyag zsákba. A laboratóriumban aktiv szénen és 5A molekuláris szűrőn adszorbeáltatta a gázt és frakcionált deszorpcióval csak a Kr-t tartalmazó frakciót tartotta meg. Ezt a maradék O₂-tól Cu kemencével, a N₂-től folyékony Li-mal szabaditotta meg. Végül 2-3 cm³ Kr gázt kapott 90 % hozammal. A hozamot tömegspektrométerrel határozta meg.

Cummings et al. [12] szintén aktiv szenet és molekuláris szürőt használt a Kr szeparálására és kromatográfiás uton választotta szét a gázfrakciókat. A végső N₂ nyomokat Ti kemencével távolitotta el. A hozam meghatározásához a rövid felezési idejü Kr-83 m nyomjelzőt használta belső standardként. Ezzel a módszerrel 80-90 % hozamot ért el.

Stevenson és Johns [13] dolgozott ki elsőnek olyan eljárást, amely kémiai tisztitás nélkül állit elő nagy tisztaságu Kr-t laboratóriumi körülmények között. 1 m³-es levegő mintát vesz terepen, a gázt vákuum rendszerében először hütött aktiv szénen abszorbeáltatja, az O₂ és N₂ legnagyobb részét He gázzal kihajtja. A Kr-t a maradék gázokkal 5A MS kromatografikus oszlopra viszi folyékony N₂ hőmérsékletén. A hőmérséklet emelésével a gázokat szelektive deszorbeálja az oszlopról. A deszorbeálásnál hővezető cellával követi a Kr-t tartalmazó frakciót. A folyamatot még kétszer ismétli a jobb szétválasztás érdekében. A végső fázisban méri a Kr térfogatát és nyomását, a hozamot a kezdeti levegő térfogatának ismeretében volumetrikusan határozza meg. Módszerével 70-80 %-os Kr hozam érhető el.

A későbbiekben Johns [14] - az előzőekben ismertetett elv alapján - hordozható, terepen használható berendezést dolgozott ki. Ez az atmoszférikus Kr, Xe, és CH4 gyors szeparálására és mérésére alkalmas. A szeparáló berendezés több aktivszenes adszorpciós és kromatografikus (5A MS) oszlopból áll. 1 m³-es levegő mintából 2,5 óra alatt szeparálja a Kr, Xe és CH4 gázokat 85, 70, ill. 40 % hozammal. Azok aktivitását ugyancsak a terepen folyadék szcintillációs számlálóval méri (1.B.3. pont). Berendezésével a minimálisan detektálható koncentráció 0,08 Bq/m³ (2 pCi/m³). Stevenson és Johns [13] szeparálási technikájához hasonló elven müködő berendezést több laboratóriumban is üzemeltetnek.

Az AIRCO, Inc. napi két minta vételezésére alkalmas berendezést fejlesztett ki meteorológiai célu kisérletekhez [15]. 10⁴-szeres dusitást érnek el a mintavételező helyen azáltal, hogy a bejövő levegőt folyamatosan cseppfolyósitják folyékony N₂ felhasználásával (25 l/nap), és a levegőnek az illékonyabb komponenseit hagyják elforrni. 5-10 cm³ Kr-t gyüjtenek össze 900 cm³-es mintákban, ezekből egy központi laboratóriumban gáz-kromatografikus szétválasztással 99,98 % tisztaságu Kr-t állitanak elő. Az aktivitás mérés GM-csővel történik.

Összefoglalva a mintavételezési módszereket:

- vagy gyárilag előállitott nagytisztaságu mintákon történik a mérés,

- vagy laboratóriumi körülmények között 1-5 m³ levegő mintát dolgoznak fel 50-90 % hozammal; végtermékként 0,5-5 cm³ gázt kapnak, amelyet különböző tipusu detektorokkal mérnek.

3. A dúsitott Kr minták aktivitásának mérése

a) Az első atmoszférikus Kr-85 koncentrációméréseket belső gáztöltésü proporcionális, ill. GM számlálókkal végezték.

Közvetlenül a nagytisztaságu Kr gázt használták töltőgázul Delibras et al. [3], Griesser et al. [4], Csongor [7], Ferber et al. [15] és Kigoshi [26].

Proporcionális számlálóban CH4 vivőgázt alkalmazott a Kr mellett Ehhalt et al. [5], Pannetier [10], Schröder et al.[6] és Stockburger et al. [16]. A vivőgáz miatt a mintában lecsökken a Kr koncentráció. Az ilyen alacsony aktivitásszint mérése gyakorlatilag csak ugy oldható meg, ha a háttér megfelelő csökkentésére antikoincidencia védelmet is alkalmaznak.

A belső gáztöltésü számlálóval való mérés nagy gáztisztaságot és speciális mérőberendezést igényel, viszont jelenleg ezekkel a detektorokkal érhető el a legnagyobb érzékenység: a levegőben minimálisan detektálható koncentráció érték 0,02 Bq/m³ (0,5 pCi/m³).

b) Gyors, rutin meghatározásokhoz ma a folyadék szcintillációs számlálókat alkalmazzák a leggyakrabban. Előnyük, hogy a méréshez nem egyedi berendezésre van szükség, mint a belső gáztöltésű számlálók esetén, hanem a teljes mérőberendezés gyári szériamüszerként megvásárolható.

A folyadék szcintillációs mérési módszer elterjedését az tette lehetővé, hogy a toluol alapu szcintillációs folyadékokban a Kr oldhatósága rendkivül jó (∿l ml Kr/ml oldat).

Shuping et al. [8] oldották meg először, hogy megfelelő mennyiségü Kr gázt juttassanak a szcintillációs folyadékba. A szcintillációs mérőedénybe először a Kr gázt vitték be, mérték a gáz nyomását, azután egy injekciós fecskendőből töltötték meg a mérőedényt a szcintillációs folyadékkal. 92 %-os számlálási hatásfokot értek el. - A módszerrel a minimálisan detektálható koncentráció érték 0,04-0,08 Bg/m³ (1-2 pCi/m³).

A szcintillációs méréstechnika területén más mérőmódszert is dolgoztak ki, pl. Sax et al. [11] apró szemcsés plasztik szcintillátorral megtöltött mérőedénybe vitte a Kr gázt, a hatásfok 94 %, a minimálisan detektálható koncentráció 0,04Bq/m³ (1 pCi/m³) volt. A gyakorlatban ma a Shuping et al. [8] által kidolgozott mérőmódszer alkalmazása a legelterjedtebb.

Összefoglalva a Kr-85 aktivitás mérési módszereket: általában két detektor tipust használnak leggyakrabban:

- vagy belső gáztöltésü proporcionális-, ill. GM számlálókat, amelyek egyedi berendezések. Ezekkel a minimálisan detektálható koncentráció 0,02 Bq/m³ (0,5 pCi/m³).

- vagy folyadék szcintillációs számlálókat, amelyek nagyszámu minta rutinszerü gyors mérésére alkalmasak. Hatásfokuk 92 %, érzékenységük 0,04-0,08 Bq/m³ (1-2 pCi/m³).

C. Az atmoszférikus Kr-85 koncentráció mérése az ATOMKI-ban 1966-1977 között

1. Mérési módszer és eredmények

A magyarországi mérések beinditását az tette lehetővé, hogy nagy tisztaságu Kr gáz mintákat tudunk kapni az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt miskolci Kryptongyárától, ahol a gáz előállitása a levegő l,l4.10⁻⁶ térfogatrésznyi Kr-tartalmának feldusitása révén, Linde-eljárással történik. A gáz tisztasága 99 %, tisztaságát rendszeresen kvadrupól tömegspektrométerrel határozzuk meg. A tömegspektrummal azt is ellenőriztük, hogy a dusitási eljárás során izotóp-frakcionálódás nem lép fel, megmaradnak az eredeti stabil izotóp arányok [23], [27]. A gyártási folyamat alatt a radon szintén feldusul a gázban (felezési ideje 3,8 nap), ezért a méréseket a gáz radontartalmának teljes lebomlása után, a mintavétel után egy hónappal végezzük.

1966 óta rendszeresen, minden évben tavasszal és ősszel 2-2 mintát bocsát rendelkezésünkre a Kryptongyár, ahol az egyik palackba egy hónapon át naponta adagolják a gázt (havi átlag), a másik palackban egy heti gyüjtésből származó minta van. A dusitási folyamat hatásfoka 99 %.

A Kr gáz minta Kr-85 tartalmát béta aktivitásának mérésével határozzuk meg. Saját készitésű 136 cm³ effektiv térfogatu GM számlálócsövet [7] töltünk meg 90 torr Kr és 10 torr izobután gázzal, a gyári Kr gázt további tisztitás nélkül használjuk a számlálócső töltésére. A számlálócsövet 68 mm ólommal árnyékoljuk. A mért aktivitásszint (500 cpm) mintegy tizszerese a háttérnek, igy háttér csökkentő antikoincidencia védelemre nincs szükség. A minta mérési ideje 10 óra.

A mért aktivitás értékeket l cm³ normál állapotu Kr-gázra és a minta begyűjtésének időpontjára vonatkoztatjuk. A mérések pontossága 2 %, ami a számlálás statisztikus hibájából és az effektiv térfogat meghatározásának hibájából adódik. A berendezéssel a minimálisan detektálható koncentráció 0,02 Bq/m³ (0,5 pCi/m³ levegő), ami megegyezik a ma használatos legérzékenyebb berendezések érzékenységi szintjével.

A mérési adatokat a II. Táblázat és a 2.ábra tartalmazza.

2. Következtetések

A II. Táblázatban közölt mérési adatok alapján megállapitható, hogy az atmoszférikus Kr-85 koncentráció 1966 és 1970 között átlagosan évi 0,04 Bq/m³ (l pCi/m³) értékkel nőtt, majd 1971-től gyakorlatilag állandósult, és 1974-től ismét van egy igen csekély mérvü növekedés.

II. Táblázat

Kr-85 koncentráció az atmoszférában 1966-1977 között Debrecenben mérve [7], [19]-[23]

Minta gyüjtésének ideje	Konce Bq/m³ hib	Koncentráció Minta gyüjte Bq/m ³ pCi/m ³ ideje hiba±2 %		Konce Bq/m³ hit	entráció pCi/m ³ a±2 %
1966.dec.6dec.7.	0,43	11,5	1973.nov.10dec.7.	0,61	16,4
1967.nov.17nov.20.	0,41	11,1	dec.2dec.7.	0,59	15,9
1968.ápr.20máj.13.	0,45	12,1	1974.máj.4máj.30.	0,56	15,0
máj.11máj.13.	0,45	12,2	máj.22máj.30.	0,53	14,3
okt.5nov.1.	0,51	13,7	nov.20dec.11.	0,63	17,0
1969.ápr.20máj.16.	0,54	14,5	dec.6dec.11.	0,58	15,6
máj.10máj.16.	0,52	14,1	1975.ápr.22máj.14.	0,63	17,0
okt.4okt.26.	0,54	14,5	máj.7máj.14.	0,59	15,8
1970.márc.13ápr.9.	0,57	15,4	nov.23dec.3.	0,60	16,1
ápr.lápr.9.	0,59	15,8	nov.29dec.3.	0,57	15,5
szept.23okt.15.	0,57	15,4	1976.ápr.27máj.19.	0,62	16,7
1971.márc.31ápr.22.	0,57	15,5	máj.14máj.19.	0,63	16,9
okt.31nov.25.	0,59	15,9	nov.7dec.3.	0,68	18,2
nov.15nov.25.	0,60	16,2	nov.26dec.3.	0,62	16,7
1972.ápr.21máj.12.	0,57	15,4	1977.márc.17ápr.5.	0,61	16,5
nov.16dec.8.	0,60	16,1	márc.31ápr.5.	0,62	16,7
1973.ápr.29máj.24.	0,58	15,6	nov.15dec.9.	0,64	17,3
máj.20máj.24.	0,57	15,3	dec.1dec.9.	0,65	17,6

A 2.ábrán más szerzők eddig közzétett mérési adatait [3]-[11], [15], [16], [18], [24]-[26] szintén feltüntettük. Az összesített mérési adatokból az alábbi következtetések vonhatók le:

- A Kr-85 koncentrációértékek az egész északi félgömbön azonos szinteket és tendenciákat mutatnak: a kezdeti gyors növekedés után az 1970-es évektől kezdve a növekedés lelassul. Ennek oka az, hogy a reprocesszáló üzemek száma nem nőtt, sőt jelenleg az Egyesült Államokban az ipari reprocesszáló üzemek közül egyet sem üzemeltetnek [17] és a kiégett fütőelemeket reprocesszálás nélkül tárolják. Ennek magyarázata feltehetően abban keresendő, hogy leállitották a (főként katonai célokat szolgáló) Pu kinyerését a fütőelemekből -. Nyugat-Európában viszont több kisebb kapacitásu reprocesszáló üzem is müködik [17].



- 2.ábra. Mért Kr-85 koncentrációk.[3]-[11], [15], [16], [18]-[26]. ÉSZAKI FÉLGÖMB:NSZK:o; Franciao.:+♥; Debrecen:•; USA:x; Japán:Δ; DÉLI FÉLGÖMB:•
- Fig.2. Measured Kr-85 concentrations [3]-[11], [15], [16], [18]-[26]. NORTHERN HEMISPHERE: Germany:•; France:+♥; Debrecen:•; USA:x; Japan:∆; SOUTHERN HEMISPHERE:•
- Рис.2. Измеренные концентрации Кr-85 [3]-[11], [15], [16], [18]-[26]. СЕВЕРНОЕ ПОЛУШАРИЕ: ФРГ:0; Франция:+∇; Дебрецен:•; США:×; Япония:Δ; ЮЖНОЕ ПОЛУШАРИЕ:●

- A csaknem állandó koncentráció érték azt is jelenti, hogy a ma üzemelő reprocesszáló üzemek által kibocsátott Kr-85 évi mennyisége jelenleg alig haladja meg azt az értéket, amennyivel a légkör Kr-85 tartalma a radioaktiv bomlás révén évenként csökkenne. A mintegy 2,6.10¹⁸ Bq (70 MCi) akkumulálódott aktivitás esetén ez 0,18.10¹⁸ Bq/év (5 MCi/év). Ebből az adatból kiszámitható, hogy az utóbbi években az évenként reprocesszált fütőelem mennyisége mintegy 1000 t (5 kCi Kr-85/t fütőelem [17]).

- Az északi félgömbön végzett mérések egyes adataiban mutatkozó nagymértékü szórást [16], [11], [15], [24] az okozza, hogy a reprocesszáló üzemek a Kr-85-öt nem folyamatosan bocsátják ki a légkörbe, ezért a Kr-85 koncentrációban a reprocesszáló üzemek közvetlen környezetében időnként kiugróan magas értékek mérhetők. A kibocsátott Kr a légtömegekkel együttmozogva általában nyugatról-kelet felé mintegy 30 nap alatt kerüli meg a Földet először és mintegy 2 év szükséges az észak-déli keveredésre. A Kr-85 koncentrációja igy az első két évben valamelyest függ a szélességi körtől, ezután a Kr-85 a teljes légkörben egyenletes eloszlásban található. Ez a magyarázata annak is, hogy a déli félgömbről származó minták [24] valamelyest alacsonyabb aktivitásszintet mutatnak.

- A 2.ábra mérési adatai egy Kr-85 nyomjelzővel végzett meteorológiai kisérlet adatainak tekinthetők, amelynek alapján megállapitható, hogy a Kr-85 világszerte egyenletesen oszlik el az atmoszférában és igy az egész világon egy állandóan növekvő radioaktiv szennyezőt jelent.

A mérések adatai alapján végzett modellszámitások egy év felezési időt adnak az egyenletes szétszóródás mértékéül az északi félgömbön, ahol a reprocesszáló üzemek müködnek, de mintegy 2 év késéssel a Kr-85 a déli félgömbön is ugyanolyan koncentrációju szennyezőként jelentkezik.

Az atmoszférában tehát egy radioaktiv környezetszennyezőként van jelen a Kr-85, amely béta sugárzása révén személyenként 0,03 mrem/év bőrfelületi dózisterhelést jelent. A dózisnak ez a mai értéke jelentéktelen a természetes háttér és a gyógyászati kezelés révén kapott dózisokhoz képest.

Végső következtetésként azt állapithatjuk meg, hogy az atmoszférikus Kr-85 koncentrációjának mérése kétféle céllal történhet.

1) Meg akarjuk határozni az egyenletes eloszlásnak megfelelő Kr-85 koncentráció értékét a naptári év függvényében (2.2.ábra). Ez a lehetséges minimális koncentráció, amelynél kisebb koncentráció ma már nem fordulhat elő az atmoszférában (sugárterhelési szempont).

Az évi átlag meghatározására elegendő évente néhány olyan mintának a mérése, amelyek hosszabb idejü gyüjtésből származnak. A mérésnek ez a módja azonban csak ott alkalmazható, ahol a közelben reprocesszáló üzemek nincsenek.

Ennek a célnak felel meg a Magyarországon alkalmazott módszer, amely érzékenysége és pontossága miatt alkalmas az á † | a g o s aktivitásszint észlelésére. 2) Ha viszont egy <u>reprocesszáló</u> üzem vagy egy atomerőmü közeli vagy távolabbi környezetében a Kr-85 koncentráció fluktuációit akarjuk követni (atomipari ill. meteorológiai szempontból), akkor helyi mintavételező és lehetőleg helyi dusitó berendezést kell késziteni, hogy legalább 10 naponként lehessen mintát venni. A szeparált gázminták mérése akár a mintavételezés helyén, akár egy mérőközpontban történhet.

Köszönetnyilvánitás.

A szerző köszönetét fejezi ki Balla Bélának, a miskolci Kryptongyár igazgatójának a Kr gázminták rendelkezésre bocsátásáért, és Mogyorósi Magdolnának a mérések során nyujtott segitségéért.

Szakmai lektor: Bohátka Sándor

Irodalom

- [1] R.E. Jaquish, A.A. Moghissi, Proc. Symp. Noble Gases, Szerk.: R.E. Stanley és A.A. Moghissi (Las Vegas, 1973) 169.0.
- [2] D.G. Smith, J.A. Cochran, B. Shleien, BRH/NERHL 70-4, (U.S. Dept. of HEW, Public Health Service, Rockville, 1970)
- [3] G. Delibrias, C. Jehanno, Bull. Inform. Sci. Tech. <u>30</u> (1959) 14
- [4] O. Griesser, A. Sittkus, Z. Naturforsch. 16a (1961) 620
- [5] D. Ehhalt, K.O. Münnich, W. Roether, J. Schölch, W. Stich, Journ. Geophys. Res. <u>68</u> (1963) 3817
- [6] J. Schröder, K.O. Münnich, D.H. Ehhalt, Nature 233 (1971) 614
- [7] Csongor É., ATOMKI Közl. 10 (1968) 1
- [8] R.E. Shuping, C.R. Phillips, A.A. Moghissi, Anal. Chem. 41 (1969) 2082
- [9] E.G. Tertysnik, A.A. Siverin, V.G. Baranov, Atomnaja En. 42 (1977) 145
- [10] R. Pannetier, Rapport CEA-R-3591 (C.E.N. -Fontenay-aux-Roses, 1968)
- [11] N.J. Sax, R.R. Reeves, J.D. Denny, Radiological Health Data and Reports 10 (1969) 99
- [12] S.S. Cummings, R.L. Shearin, C.R. Porter, Proc. Int. Symp. on Rapid Methods for Measuring Radioactivity in the Environment (IAEA, Vienna, 1971) 163.o.
- [13] D.L. Stevenson, F.B. Johns, Proc. Int. Symp. on Rapid Methods for Measuring Radioactivity in the Environment (IAEA, Vienna, 1971) 157.0.
- [14] F.B. Johns, Proc. Symp. Noble Gases, Szerk.:R.E. Stanley és A.A. Moghissi, (Las Vegas 1973) 225.o.
- [15] G.J. Ferber, K. Telegadas, J.L. Heffter, M.E. Smith, Atmospheric Environment <u>11</u> (1977) 379
- [16] H. Stockburger, H. Sartorius, A. Sittkus, Z. Naturforsch. 32a (1977) 1249
- [17] American Physical Society Study Group (Report), Rev. Mod. Phys. 50 (1978) No. 1. Part II. (Suppl.) 42.0.

- [18] R.E. Jaquish, F.B. Johns, Proc. Conf. on Natural Radiation Environment II., Szerk.: J.A.S. Adams, W.M. Rowder, T.F. Gesell, (Houston 1972) 833.0.

- [19] E. Csongor, Acta Phys. Hung. 28 (1970) 109 [20] E. Csongor, Acta Phys. Hung. 34 (1973) 249 [21] E. Csongor, Strahlenschutz, Umwelt und Bevölkerung,
- (Seminar in Potsdam, 1972) Report SZS-157 (März 1974) 208.0.
- [22] Csongor É., Izotóptechnika <u>16</u> (1973) 96 [23] E. Csongor, Proc. Int. Conf. on Low Radioactivity Measurements and Applications, Szerk.:P. Povinec és S. Usacev, (Bratislava, 1975) 471.0.
- [24] L. Farges, F. Patti, R. Gros, P. Bourgeon, Journ. Radioan. Chem. 22 (1974) 147
- [25] U.S. Environmental Protection Agency, Eastern Environmental Radiation Facility. Radiation Data and Reports 15 (1974) 133 és 721
- [26] K. Kigoshi, Bull. Chem. Soc. Japan 35 (1962) 1014
 [27] Berecz I., Bohátka S., Gál J., Paál A., ATOMKI Közl. 19 (1977) 123

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 13-29 TOROID TIPUSU NIOBIUM PONTKONTAKTUSOS RF SQUID KESZITESE

MESZAROS S., VAD K., NOVAK D.

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A cikk első része röviden foglalkozik a fluxus kvantáltságával és a Josephson-effektusokkal és ismerteti a rádiófrekvenciás SQUID-ek müködési elveit. Ezután beszámolunk az ATOMKI-ben kifejlesztett toroid tipusu, nióbium pontkontaktusos 30 MHz frekvencián müködő rf SQUID berendezés érzékelőjének és elektronikus köreinek felépitéséről, valamint főbb paramétereiről.

DEVELOPMENT OF A TOROID TYPE, NIOBIUM POINT CONTACT SQUID.

A brief review of the quantization of magnetic flux and the Josephson effects as well as of the working principles of rf superconducting quantum interference devices(SQUIDs) is given. In the second part a toroidal type, niobium point contact, 30 MHz rf SQUID, developed in ATOMKI is described. The details of the superconducting sensor and the electronic circuits of the instrument are given together with its main parameters.

РАЗРАБОТНА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КВАНТОВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ТИПА С ТОРОИДАЛЬНЫМ ДАТЧИКОМ И НИОБИЕВЫМ ТОЧЕЧНЫМ КОНТАКТОМ.

В первой части работы дается краткий обзор о квантовании магнитного потока в сверхпроводниках, эффекте Джозефсона и о принципе действия высокочастотных сверхпроводящих квантовых интерферометров (сквидов). В второй части описаны конструкция датчика, электронные схемы и основные параметры разработанного в АТОМКІ ВЧ-сквида с тороидальным датчиком и ниобиевым точечным контактом, работающего на частоте 30 МГц. Cikkünkben az ATOMKI hideglaboratóriumában 1975 és 1977 között kifejlesztett szupravezető kvantum-interferométerről (a továbbiakban az angol "Superconducting Quantum Interference Device" kifejezés röviditéseként SQUID-nak nevezzük) számolunk be. Ez a berendezés a ma ismert legérzékenyebb mágneses tér mérő eszköz [1]. Müködése a zárt szupravezető gyürüben befagyott mágneses fluxus kvantáltságán, valamint a Josephsoneffektuson alapszik.

Cikkünk első részében röviden ismertetjük ezen szupravezetéssel kapcsolatos jelenségeket, majd a következő részben az RF SQUID müködését tárgyaljuk.

A szupravezetőkben a Cooper-párok mind azonos kvantumállapotban vannak, mivel az elektronpár bozon és a hőmérséklet alacsony. Ezért a leirásukra egy olyan hullámfüggvényt használunk, melyre $\int \psi^* \psi dv = N$, ahol V a szupravezető térfogata és N a Cooper-párok V száma. ψ -t a következő alakban irhatjuk: $\psi = \sqrt{\rho} \exp(i\theta)$ ahol ρ a Cooper-párok sürüsége és θ a fázis, ami $\theta = \rho \cdot r/h$ alaku (r a helyvektor, $\dot{\rho} = 2m\dot{v} - 2e\dot{A}$, m az elektron tömege, e az elektrontöltés abszolut értéke, \dot{A} a vektorpotenciál, \vec{V} a Cooper-pár tömegközéppontjának sebességvektora). Ebből kiindulva levezethető a szupravezetőkkel kapcsolatos néhány jelenség, mint pl. a Meissner-effektus, fluxuskvantálás, stb. A következő néhány sorban részletesebben a fluxuskvantálást tekintjük át [2].

Helyezzünk valamilyen szupravezető anyagból készült gyürüt (melynek méretei a külső mágneses tér behatolási mélységénél sokkal nagyobbak) mágneses térbe és hütsük le a kritikus hőmérséklete alá. Megszüntetve a külső mágneses teret, azt tapasztaljuk, hogy a gyürü által körbezárt területen keresztülmenő mágneses indukcióvonalak nem szünnek meg: a mágneses fluxus "befagyott". A "befagyott" fluxus értéke (¢) nem lehet tetszőleges, hanem csak egy bizonyos fluxus alapegység a fluxuskvantum egész számu többszöröse:

 $\Phi=n\cdot\Phi_{o}$, ahol n=0; ±1; ±2; $\Phi_{o}-t$ nevezzük fluxuskvantumnak. Értéke: $\Phi_{o}=^{\hbar}/_{2e}=2,068.10^{-15}$ Weber=2,068.10⁻⁷Gauss.cm².

Röviden ismerkedjünk meg a Josephson-effektusok lényegével is. Legyen két szupravezető tömb egymástól elválasztva valamilyen szigetelő réteggel (l.ábra).

Jelöljük (1) és (2)-vel a két szupravezető tartományt, átmenet felirattal a szígetelő réteget, ψ_1 és ψ_2 -vel a két szupravezető tartományhoz tartozó hullámfüggvényeket. Ezen hullámfüggvények abszolut értékei a szigetelő rétegben, a szupravezetőtől egyre távolodva, exponenciálisan csökkennek (1.ábra). Ezért, ha a szigetelő réteg elég vastag, a két hullámfüggvény között nincs átfedés, a fázisok teljesen függetlenek egymástól. Csökkentve a szigetelő réteg vastagságát elérjük azt az esetet, amikor a hullámfüggvények között átfedés jön létre, a fázisok között csatolás lép fel. A hullámfüggvények közötti átfedés pedig azt jelenti, hogy van bizonyos valószinüsége annak, hogy Cooper-párok jussanak át az egyik szupravez-tő tartományból a másikba, azaz létezik valamilyen szuperáram, amely keresztülfolyhat ezen a potenciálgáton. Általános esetben ezen szuperáram maximális értéke sokkal kisebb, mint a két szupra-



l.ábra. A Josephson-átmenet. Fig.l. Josephson junction. Рис.1. Джозефсоновский контакт.

vezető tömbön keresztülfolyható szuperáramok maximális értékei. Ezért ezt az áramot gyenge szuperáramnak is nevezzük, a két szupravezető közötti csatolást pedig gyenge csatolásnak, vagy felfedezőjéről Josephson-átmenetnek. Gyenge csatolást tartalmazó rendszerben fellépő jelenségeket együttesen Josephsoneffektusoknak nevezzük [3].

Egyszerű kvantummechanikai számitások segitségével kimutatható, hogy a Josephson-átmeneten keresztülfolyó szuperáram az alábbi alakban irható:

$$i = i_{c} \cdot \sin\delta(\dagger) = i_{c} \cdot \sin(\delta_{o} - \frac{2e}{\hbar} \int_{o}^{T} U(\dagger)d\dagger)$$
(1)

Itt $\delta(t)$ az átmenet két oldalán levő hullámfüggvény fázisainak a különbsége, mely általános esetben időtől függő mennyiség, $\delta_0 = \delta(t=0)$, i_c az átmeneten keresztülfolyható szuperáram maximális értéke, U(t) pedig az átmenetre kapcsolt feszültség.

U(+) jellegétől függően (1) egyenlet három alapesetét különböztetjük meg:

1.) U(+)=0

2.) U(+)=Uo (Uo időben állandó)

 U(t)=U_o+a·cos(ω·t+η), ahol a, ω és η rendre a váltakozó feszültség amplitudója, frekvenciája és fázisa.

Az első ponthoz tartozó esetet nevezzük egyenáramu Josephsoneffektusnak, mig a 2. és 3. ponthoz tartozó eseteket váltóáramu Josephson-effektusnak.

Az alábbiakban részletesebben megvizsgáljuk az egyes pontokat. Ha U(+)=0, az (l) egyenlet igy módosul: $i=i_{\rm C}\cdot\sin\delta_{\rm o}$, vagyis valamilyen véges, időben állandó szuperáram folyhat keresztül az átmeneten, melynek értékét a $\delta_{\rm o}$ határozza meg: i ≤i≤i. A második esetben U(†) értéke időben állandó, de nem ulla ($U(+)=U_0\neq 0$):

$$i=i_{c}\cdot sin(\delta_{o}-\frac{2e}{\hbar}\cdot U_{o}\cdot +)$$

. szuperáram oszcillálni fog f $_{\rm o}=\frac{2{\rm e}}{{\rm h}}\cdot{\rm U}_{\rm o}$ frekvenciával. Pontos lérések szerint:

 $\frac{2e}{h}$ = 483,593718 0,000060 $\frac{MHz}{\mu V}$.

<u>A harmadik esetben pedig helyezzük mikrohullámu térbe az átnenetet: $U(+)=U_0+a\cdot\cos(\omega+n)$. Kimutatható, hogy ebben az esetben az átmeneten keresztülfolyó szuperáram az alábbi alaku lesz:</u>

 $i=i_{c}\cdot\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(-1)^{n}\cdot J_{n}(\frac{2ea}{\hbar\omega})\cdot sin\{(\frac{2e\cdot U_{o}}{\hbar}-n\cdot\omega)\cdot t-n\cdot\eta+\delta_{o}\}$

 J_n az n-ed rendü elsőfaju Bessel-függvényt jelenti. Látható, ha 2e·U =n.ħ.w, akkor az időtől függő rész eltünik, és a szuperáramnak van valamilyen egyenáramu komponense.

A Josephson-átmenet gyakorlati megvalósitásának többféle módja is lehetséges. Josephson-átmenetet hozhatunk létre oly módon, hogy

- a.) két szupravezető réteget valamilyen oxid (az oxid réteg vastagsága ~30 Å), vagy más nem szupravezető réteggel elválasztunk egymástól
- b.) két szupravezető között mikrohiddal hozunk létre összeköttetést (a mikrohid olyan szupravezető összeköttetés, amelynek méretei az elsőfaju szupravezetőkre jellemző
 - a külső mágneses térre vonatkozó - behatolási mélységnél kisebbek)
- c.) pontkontaktus segitségével hozunk létre összeköttetést a két szupravezető között, vagyis oly módon, hogy egy néhány µm átmérőjüre kihegyezett nióbium csavart egy sik felületü Nb tömbhöz nyomunk igen kis erővel.

A fentebb ismertetett Josephson-átmenetek segitségével oly módon lehet rendkivül érzékeny magnetométert késziteni, hogy egy vagy két ilyen átmenetet beépítünk egy szupravezető gyürübe. A gyenge csatolást tartalmazó gyürü ugyanis periódikus választ ad a lineárisan változó külső mágneses térre: a gyürü kvantumállapota változik meg a külső mágneses tér vektorpotenciálja megváltozásának a hatására. A gyürühöz kapcsolódó külső elektromos áramkör feladata, hogy ezt a kvantummechanikai állapotváltozást érzékelje. Ha a szupravezető gyürü két Josephson-átmenetet tartalmaz, állapotváltozását a rajta keresztülvezetett egyenáram segitségével tudjuk megállapitani. Emiatt ezt az elrendezést DC SQUID-nek nevezzük [4]. Ha csak egy Josephson-átmenetet tartalmaz a gyürü, már legalább néhány MHz-es rádiófrekvenciás jelre van szükség, hogy kényelmesen tudjuk detektálni a gyürü külső mágneses tértől függő állapotát. Igy jutunk el az RF SQUID-ek csoportjához. Mivel cikkünkben RF SQUID készitéséről számolunk be, vizsgáljunk meg közelebbről egy ilyen, egy átmenetet tartalmazó szupravezető gyü-rüt (2.ábra) [5].

Legyen a gyürü induktivitása L, az átmenet kritikus árama $|_{c}$. A kérdés az, hogy hogyan függ a kivülről alkalmazott Φ_{ext}



- 2.ábra. Egy Josephson-átmenetet tartalmazó szupravezető gyürü elvi rajza.
- Fig.2. Superconducting ring containing one Josephson junction.
- Рис.2. Сверхпроводящее кольцо с одним джозефсоновским контактом.

mágneses fluxustól a gyürü belsejében mérhető 🏼 fluxus.

Válasszuk mind a külső mágneses fluxus, mind a gyürü belsejében mérhető fluxus értékét nullának, a kezdeti pillanatban (azaz $\Phi_{ex+=0}$ és $\Phi_{=0}$ a ± 0 időpillanatban). Ha $\Phi_{ex+=t}$ növelni kezdjük, a fluxuskvantálás miatt egy árnyékoló is köráram indul meg a szupravezető gyürüben, ugy, hogy Φ állandó (vagyis nulla) maradjon:

$$\Phi = \Phi_{ex+} - L \cdot i_s$$

Mivel a gyürüben keringő áram a Josephson-átmeneten is keresztülfolyik, i_s alakja az (1) egyenlet miatt igy irható:

$$\Phi = \Phi_{ext} - L \cdot i_{c} \cdot sin\delta(t)$$

 $\delta(t)$ alakját – itt nem részletezett módon – meghatározva és beirva ebbe az egyenletbe megkapjuk Φ_{ext} -nek Φ -től való függését:

$$\Phi_{\text{ext}} = \Phi + L \cdot i_{\text{c}} \cdot \text{sin}(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_{\text{o}}})$$

Abrázolva ezt az egyenletet, a 3. ábrán látható görbéket kapjuk [5]. A rendszer működése szempontjából, ismét nem részletezett okok miatt, lényeges paraméter a $\beta = 2\pi \cdot L \cdot i_C / \Phi_0$ szám. A 3.ábrán a β függvényében tüntettük fel a $\Phi - \Phi_{ext}$ görbéket. Kvantumállapotának kimutatása céljából a gyűrűt csatoljuk

Kvantumállapotának kimutatása céljából a gyüřût csatoljuk induktiv módon egy párhuzamos rezgőkörhöz (4.ábra), melyet rádiófrekvenciás jellel áramgenerátorosan gerjesztünk a rezonanciafrekvenciáján és mérjük a rezgőkörön megjelenő RF jel amplitudóját erősités és detektálás után (azaz lényegében a rezgőkör impedanciáját).

Legyen a SQUID állapota a 3.ábrán az origóban, (tehát mind



- 3.ábra. Egy Josephson-átmenetet tartalmazó szupravezető gyürü fluxusállapot diagramja [5].
- Fig.3. Flux state diagram of a sc ring containing one Josephson junction.
- Рис.3. Зависимость от внешнего магнитного потока флуксоида в сверхпроводящем кольце с одним джозефсоновским контактом.



4.ábra. Az RF SQUID elektronikus rendszere. Fig.4. Basic rf SQUID readout circuit. Рис.4. Основные блоки ВЧ-сквидов. a $\Phi,$ mind a $\Phi_{\rm ex+}$ értéke legyen nulla). Kapcsoljuk be az RF generátort és gerjesszük a szupravezető gyürüt egyre nagyobb amplitudóju RF jellel. Mivel a gyürü szupravezető állapotban van és igy az általa körbezárt területen átmenő fluxu értéke nem változhat meg, az árnyékoló is köráram ugyanilyen frekvenciáju és a gerjesztő RF jel amplitudójával arányos amplitudóju rezgéseket végez. Speciális esetben, ha β =5, a gyürü állapota a vastagon kihuzott állapotgörbén az A és az E pont között fog rezegni. Növelve az RF jel amplitudóját, egyre jobban megközelitjük mind az A, mind az E pontot. Előbb elérve például az A pontot, ahol az is értéke éppen egyenlő az átmenet ic kritikus áramával, a SQUID állapota az A-ból átmegy a B-be, a gyürü befogad egy fluxuskvantumot, ami energiadisszipációt jelent. Ezen energiadisszipáció miatt a kör jósági tényezője leromlik, a rezgés amplitudója erőteljesen lecsökken. A gyürü uj állapota a C-B görbén lesz a H pont fölött. A rezgés amplitudója a következő periódusban már ismét növekedni kezd. Ekkor azonban a C-pontból a D-pontba ugrik a gyürü kvantumállapota, ami ujabb energiadisszipációt, azaz rezgési amplitudócsökkenést jelent. A gyürü állapota tehát befutotta az ABCD görbét és ezen idő alatt disszipált energia arányos az ABCD "négyszög" alatti területtel. A rezgés amplitudója az idő függvényében az alábbi módon alakul:



5.ábra. A gerjesztő rezgőkörben kialakult rezgés amplitudója az idő függvényében.
Fig.5. Time dependence of the oscillation amplitude across the resonant tank circuit.
Рис.5. Зависимость от времени амплитуды осцилляции в резонансном контуре.

Amint látható, a SQUID modulálja a nagyfrekvenciás jel amplitudóját (parametrikus erősitő).

A gerjesztés amplitudóját tovább növelve a demodulált RF jel amplitudója nem növekszik. A gerjesztő jel amplitudónövekedésének hatására ugyanis megnő az időegység alatti fluxusugrások száma (mert a gyürü állapota rövidebb idő alatt éri el az A, majd pedig a C pontot), ami nagyobb energiadisszipációt jelent. A gyakoribb fluxusugrások pedig azt jelentik, hogy az 5.ábrán a moduláló frekvencia értéke fog nőni. Ha még mindig növeljük a gerjesztés amplitudóját egy idő mulva bekapcsolódik a rezgésbe az EFGH görbe is, de még ekkor sincs amplitudónövekedés a demodulált RF jelben. További növekedést csak akkor tapasztalunk, ha az RF gerjesztő áram minden periódusban annyi energiát táplál a rezgőkörbe, ami képes fedezni a SQUID számára az OABCDEFGH hiszterézishurok befutása közben eldisszipált energiát. Következésképpen a 6.ábrán látható ugynevezett lépcső-karakterisztikát fogjuk kapni.



RF gerjesztő áram

6.ábra. Az RF SQUID lépcső-karakterisztikái. Fig.6. RF SQUID staircase pattern. Рис.6. Ступенчатая характеристика.

Ha a külső fluxus nem nulla, hanem például $\Phi_0/2$, az első fluxusugrás kisebb RF jel amplitudónál következik be, vagyis az első lépcső eltolódik, alacsonyabban jelentkezik.

Rögzitve az RF gerjesztés szintjét, például a 6.ábra szerinti A pontban és változtatva a külső, "időben állandó" mágneses teret (a mérendő fluxust),az un. háromszög-karakterisztikát kapjuk (7.ábra).

A gyürü müködtetésének ezt a módját egyébként disszipativ üzemmódnak is nevezzük.

Mérésre alkalmas SQUID rendszer elektronikus blokksémája látható a 8.ábrán. Ez a blokkséma egy 60 kHz-es oszcillátorral, fázisérzékeny detektorral, negativ visszacsatolással több, mint a 4.ábrán látható elektronikus rendszer. A 60 kHz-es oszcillátorral a fázisérzékeny detektálás miatt van szükség. A fázisérzékeny detektor jelét ezután egy integrátoron keresztül az R_V visszacsatoló ellenállás segitségével az RF gerjesztő tekercsbe vezetjük, amellyel negativ visszacsatolást hozunk létre. Az elektronikus áramkörök ugy vannak méretezve, hogy ha a SQUID érzékelő gyürüjében a mágneses fluxus megváltozik, a müszer kimenete ugyanolyan nagyságu, de ellentétes előjelü fluxust hoz létre az L_{rf} gerjesztő tekercsben ennek kompenzálására. Következésképpen, a visszacsatolt jel nagyságából meg



7. ábra. Az RF SQUID háromszög-karakterisztikái (az A, B,... betük az RF gerjesztés szintjét jelölik a 6. ábrának megfelelően).

RF SQUID triangle pattern (A,B... denote Fig.7. the rf excitation level, according to Fig.6.)

Рис.7. Пилообразная характеристика сквидов (А,В,... обозначают уровень высокочастотного смещения соответственно рис.6.)

lehet határozni a mérendő jel nagyságát. Ez az elrendezés te-hát már lineáris mérést tesz lehetővé (fluxus-zárt hurok) [6].



8. ábra. Az RF SQUID elektronikus rendszerének blokk-

vázlata. Block-diagram of the electronic circuit of Fig.8. an rf SQUID.

Рис.8. Блок-схема ВЧ-скаидов. A 8.ábrán látható még egy un. jeltekercs is. Mivel a Josephson-átmenetet tartalmazó szupravezető gyürü segitségével közvetlenül nem lehet vagy nem célszerü mérni a mérendő mágneses teret (a külső mágneses zajoktól a SQUID érzékelőt mindig árnyékolni kell), ezen tekercs segitségével juttatjuk a mérendő külső fluxust a SQUID érzékelő terébe. A jeltekercs szupravezető huzalból készült kis tekercs.

Most térjünk rá az RF SQUID gyakorlati megvalósitásának ismertetésére. Érzékelő fejet (egy Josephson-átmenetet tartalmazó szupravezető gyürüt) például a 9.ábrán látható módokon lehet késziteni. Mi toroid tipusu, nióbiumból készült érzékelőfejet készitettünk az alábbi okokból: a nióbium a legmagasabb kritikus hőmérséklettel és kritikus mágneses térrel (T_C=9,15°K; H_C=0,2T) rendelkező elsőfaju szupravezető anyag, kémiailag stabil és mechanikailag jól megmunkálható; Josephson-átmenetként szolgáló pontkontaktus elkészitése nem okozott különösebb nehézséget számunkra; zaja sokkal kisebb, mint bármely más tipusé. Természetesen hátrányai is vannak: a két Nb darab közötti szupravezető kontaktus biztositása külön problémát jelent. Ezt jelenleg ponthegesztéssel oldottuk meg.

A mérőfej vázlata a 10. ábrán látható. Az ábra méretarányos, a SQUID test átmérője 10 mm, magassága 6 mm, a hegyes csavar hegyének sugara lµ, a kupszög 60°-os. A csavarok egymáshoz érintkező végeit előzetesen eloxáltuk 20 Volt potenciálkülönbséggel hig kénsav oldatban. A hegyes csavar mechanikai stabilizálására rugós alátétet alkalmaztunk. A SQUID test egy sárgaréz házban foglal helyet, melyhez egyik oldalról az RF-kör és a kábel csatlakozik, a másikról a mintatartó. Az egészet egy 16 mm átmérőjü, 135 mm hosszu szupravezető cső zárja le, amely biztositja a mintatartóban elhelyezett minták és hozzávezetéseik mágneses árnyékolását. Ha külső mágneses teret akarunk mérni, akkor ezt egy sárgaréz csőre cseréljük ki, ami a nagyfrekvenciás árnyékolás szerepét tölti be.

A mérőfejet egy 12 mm átmérőjü, vékonyfalu, rozsdamentes acélból készült cső végére szereltük, melynek belsejében futnak a SQUID mérőfejhez az elektromos vezetékek, köztük a koaxiális 50 ohm-os RF kábel is (Amphenol RG-174). Ezenkivül még 8 db vékony $(0,25 \text{ mm } \emptyset)$ Cerimel huzal vezet a mérőfejhez, lehetőséget biztositva arra, hogy ott feszültségmérő, ellenállásmérő, valamint induktivitás és kölcsönös indukció mérésére szolgáló áramkört hozzunk létre. A rozsdamentes cső felső végén az átvezetések tömitettek és egy kisméretű dobozba beépitett csatlakozón át köthetők össze az elektronikus egységgel. Ez a konstrukció biztositja, hogy bármilyen, legalább 16 mm átmérőjü nyakkal rendelkező folyékony héliumos Dewarban használható legyen a SQUID mérőszonda és sokféle mérés legyen kialakitható az érzékelő megváltoztatása nélkül. Tapasztalataink szerint az árnyékolás is kiváló: sem permanens mágnes, sem a hálózat 50 Hz-es jelei, illetve egy 2 W-os RF oszcillátor nem okoz detektálható változást a SQUID kimeneten.

Most szóljunk néhány szót a rendszer elektronikájáról. Mivel az első lépcső magassága 30 MHz-es gerjesztőfrekvencia esetén kb. $30\div100\mu$ V és ezen érték eltolódása ($\Phi_{ex+}=0-nak \Phi_{ex+}=\Phi_{o}/2-re$ való változásakor) $10\div30\mu$ V, kis zaju, nagy erősitésü RF erősitőt kell használnunk. Külön problémát jelent az, hogy folyékony



c) Nb pontkontaktusos toroid SQUID

9.ábra. Az RF SQUID érzékelőfejének gyakorlati megvalósitásai. Fig.9. Practical realizations of interferometer configurations. Рис.9. Различные типы джозефсоновских переходов, используемых в практике.

23



10.ábra. A SQUID mérőfej vázlata.

Fig.lO. Sectional view of the rf SQUID sensor. Рис.10. Схема датчика и измерительной штанги нашего сквида.

hélium hőmérsékletén müködő rezgőkörön eső feszültséget szobahőmérsékleten müködő erősitővel kell erősitenünk. Az összeköttetést koaxiális kábellel szokás biztositani, ennek minél kisebb veszteségünek kell lenni.

Hatását többféleképpen is figyelembe lehet vennni:

- a kábelt belefoglaljuk a rezgőkörbe (λ/4-nél rövidebbnek kell lennie, de hőtechnikai okok miatt tulságosan rövid sem lehet)
- 2.) λ/2 hosszuságu kábelt használunk (csak a kábelen létrejött veszteség jelent problémát)
 3.) a kábel végén levő illesztett rezgőkör reflexiós tényező-
- a kábel végén levő illesztett rezgőkör reflexiós tényezőjét mérjük iránycsatoló segítségével
- 4.) hütött előerősitőt alkalmazunk, az erősitő bemeneti tranzisztorát közvetlenül a rezgőkör közelében helyezzük el.

Mi a 3. pontban leirt lehetőséget választottuk: iránycsatoló segitségével detektáljuk a SQUID gyürü kvantumállapotainak változását. A ll.ábrán mutatjuk be az iránycsatolóval müködtetett RF SQUID elektronikus blokk-sémáját.



ll.ábra. Az RF SQUID müködtetése iránycsatolóval.

- Fig.ll. RF SQUID operation with a directional coupler.
- Рис.11. Работа ВЧ-сквида с направленным ответвителем.

A rádiófrekvenciás erősitő elvi kapcsolási rajza látható a 12.ábrán.



- 12.ábra. Az RF erősitő és a demodulátor kapcsolási rajza.
- Fig.12. Circuit diagram of the rf amplifier and demodulator.
- Рис.12. Принципиальная схема радиочастотного усилителя и демодулятора.

Bemenő fokozatként 2N4416 tipusu térvezérlésü tranzisztorokból álló kaszkód erősitőt használtunk. A BF244A tipusu FET emitterkövető kapcsolási módban impedancia-transzformátorként szerepel. Erre a rádiófrekvenciás erősités nagyrészét elvégző µA733 tipusu videoerősitő viszonylag kis bemenő impedanciája miatt volt szükség. Egyébként a kaszkód fokozat tulságosan leterhelt lenne és ezáltal erősitése csökkenne.

Amplitudódetektálásra egy OA 1162 tipusu diódát használtunk, majd az itt megjelenő hangfrekvenciás jel erősitésére egy μ A 715 tipusu müveleti erősitőt. A rendszer együttes erősitése 150 000 szeres sávszélessége 200 kHz, zaja 1,4 nV/ \sqrt{HZ} .Ezek a paraméterek a jelen alkalmazás céljára tökéletesen megfelelnek.

A 8.ábrán feltüntetett blokkvázlat többi része a kereskedelemben könnyen hozzáférhető, olcsó müveleti erősitőkkel került megépitésre. A modulációs frekvencia 60 kHz, a moduláció szintje egy potenciométerrel $\emptyset_0/2$ -re beállitható. Az RF erősitő demodulátorát követő µA715 müveleti erősitő jelét tovább erősitjük, majd egy 795 DC tipusu négynegyedes analóg szorzóból kialakitott fázisérzékeny detektorra vezetjük, melyet egy differenciaerősitő és egy integrátor követ. Az integrátor kimenetét egy ellenálláson át visszavezetjük az L_{rf} tekercsbe a fluxus-zárt hurok létrehozásához.

A SQUID rendszerünk üzembeállitása esetén az első lépés a pontkontaktus megfelelő beállitása. Két változatot dolgoztunk ki. Az elsőnél a pontkontaktust szobahőmérsékleten állitottuk be egy alkalmas beállitó szerszámmal. Kvantitative ezt ugy lehet ellenőrizni, hogy az L_{rf.} C_{rf} rezgőkört kb. 1 V-os amplitudóju RF jellel gerjessztjűk a rezonancián. A csavar behuzása közben mérjük a rezgőkörön megjelenő feszültséget, ami az érintkezés pillanatában csökken. A csökkenés mértékéből lehet következtetni a kritikus áramra (ic). Tapasztalataink szerint 0,25 %-os amplitudó csökkenés adja a legmegfelelőbb beállitást. Ez a módszer elég jól használható, de kényelmetlen, mert minden ujraállitás a mérőfej szétszerelésével jár együtt. Ezért egy másik változatot dolgoztunk ki, melynél a hegyes csavar helyzete egy, a mérőszonda belsejében elhelyezett, tömitett bevezetésü állitóruddal szabályozható, amikor a SQUID a folyékony héliumban van. Ez lehetővé teszi az optimális beállitást, és megbizhatóvá, kényelmessé teszi a méréseket.

A lépcsőkarakterisztika felvételéhez az RF generátor jelét 100 %-ig kimoduláltuk egy l kHz-es jellel és az RF szintet alkalmasan beállitva egy oszcilloszkópon megfigyelhetjük a karakterisztikát. Az RF generátor amplitudóját egy programmerrel vezérelve XY recorderen is felvehető, ezt látjuk a l3.ábrán. Az első "lépcsőnél" a betáplált feszültség kb. 27 μV_{eff} a reflektált jel az 50 Ω-os kábelen 1.8 μV_{eff}.

A "háromszög" karakterisztika felvétele ugy történt, hogy az RF szintet az első lépcsőre beállitva az L_{rf} tekercsbe, vagy a jeltekercsbe egy ellenálláson át lineárisan növekvő áramot vezettünk. A l4.ábrán látható az eredmény. Ebből meghatározhattuk a jeltekercs és a SQUID kölcsönös indukciós együtthatóját, ami esetünkben 3 nH, az L_{rf}-re ugyanez 1,5 nH volt.



- 13.ábra. A SQUID lépcső-karakterisztika iránycsatolóval mérve. A görbe alakja különbözik a 6.ábrán látható grafikontól, mivel ebben az esetben nem a rezgőkör sarkain megjelenő feszültséget detektáltuk, hanem a róla reflektálódó jelet.
- Fig.13. SQUID staircase pattern as measured by a directional coupler. The shape of the curve is different from that in Fig.6., as in this case not the voltage across the tank circuit, but the reflected signal is detected.
- Рис.13. Пилообразная характеристика сквида, измеренная при помощи направленного ответвителя. Форма кривой отличается от формы кривой, приведенной на рис.6, так как в этом режиме регистрируется отраженный сигнал, а не напряжения в резонансном контуре.

Fluxus-zárt hurkot létrehozva megmértük a zajt és a sávszélességet. A nyilthurku erősités 20 000; zárt hurok esetén a kimeneti feszültségváltozás 0.1 V/ Φ_0 ; dinamikus tartomány ±100 \emptyset_0 ; sávszélesség 20 kHz (- 3dB-es pont zárt hurok esetén); a bemenőjel megengedett maximális változási sebessége 2,2.10⁴ \emptyset_0 /s. Az eszköz saját zaja 8.10⁻⁵ \emptyset_0 / \sqrt{Hz} . A kereskedelemben kapható legjobb SQUID-ek zaja ennél nem kisebb. Ez az érték közel van az ilyen frekvenciáju RF rendszerrel elérhető határhoz. A 15.ábrán bemutatunk egy példát a SQUID hosszuidejü drift és zaj mérésére.

Szakmai lektor: Gál János



14.ábra. A SQUID háromszög-karakterisztika. Fig.14. Triangle pattern of our SQUID. Рис.14. Пилообразная характеристика нашего сквида.



- 15.ábra. A SQUID zajának és stabilitásának mérése fluxus-zárt hurokban.
- Fig.15. Measurement of the noise and stability parameters of our SQUID in a flux locked loop.
- Рис.15. Шум и стабильность нашего сквида, измеренные с обратной связью по потоку.

Irodalom

- [1] Mészáros S., Szupravezető kvantum-interferométerek, Fiz. Szemle <u>28</u> (1978) 204
- [2] R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, Mai fizika,
 9. kötet, (Müszaki Könyvkiadó, Budapest, 1970) 156. o. [3] B.D. Josephson, Adv. Phys. <u>14</u> (1965) 419 [4] J. Clarke, Phyl. Mag. <u>13</u> (1966) 115

- [5] O.V. Lounasmaa, Experimental Principles and Methods Below 1 K°, (Academic Press, London and New York, 1974) p. 147
 [6] R.P. Giffard, R.A. Webb, and J.C. Wheatley, Journal of

Low Temp. Phys. 6 (1972) 533



MÜHELYÜNKBÖL – LABORATORIUMUNKBOL ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 31-34 PAL-III PROGRAM MÅGNESKAZETTÅK ELÖFORMÅLÅSÅRA

ZOLNAI LASZLO

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

Bevezetés

A VdG-5 mérőközpontjában a Nuclear Data 50/50 mérő- és adatfeldolgozó rendszer bővitéseként néhány évvel ezelőtt egy SYKES gyártmányu COMPU/CORDER 120 tipusu digitális mágneskazettás adattároló egység, a továbbiakban röviden magnetofon került beszerzésre [1].

Azóta a magnetofont illesztettük a rendszerhez és kidolgoztuk a magnetofon hatékony kihasználásához szükséges programokat [2]. Alapvetően a magnetofon két adatrögzitési módot tesz lehetővé. Az egyikben a lehetséges két szalagnyomon "soros" elérésü, blokkolt formátumu adatinformációt rögzithetünk [3], a másikban, speciális, az egyik nyomon ciminformációt tartalmazó, u.n. előformált kazetta felhasználásával "direkt" elérésü üzemmódban file-szervezésü adatokat tárolhatunk [4]. Ez utóbbi rögzitési módot használja a magnetofonnal együtt szállitott "EDITOR" szövegszerkesztő és a "PAL-III" assembler forditóprogram is [5].

Az előformált kazettákat a "soros" elérésű rögzitési módnál használt kazettáknál háromszor drágábban tudjuk beszerezni. Az eltelt időszakban a készülékkel együtt rendelt előformált kazettákat felhasználtuk, ill. ezeknek egy része az adathordozó nyúlása miatt alkalmatlanná vált a cimzés használatára. A cimzetlen kazetták cimzésére, ill. az alkalmatlanná vált kazetták ujracimzésére irtuk meg az ND 50/50 rendszeren működő "PREF" nevű programot, amelynek működését az alábbiakban ismertetjük.

A "PREF" program leirása

A program a kazetták egyik, cikkünkben "A"-val jelölt nyomának ciminformációval való feltöltésére készült. A kazettákban levő adathordozó jellemző méreteit, ill. a ciminformáció szerkezetét az l. ábrán tüntettük fel. Az ábrához a következőket kell megjegyezni:







l.ábra. Digitális mágneskazetta jellemző szalagméretei és a cimzett nyom szerkezetének vázlata.

* Å két 8 bites karaktert egy 16 bites értékként összekapcsolva kell értelmezni

32

A magnetofon szerkezete lehetővé teszi, hogy a magnetofonhoz csatolt számitógép meg tudja állapitani a szalag hozzávetőleges helyzetét az iró-olvasó fejnek a szalagra való helyezése nélkül [1] a szalag elejéhez viszonyitva. Ciminformációval el nem látott kazetta esetén ez az egyetlen lehetőség a pozicionálásra. A program is ezt használja a ciminformáció irásakor. Ezeket a helyeket az ábrán a "BELSŐ CIMEK HELYEI" felirattal jeleztük.

A ciminformációt az ábrán T_1 ill. T_2 -vel jelölt karakterek hordozzák, a szalagcimek növekvő sorrendjében a cim sorszámát tartalmazza. A \overline{T}_1 és \overline{T}_2 karakterek lehetőséget adnak a cimolvasás helyességének ellenőrzésére. A többi karakter rögzitésének célja a bit- és karakterfelismerés szinkronizálása a visszaolvasás alkalmával [1].

A "PREF" program használata

Az alábbiakban leirjuk az adathordozó kazetták előformálásának folyamatát.

1.) A BIN. LOADER [6] segitségével betöltjük a PDP-8/I második memória moduljába a "PREF" program bináris szalagját [6].

2.) Bekapcsoljuk a magnetofont, benyomva a "POWER" és "MOTION" jelzésü kapcsológombokat.

3.) A kazetta "A" jelzésű nyomján lehetővé tesszük az irást az irásvédelem hatástalanitásával, és a kazettát a "B" oldalával kifelé behelyezzük a magnetofonba, ügyelve arra, hogy az olvasó fej a szalag nem átlátszó részén helyezkedjen el.

4.) 110200₈-ról elinditjuk a "PREF" nevü programot és megvárjuk mig az a szalagot végigirva megáll.

5.) Kivéve a kazettát, az "A" nyom irásvédelmét visszaállitjuk.

Megjegyezzük, hogy célszerü az igy elkészitett kazettát az "UCHEK" nevü program segitségével ellenőrizni [7].

Összefoglalás

A "PREF" program segitségével előformált SYKES és VERAATIM gyártmányu kazetták a kazettaellenőrző "UCHEK" valamint az "EDITOR" és "PAL-III" programok használata során hibátlannak bizonyultak.

Végül szeretném megköszönni Dr.Lőkös Sándor segitségét, amelyet a magnetofon rögzitési módjainak megismerésében nyujtott.

Szakmai lektor: Lőkös Sándor

Irodalomjegyzék

- [1] General Programming Manual for COMPU/CORDER Magnetic Type Units, Sykes Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972
- [2] Zolnai L., ATOMKI Közl. 18 (1978) 287
- [3] Program Description and Operating Instructions -Sequential Access Subroutines, Sykes Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972
- [4] Program description and Operating Instructions DABAR, Sykes Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972

- [5] Program Description and Operating Instructions -COMPU/CORDER Assembler/Editor, Sykes Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972
 [6] Introduction to Programming 1970, Digital Equipment Corp,
- [6] Introduction to Programming 1970, Digital Equipment Corp, Maynard, Massachusets, 1969
 [7] Program Description and Operating Instruction - UCHEK for
- [7] Program Description and Operating Instruction UCHEK for C/C 120, 220, Sykes Datatronics Inc., Rochester, New York, 1972
ATOMKI Közlemények 21 (1979) 35-39

SIMPLE BINARY COUNTERS INTERFACED TO PDP-8/I MINICOMPUTER

SANDOR LOKÖS

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

Complex data acquisition processes very often require that the acquisition system should be able to count events coming from parallel sources. Modern equipments of this kind are generally built around some kind of computer. For example, in the VdG laboratory of ATOMKI an "ND 50/50" type nuclear data acquisition and processing system (produced by Nuclear Data Inc.) is in operation. It is based on a PDP-8/i (Digital Equipment Corp.) minicomputer and a Nuclear Data multichannel analyzer interfaced to it.

The practical demands of up-to-date nuclear measurements put considerable pressure on the system development activities. The application of binary counters interfaced to computers is among the results of this pressure and serve the system to be flexible in solving different automatic counting tasks.

The general principles of interfacing to the popular PDP-8/i minicomputer can be found in [1]. In fig.1 the actual counters and the interface are shown on a block-diagram level. Three identical 12-bit counters and one "one-bit" counter (event sensing flag) have been built. The "12-bit" and "binary" solutions were chosen for the convenience of the computer.

One of the counters with its "overflow flag" can be seen in detail in fig.2., where the schematic drawing about the front panel of the box housing the counters and two tables in which the instructions for the practical use of these peripherals are also given. The four inputs to the counters are gated simultaneously by a positive gate, therefore, the counter inputs are open when a positive TTL "logical one" level or a brake is applied on the gate input. The counter inputs are closed when a positive TTL "logical zero" level or ground is applied on the gate input. The timing of the input shaper 74121 monostable limits the upper counting frequency to 1MHz which is more than enough in our counting tasks. The input requirements of the counter equals the ones of 74121.

Our counters differ from the well-known ones in the countingcycle control. The counters can be cleared only at the very beginning by a "START CLEAR L" signal. Generally at the start of a counting cycle the previously gathered content of the





CODE

EFFECT

65338(18)	Counter I content is transferred to AC (C-I OO \Rightarrow AC 11)
65338(28)	Counter II content is transferred to AC (C-II 00 + AC 11)
6533 ₈ (3 ₈)	Counter III content is transferred to AC (C-III 00 + AC 11)
6533 ₈ (4 ₈)	Skip if EVENT SENSING FLAG IV. is set
6533 ₈ (6 ₈)	Skip if OVERFLOW FLAG II. is set
6535 ₈ (1X ₈)	OVERFLOW FLAG I. is cleared
6535 8 (2X 8)	OVERFLOW FLAG II. is cleared
6535 8 (3X 8)	OVERFLOW FLAG III. is cleared
6535 ₈ (4X ₈)	EVENT SENSING FLAG IV. is cleared
6535 8 (6X 8)	Skip if OVERFLOW FLAG III. is set
6535 8(7X 8)	Skip if OVERFLOW FLAG I. is set
"X" means do	n't care octal bit

Fig.1. Block diagram of the counters and the interface.



THE FRONT PANEL OF THE COUNTERS



SIGNAL NAMES AND FRONT PANEL POSITIONS CROSS REFERENCE

	COUNTER I.	COUNTER II.	COUNTER III.	EVENT SENSING
INPUT	BNC4	BNC5	BNC6	BNC10
POLARITY SWITCH	SW4	SW5	SW6	SW10
SWITCH 16	SW1	SW7	SW13	-
SWITCH 256	SW2	SW8	SW14	-
SWITCH 4096	SW3	SW9	SW15	
POSITIVE GATE	BNC11			

PRESET VALUES SETTINGS (NUMBER OF EVENTS COUNTED BEFORE

	AN	OVERFLOW))
--	----	-----------	---

SWITCH POSITION SWITCH SWITCH 16 256 4096			PRESET VALUE
DOWN	DOWN	DOWN	1
UP	DOWN	DOWN	16
X	UP	DOWN	256
Х	х	UP	4096

Fig.2. One of the counters with directions for use.

counter should remain unchanged because the cycles are controlled only externally through the "Positive Gate" input. The computer merely sense the "overflow" states (then clears them) and transfers the contents at any time under program control. This solution allows the following basic operation modes to be realized.

a) "Prescaler" mode. It is advisable to use it at high counting rates. The computer program counts the "overflows" and the 12-bit content is transferred only at the end of a cycle if required by accuracy. (The "cycle end" signal is sent to the program through a separate channel.)

b) "Sampler" (mode. The positive gate is always open and the counting rate is not too high. The computer program samples periodically the contents of the counters and in the meantime it counts the "overflows" too.

These {modes of couse, require modifications in the software and external control only.

The device selector and instruction decoder part of our interface differs from the usual one [1] as it can be seen in Fig.3. We modified one of the AC-bits-using methods in order to increase the instruction number belonging to one device code. By this modification 16 instructions were gained instead of 3 ones moreover, the microprogramming capability of I/O instructions was partly retained.

The 6XXl₈ instruction clocks the six low order bits /Y₈/of the PDP-8/i accumulator into the storage register which holds this value and gives inputs to the decoders continuously. The same 6XXl₈ instruction after clocking clears the accumulator,



3.ábra. Hardware realisation of our method to increase the number of I/O instructions.

The $6XX2_8$ and/or $6XX4_8$ instructions serve as strobe signals on the "D" input of the appropriate decoders and generate the $6XX3_8/Y_8$ / and/or $6XX5_8/Y_8$ / instructions. It can be seen that the first step in generating an I/O function must be the execution of a "TAD" instruction or its equivalent to set the "Y₈" value in the accumulator.

The microprogramming capability means that the $6XX6_8/Y_8/$ or $6XX7_8/Y_8/$ instruction is executable and effects as $(6XX1_8/Y_8/)$, $6XX2_8$ and $6XX4_8$ instructions executed successively. The only restriction is that the $6XX1_8/Y_8/$ instruction must be executed alone already before data transfer from the accumulator, so in this case only a $6XX6_8/Y_8/$ type microprogrammed instruction can be used. In our case this kind of I/O function is not used.

Referee: István Cserny

References

[1] Small Computer Handbook, 1970, Digital Equipment Corporation



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 41-48

INTEZETI HIREK

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A Tudománypolitikai Bizottság 1978 tavaszán hozzájárult az ATOMKI-ben tervezett ciklotronberuházáshoz. Ennek alapján az MTA Főtitkára jóváhagyta a beruházási célt. A ciklotronlaboratórium létesitésének előkészitésére, a már aktuális tervezési, szervezési feladatok ellátása céljából dr. Schlenk Bálint igazgatóhelyettes vezetésével önálló ciklotron csoport alakult, mely müködését 1978.szept. 15-én kezdte meg. A ciklotronberuházás felelős vezetője dr. Valek Aladár tud. főmunkatárs.

Az ATOMKI és a Debreceni Orvostudományi Egyetem közös tudományos ülést rendezett 1978. nov. 28-án "Felkészülés a debreceni U-103 ciklotron orvosi célu alkalmazására" cimmel. Az ülésen négy előadás hangzott el, az előadásokat hozzászólások és értékes, hasznos vita követte. Az előadásokat az ATOMKI Közlemények ugyanezen számában közöljük.

A tudományos ülésen az ATOMKI és a DOTE szakemberei közül megjelent hallgatók nagy száma a téma iránti érdeklődést mutatta.

1978.dec. 13-án ciklotronnal kapcsolatos megbeszélést tartottunk az ATOMKI-ben azon intézmények vezető szakembereinek részvételével, amelyek a ciklotron kihasználására vonatkozólag előzetesen már jelezték igényüket. A megbeszélésen az intézet igazgatója tájékoztatást adott a ciklotronberuházás jelenlegi állásáról. A beszámolót vita követte. A megbeszélésen 12 szakember vett részt külső intézményektől.

Dr. Lovas Rezső tud. munkatárs, a fiz. tud. kandidátusa lett az ATOMKI Közlemények szerkesztőbizottságának uj titkára. A korábbi titkár dr. Gyarmati Borbála, a fiz. tud. kandidátusa 20 éven keresztül eredményesen végzett munkája után felmentését kérte. A jövőben dr. Gyarmati Borbála mint a szerkesztőbizottság tagja müködik közre az intézeti kiadvány szerkesztésében.

Az ELFT Vákuumfizikai és Vékonyrétegfizikai Szakcsoportja, a GTE Anyagvizsgáló Szakosztálya és a Magyar Kémikusok Egyesülete Tömegspektroszkópos Szakcsoportja 1978. dec. 1-én klubnapot és intézetlátogatást szervezett az ATOMKI-ben mintegy 25 részvevővel. A klubnapon az ATOMKI három kutatója tartott előadást, majd vezetőségi ülés és intézetlátogatás szerepelt a programban.

- Május 25. Kalinka Gábor: "Zajparaméterek mérése félvezető detektoros röntgenspektrométeren"
- Junius 1. Fényes Tibor: "Beszámoló a magspektroszkópiai kutatócsoport munkájáról"
- Junius 15. Koncz Pál (KFKI):"A ¹²C(p,π⁺d) ¹¹B reakció kinematikailag teljes vizsgálata 660 MeV protonenergián (KFKI-Dubna együttmüködés)"
- Augusztus 24. Mohamed Ahmed Naim (ösztöndijas aspiráns, Cairo): "Investigation, respectively discovery of gold isotopes produced by neutron activation of thallium" (Kandidátusi értekezés munkahelyi vitája)
- Szeptember 11. Prof. F.W. Saris (FOM Institute, Amsterdam): "X-Rays from quasi-atoms and molecules: a new alchemy"
- Szeptember 14. Csikainé Buczkó Margit (KLTE Izotóp Intézet, Debrecen): "Nukleáris módszerek alkalmazása fosszilis csontok elemösszetevőinek meghatározására" (Kandidátusi értekezés munkahelyi vitája)
- Szeptember 26. Berényi Dénes: "Belsőhéj ionizáció relativisztikus elektronbombázásnál" (előadás a Sendai-i (Japán) konferencián 1978. aug.)
- Szeptember 26. Prof. S. Moszkowski (Department of Physics University of California, USA): "Heavy ion collisions"
- Október 5. Prof. H. Vonach (Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Bécs): "Evaluation of neutron crosssections for important neutron dosimetry reactions"
- Október 11. Uray István: "A sugárvédelmi előirások lényege és rendszere"
- Október 18. Cseh József: "Rezonanciajelenségek nehézionreakciókban" (Beszámoló az Argonne National Laboratory-ban tett tanulmányutról)
- Október 26. Szatmáry Zoltán (KFKI): "Magfizikai adatok szerepe az atomenergetikában"
- November 2. Vad Kálmán: "Szupravezető kvantum interferométer kifejlesztése"
- November 9. Prof. C. Van de Leun (Rijksuniversiteit Utrecht, Fysisch Laboratorium): "Measurements of short lifetimes"
- November 16.Hunyadi Ilona, Somorjai Endre: Beszámoló az Európai Fizikai Társulat "Könnyü magok szerkezete" c. konferenciájáról (Hwar, Jugoszlávia, 1978. május) Vatai Endre: "Az atomburok kitágulásának hatása mag-atomi folyamatokra"

témájában segitséget nyujtott, munkatársakat nevelt. Nélküle az intézeti vákuumfizika, vákuumtechnika elképzelhetetlen lenne. Ugyanakkor az intézet egyik legsikeresebben dolgozó kutatója, csoportjával együtt, az iparral való együttmüködés területén is.

Példamutatóan segitőkész magatartása mellett komoly energiával és eredményesen dolgozott azon, hogy az intézetben kifejlesztett vákuumtechnikai lehetőségeket az orvosi kutatásban és gyakorlatban (vizsgálat a mütőhelyiség altatógázokkal való szennyezettségére) is alkalmazni lehessen, továbbá munkatársaival együtt komoly, nemzetközileg is kiemelkedő eredményeket ért el a halogénvegyületek szerkezet vizsgálatában, kombinálva az elektron diffrakciós és a kvadrupól tömegspektrométeres méréstechnikát. Ez utóbbi kutatások a Központi Kémiai Kutató Intézet munkatársaival együttmüködésben folytak.

Dr. MEDVECZKY LÁSZLÓ

Ugyancsak 1978-ban először adtuk ki az Intézeti Közmüvelődési Dijat, amelyet ilyen irányu kimagasló tevékenységéért dr. Medveczky László nyert el. Dr. Medveczky László korábban is nagy érdeklődést tanusitott az intézeti tudományos eredmények népszerüsitése széles körben való terjesztése iránt. Az utóbbi két évben azonban mint sajtófelelős, tulmenően saját és intézeti munkája népszerüsitésén, igen nagy lelkesedéssel épitett ki szoros kapcsolatot nemcsak a helyi és fővárosi napilapokkal, hanem a rádióval, a televizióval, az időszakonként megjelenő ismeretterjesztő folyóiratokkal is. Az intézetnek fennállása óta nem volt ilyen jó kapcsolata a sajtóval és a hirközlő szervekkel. Az ő érdeme, hogy az intézeti eredményekről gyors és széles körü tájékoztatást adunk a társadalom széles nyilvánossága számára. Az ilyen jellegü tájékoztatást és ismeretterjesztést az intézet feladatának és kötelességének tartja. Ugyanakkor Medveczky László lelkes, odaadó ezirányu munkájának eredménye igen kedvezően mutatkozik meg az ATOMKIről kialakult közvéleményben is.

A Magyar Tudományos Akadémia által kiirt Alkotó Ifjuság pályázaton a kutatói kategóriában <u>Ricz Sándor</u> tud. segédmunkatárs pályadijat nyert és elnyerte az MTA Ifjusági diját.

Az ATOMKI által meghirdetett Alkotó Ifjuság Pályázaton kutatói kategóriában az I. dijat Mészáros Sándor, Vad Kálmán és Bartha László közösen nyerték, a II. dijat Végh László kapta. A mérnök-technikus kategóriában az I. dijat Sulik Béla mérnök, a II. dijat Molnár Gyula technikus nyerte. Szakmunkás ill. egyéb kategóriában Krajcz Katalin I. dijat, Bene Lászlóné pedig II. dijat kapott.

Az ATOMKI Osztályvezetői Értekeztele 1978 év folyamán is rendszeresen – általában havonta egy alkalommal – tartotta üléseit. Az Osztályveztői Értekezleteken megvitatták a résztvevők az intézet egyes tudományos egységeinek kutatási tevékenységét, terveit, távlati elképzeléseit.

kenységét, terveit, távlati elképzeléseit. Az Osztályvezetői Értekezleteken az alábbi kutatási egységek tevékenysége került részletes megvitatásra:

- Nyomdetektor Csoport
- Elméleti Magfizikai és Számitástechnikai Csoport
- Elektrosztatikus Gyorsitó Osztály
- Nukleáris Atomfizikai Csoport.

Az Osztályvezetői Értekezlet foglalkozott továbbá az intézet mühelykapacitásának elosztásával, valamint a ciklotronberuházás távlati programjával.

* *

Az Intézet Igazgató Tanácsa az év folyamán két alkalommal ült össze. Kibővitett ülésein az alábbi főbb témák szerepeltek napirenden:

- az intézeti szabadalompolitika aktuális kérdései

- az ATOMKI nemzetközi együttmüködési kapcsolatai

- az ATOMKI müködési szabályzatának ismertetése, megvitatása.

* * *

1978 folyamán az ATOMKI-ben több mint 80 külföldi vendéget illetve látogatócsoportot fogadtunk.

A látogatók közül hosszabb időt töltöttek az Intézetben: A.J. Barishnyikov, E.L. Jadrovszki és N.N. Titarenko szovjet fizikusok, az Obnyinszki Fizikai Energetikai Intézet munkatársai (SZU), három-három hetet;

Dr. Seif El-Nasr Samir egyiptomi fizikus (Shamia, Kuwait) másfél hónapot.

dr. M. Rysavi csehszlovák fizikus 2 hetet és

dr. O. Dragoun csehszlovák fizikus 2xl hetet töltöttek az ATOMKI-ban, mindketten a prágai (Rez) Magfizikai Intézet és az ATOMKI közötti együttmüködés keretében.

A rövidebb időre idelátogató vendégek közül név szerint az alábbiakat emlitjük meg:

Prof. J. Kistemaker (FOM Instituut voor Atom an Molecuulfysica, Amsterdam, Hollandia)

Prof. Ioan URSU (a Román Szoc. Köztársaság Tud. és Technológiài Országos Tanácsának elnöke, Bukarest, Románia)

Prof. S. Moszkowski (Department of Physics, University of California, Los Angeles, USA)

Prof. dr. H. Vonach (Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Bécs, Ausztria)

Prof. Cornelius Van der Leun (Rijksuniversiteit, Utrecht, Fysisch Lab. Utrecht, Hollandia).

A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség által a fejlődő országok kutatóinak továbbképzésére Debrecenben szervezett "Training Course" (témája: Neutrongenerátorok tudományos és gyakorlati alkalmazásai) résztvevőinek kb. 20 fős csoportja megtekintette az ATOMKI kutatólaboratóriumát.

A csehszlovákiai Dél-Morva terület párt- és tanácsi küldöttsége (4 fő) Karel Neubert, a területi pártbizottság első titkárának vezetésével tett látogatást az ATOMKI-ben.

1978-ban az intézet kutatói és mérnökei összesen 111 alkalommal <u>utaztak külföldre</u>, konferenciákon, kongresszusokon vagy tudományos tanácsülésen való részvétel, illetve tanulmányut, tudományos együttmüködés keretében hosszabb-rövidebb tanulmányok, kutatás vagy tapasztalatcsere céljából.

Hosszabb külföldi munkavállalásra utazott Végh László tud. munkatárs a Szovjetunióba, ahol 1978. február 1-én kezdte meg kétéves munkáját a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézetben. Ugyanitt tölti kétéves munkavállalásának második évét <u>Tárkányi</u> Ferenc tud. munkatárs is. Cseh József tud. munkatárs 5 hónapos tanulmányuton vett részt az USA-ban, ahol az Argonne National Laboratory-ban dolgozott februártól juliusig, akadémiai egyezményes keret terhére.

Kövér Akos tud. munkatárs 4 hónapot töltött 1978. szept.-től decemberig Dániában, ahol az Aarhus-i Egyetem Fizikai Intézetében végzett kutatásokat.

Somorjai Endre tud. munkatárs Lengyelországban a Varsói Egyetem Kisérleti Magfizikai Tanszékén (Varsó) 2x2 hetet töltött április és december hónapban közös mérések és konzultáció céljából.

<u>Tudományos együttmüködések</u> keretében az alábbi utazásokat emlitjük meg:

A dubnai Egyesitett Atomkutató Intézettel fennálló együttmüködés keretében 7 kutató utazott Dubnába általában egy-kéthetes tanulmányutra; az obnyinszki Fizikai Energetikai Intézetben 4 kutató töltött 2-3 hetet, a leningrádi Magfizikai Intézetben egy kutató dolgozott 2 hetet; a rigai Radioizotóp Tud. Kutató Intézetben két kutató töltött egy-egy hetet. Ugyancsak folytatódtak a közös kutatások a prágai Magfizikai Intézettel (Rez), ahova 4 kutató utazott ki egy-két, illetve háromhetes munkára, valamint a Rossendorfi Központi Magfizikai Intézettel, ahol 3 kutató dolgozott egy-egy hetet.

Az ATOMKÍ Ifjusági Parlamentjét 1978. december 8-án rendeztük meg. A Parlamenten a beszámolót Berényi Dénes akadémikus, az intézet igazgatója tartotta. A beszámolót hozzászólások és vita követte, majd elfogadták az uj Intézkedési Tervet.

1978 évben az intézeti szakmai továbbképzés egyik eseménye volt a Nukleáris Atomfizikai Csoport <u>továbbképző előadás-soro-</u> zata "Bevezetés a nukleáris atomfizikába (atomi ütközések fizikája)" cimmel. Az előadásokat Berényi Dénes, Vatai Endre, Kádár Imre, Sarkadi László és Hock Gábor tartották. Az előadássorozatot az intézet érdeklődő munkatársai és mint spec. kollégiumot az V. éves fizikusok látogatták.

* * *

Az intézeten belüli szakmai továbbképpzés fontos fórumát jelentik az összintézeti szemináriumok, amelyeket 1978-ban is rendszeresen megtartottunk, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Magfizikai Szakcsoportjával közös rendezésben. Az általában hetente elhangzott előadásokat intézeti kutatók és gyakran felkért belföldi vagy külföldi vendégelőadók tartották, az előadásokat szakmai vita követte.

1978 folyamán referáló délutánokon az alábbi előadások hangzottak el:

- Január 19. Zámori Zoltán (KFKI): Mikroszámitógépek a méréstechnikában
- Január 25. С.П. Ситько (Kievi Sevcsenko Állami Egyetem): Новые эффекты, проявляемые при возбуждении ядер переходной области деформаций DD-нейтронами
- Január 26. <u>Koltay Ede</u>, Kiss Árpád: "Beszámoló a 2. nemzetközi elektrosztatikus gyorsitók konferenciájáról" (1977.május Strasbourg)

Február 2. Kruppa András: "Egyszerű módszer bonyolult nukleáris rendszerek leirására" Lovas Rezső: "Nukleon és mag töltéscserélő köl-Február 9. csönhatása" (Kandidátusi értekezés munkahelyi vitája) Február 16. Csongor Éva, Hertelendi Ede, Szabó Ilona: "Beszámoló az ATOMKI-ban kifejlesztett 14C-es kormeghatározó berendezésről" Február 23. Varga Dezső, Kádár Imre, Kövér Ákos, Kövér László, Cserny István: "Elektrosztatikus elektron spektrométerek I." Március 2. Vertse Tamás: "A spektroszkópiai faktor értékét befolyásoló tényezők vizsgálata egyrészecskeátadó reakciókban" (Kandidátusi értekezés munkahelyi vitája) Március 9. Bibók György, Mórik Gyula: "Beszámoló a finnországi ciklotron laboratóriumokban tett látogatásról" Március 16. Horkay György: "Röntgenspektrométer adatkiértékelő rendszere mikroprocesszorral" Március 23. Lőkös Sándor: "Számitógép-vezérelt mérési adatgyüjtés és feldolgozás intézetünkben. Jelen állapot és jövőbeni tervek" Március 30. Takeshi Mukoyama (japán vendégkutató): (Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto) "Relative intensities and energy shifts of K X-rays produced in heavy charged particle collisions" Aprilis 6. Kádár Imre, Varga Dezső, Kövér Ákos, Lakatos Tamás, Kiss Károly, Cserny István, Végh János: "Elektrosztatikus elektron spektrométerek II." Aprilis 14. Prof. C. Mayer-Böricke (Institute für Kernphysik der Kernforschungsanlage Jülich): "Magfizikai kutatások a jülichi izokron ciklotron segitségével" Somogyi György: "Nyomdetektorok automatikus érté-Aprilis 20. kelésére vonatkozó fejlesztések tapasztalatai" Prof. J. Kistemaker: (FOM Institute, Amsterdam) Aprilis 26. "Some recent work in the FOM Institute in Amsterdam" Balogh Kadosa, Mórik Gyula, Árva Ernőné: Aprilis 27. "Müszeres fejlesztések és tapasztalatok a K/Ar módszeres kormeghatározással kapcsolatban" Május 15. Kiss Árpád: "A magfizikai Doppler-hatás és alkalmazásai" (Kandidátusi értekezés munkahelyi vitája) A.M. Kobos (Krakkóż Atommag Kutató Intézet, Május 18. Krakkó): "Deuteron Effects and Orbital Momentum Dependence in the Proton Optical Potential"

1978. okt. 20-án látogatást tett az ATOMKI-ben <u>dr. Fülöp</u> József akadémikus, a MTA alelnöke, valamint <u>dr. Sándory Mihály</u> a MTA Természettudományi I. Főosztályának főosztályvezetője. A vendégek megbeszélést folytattak az intézet igazgatójával és megtekintették az ATOMKI néhány kutatólaboratóriumát.

Hazánk felszabadulásának 33. évfordulója alkalmából: a Minisztertanács <u>dr. Szalay Sándor</u> Kossuth dijas akadémikust, az ATOMKI tud. tanácsadóját eddigi kimagasló tudományos tevékenysége elismeréséül a Magyar Népköztársaság <u>Allami Dijával</u> tüntette ki;

a Magyar Népköztársaság Elnöki Tanácsa kiemelkedő munkája elismeréséül dr. Koltay Ede tud. osztályvezetőnek a Munka Érdemrend ezüst fokozata kitüntetést adományozta;

a Magyar Tudományos Akadémia Főtitkára kiemelkedő munkájuk elismeréseként Tar Gábor müvezetőt és Papp István gépkocsivezetőt Kiváló Munkáért kitüntetésben részesitette.

1. Az 1978 évi ATOMKI Intézeti Dijat Dr. LOVAS REZSŐ kapta, a töltéscserélő kölcsönhatást leiró Lane-modell továbbfejlesztéséért és kiterjesztéséért.

2. Az 1978 évi Intézeti Interdiszciplináris Dijat Dr. BERECZ ISTVAN kapta, a kvadrupól tömegspektrométer felhasználásával, munkatársaival együtt más intézményekkel együttmüködve végzett interdiszciplináris vizsgálatokban elért eredményeiért.

3. Az 1978 évi Intézeti Közmüvelődési Dijat Dr. MEDVECZKY LÁSZLÓ kapta, közmüvelődési és sajtófelelősi tevékenységéért, az ATOMKI munkájának, eredményeinek népszerüsitéséért.

Részletes indokolás

Dr. LOVAS REZSŐ

A nukleon és atommag töltéscserélő kölcsönhatásának elméleti vizsgálata során kiemelkedő eredményeket ért el az e folyamatokat leiró Lane-modell általánositásában és továbbfejlesztésében. A modell belső konzisztenciájának vizsgálata vezette el ahhoz a mikroszkopikus, ill. félmikroszkopikus módositáshoz, amellyel értelmezni tudta a Lane modell magról-magra való viselkedését, továbbá néhány olyan jelenséget is leirt, amelyről az eredeti fenomenologikus elmélet nem tud számot adni. Az eredmények hat nemzetközi közleményben kerültek a közelmultban publikálásra és máris komoly visszhangra és nemzetközi elismerésre találtak.

Dr. BERECZ ISTVÁN

Ez alkalommal került kiadásra először az Intézeti Interdiszciplináris Dij, amelyet 1978-ban alapitottunk. Ennek a dijnak az alapitásával ösztönözni kivánjuk azt a tevékenységet, amelyik az intézetben elért magfizikai és ehhez kapcsolódó insztrumentális eredmények más tudományokban való alkalmazását tüzték ki célul. Ezek a kutatások nem kifejezetten népgazdasági célra irányulnak és semmiképpen nem szerződéses jellegüek. Intézetünk legjobb hagyományának felelnek meg a más tudományágak kutatóival, kémikusokkal, biológusokkal, geológusokkal, régészekkel, stb. együttmüködve folytatott kutatások és ezen a területen elért eredmények. Az intézetben számos ilyen kutató és kutatócsoport dolgozik eredményesen.

Áz első ilyen dijat dr. Berecz István kapta, aki közel 25 éves intézeti munkája során ugyszólván az intézet minden

 November 22. A.A. Harms (McMaster University, Hamilton, Or Kanada): "Emerging nuclear energy systems" November 23. C. Dragoun Magfizikai Intézet Prága-Rez : "Rez-ATOMKI közös mérések a nukleáris atomfiz kában" November 30. Berényi Dénes: "Az 5 éves NAP program" December 7. Mészáros Sándor: Beszámoló az Európai Fizikai Társulat 4. általános konferenciájáról (York, 1978. szept.) December 14. Gyarmati Borbála, <u>Vertse Tamás</u> és mások: "Az ón-proton optikai potenciál viselkedése a Coulomb-gát közelében" December 21. Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávo ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiá pA—p'dB folyamatokkal" 			
 November 23. C. Dragoun Magfizikai Intézet Prága-Rez : "Rez-ATOMKI közös mérések a nukleáris atomfiz kában" November 30. Berényi Dénes: "Az 5 éves NAP program" December 7. Mészáros Sándor: Beszámoló az Európai Fizikai Társulat 4. általános konferenciájáról (York, 1978. szept.) December 14. Gyarmati Borbála, <u>Vertse Tamás</u> és mások: "Az ón-proton optikai potenciál viselkedése a Coulomb-gát közelében" December 21. Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávo ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiá pA—p'dB folyamatokkal" 	November	22.	A.A. Harms (McMaster University, Hamilton, Ont. Kanada): "Emerging nuclear energy systems"
 November 30. Berényi Dénes: "Az 5 éves NAP program" December 7. Mészáros Sándor: Beszámoló az Európai Fizikai Társulat 4. általános konferenciájáról (York, 1978. szept.) December 14. Gyarmati Borbála, <u>Vertse Tamás</u> és mások: "Az ón-proton optikai potenciál viselkedése a Coulomb-gát közelében" December 21. Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávo ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiá pA—p'dB folyamatokkal" 	November	23.	C. Dragoun Magfizikai Intézet Prága-Rez : "Rez-ATOMKI közös mérések a nukleáris atomfizi- kában"
 December 7. Mészáros Sándor: Beszámoló az Európai Fizikai Társulat 4. általános konferenciájáról (York 1978. szept.) December 14. Gyarmati Borbála, Vertse Tamás és mások: "Az ón-proton optikai potenciál viselkedése a Coulomb-gát közelében" December 21. Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávo ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiá pA—p'dB folyamatokkal" 	November	30.	Berényi Dénes: "Az 5 éves NAP program"
 December 14. Gyarmati Borbála, Vertse Tamás és mások: "Az ón-proton optikai potenciál viselkedése a Coulomb-gát közelében" December 21. Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávo ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiá pA—p'dB folyamatokkal" 	December	7.	Mészáros Sándor: Beszámoló az Európai Fizikai Társulat 4. általános konferenciájáról (York, 1978. szept.)
December 21. Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávo ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiá pA—p'dB folyamatokkal"	December	14.	Gyarmati Borbála, <u>Vertse Tamás</u> és mások: "Az ón-proton optikai potenciál viselkedése a Coulomb-gát közelében"
	December	21.	Végh László: "A nukleon-nukleon rövidhatótávol- ságu korrelációk vizsgálata a közepes energiáju pA—p'dB folyamatokkal"

Összeállitotta: Kovách Adámné

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 49-88 FELKÉSZÜLÉS A DEBRECENI U-103 CIKLOTRON ORVOSI CELU ALKALMAZÁSÁRA

MTA Atommag Kutató Intézete és a Debreceni Orvostudományi Egyetem közös TUDOMÁNYOS ÜLÉSE 1978. nov. 28.

Program

Megnyitó: Dr. Berényi Dénes igazgató (ATOMKI)

- 1. Dr. Mahunka Imre Dr. Uray István (ATOMKI) Előtervek az U-103 ciklotron orvosi alkalmazására
- Dr. Kovács Zoltán Dr. Tárkányi Ferenc (ATOMKI) Ciklotron izotópok termelésének kémiai problémái
- 3 Dr. Vargha Gyula (DOTE) Az U-103 ciklotron által nyujtott neutronterápiás lehetőségek
- 4. Dr. Miltényi László (DOTE) Az orvosi izotóp diagnosztika lehetőségei U-103-as ciklotronnal

Vitavezető: Dr. Szabó Gábor rektor (DOTE)

Felkért hozzászólók: Dr. Kövér András, Dr. Mihóczy László (DOTE) Dr. Valek Aladár, Dr. Vatai Endre (ATOMKI)

Zárszó: Dr. Szabó Gábor rektor (DOTE)

Az ATOMKI Közlemények Szerkesztő Bizottsága megköszöni Mahunka Imrének, hogy az ülés előadásanyagának szerkesztését szives volt magára vállalni.

MEGNYITÒ

BERENYI DENES

A Debreceni Orvostudományi Egyetem és az MTA Atommag Kutató Intézete kapcsolatai meglehetősen messzire nyulnak vissza. Ha nem is gondolunk éppen Hatvani Istvánra, aki a maga személyében egyesitette az orvost és a fizikust a debreceni Kollégiumban, tény, hogy már az ATOMKI megalakulása előtt a Szalay Sándor professzor körül kialakuló tudományos iskolában komoly sulyt kaptak az orvosi jellegü, az orvos-kutatókkal közösen folytatott kutatások. Sőt köztudomásu, hogy az ATOMKI a KLTE Kisérleti Fizikai Tanszékéből fejlődött ki, amelyik viszont 1949-ig Orvosi Fizikai Intézetként müködött.

Ezek a távoli multra visszatekintő eredményes kapcsolatok kaptak megfelelő keretet az 1976-ban aláirt szocialista szerződésben a DOTE és az ATOMKI között. Ennek létrejöttével többek között azt is elhatároztuk, hogy évenként együttes tudományos ülést rendezünk – felváltva a DOTE-n, ill. az ATOMKI-ben, amelyen részben az előző évben elért tudományos eredményeket tekintjük át, részben megfelelő vitafórumot teremtve igyekszünk elősegiteni a további közös kutatásokat és az ATOMKI eredményein alapuló uj klinikai módszerek kifejlesztését. Különös örömünkre szolgál, hogy a tavalyi, a DOTE-n tartott első ilyen tudományos ülés után most itt az ATOMKI-ben találkozhatunk.

Mint ismeretes, ezt a mai tudományos ülést az ATOMKI-ben létesitendő ciklotron orvosi célokra történő felhasználásának előkészitésére szánjuk. A ciklotron kihasználására az előkészület már hosszu évekkel ezelőtt megkezdődött. Nem beszélve a még korábbi előkészületekről, 1975 augusztusában egy országos szimpóziumot rendeztünk fizikusok, kémikusok, biológusok, orvosok, ipari szakemberek és mezőgazdászok részvételével. Ezen a szimpóziumon még az előadások és viták akörül forogtak, hogy milyen kutatási és gyakorlati feladatokat lehet ciklotronokkal általában megoldani. Miután a beszerzési lehetőségek és anyagi feltételek gondos tanulmányozásával és egybevetésével megtörtént a döntés arról, hogy a leningrádi Jefremov Intézetből egy U-103-as (vagy más néven MGC) tipusu ciklotront szerzünk be, attól kezdve a viták és megbeszélések, valamint ezeket követő felmérések és analizisek arra vonatkoztak, az

hogy milyen feladatok oldhatók meg nem általában a ciklotronnal, hanem konkrétan az U-103-as ciklotronnal.

A felkészülés jelenlegi fázisában már az előző szempontokon is tul kell lépnünk, azaz az U-103-as ciklotron lehetőségei közül is, megfelelő analizissel, ki kell választanunk, hogy melyek azok a konkrét feladatok, amelyeknek fontosság és kivitelezhetőség szempontjából az összes lehetőségek közül előnyt kell biztositanunk, illetve hogy a végezhető kutatásokat és gyakorlati feladatokat hogyan kell rangsorolnunk és időrendbe állitanunk.

Ez a mai alkalom az emlitett konkrét felkészülés egyik fontos állomása. A ciklotron alkalmazási területének egyik fontos szektorában, az orvosi kutatási és gyógyitási feladatok területén kell az előadások segitségével a vita során kikristályositanunk, hogy pl. az előállitható számos izotóp közül melyik legyen az a 2-3, amelyikkel fontossága és viszonylag könnyü előállithatósága miatt kezdjük majd a munkát. Hasonlóan tisztáznunk kell, hogy a besugárzásos terápia terén milyenek az igények, és hogy mindezen feladatokban milyen munkamegosztás jöjjön létre a DOTE és az ATOMKI, azaz e két intézmény, illetve más érdeklődő és résztvevő intézmények munkatársai között.

Ezekkel a gondolatokkal kivántam megnyitni a mai tudományos ülést, amelytől – meg kell mondanom – igen sokat várunk és éppen ezért javaslom, hogy kezdjük meg az érdemi munkát.



ELÖTERVEK AZ U-103, CIKLOTRON ORVOSI ALKALMAZÁSÁRA

MAHUNKA IMRE, URAY ISTVAN

A debreceni ciklotron telepitést a Magyar Tudományos Akadémia jóváhagyta, ezért a ciklotronok felhasználási lehetőségeinek vizsgálatát előtervekké kellett formálni. Az előtervek kialakitása azt jelentette, hogy meg kellett határozni a különböző alapkutatási és alkalmazási célu felhasználások fő irányait, mivel ezek a ciklotron laboratórium kialakitásához szükségesek.

Ismeretes, hogy a beszerzésre jóváhagyott gyorsitó szovjet gyártmányu, U-103 tipusu, izokrón ciklotron, melynek nyalábadatait az I. táblázat mutatja.

	Energia (MeV)		Intenzitás (µA)	
Részecske	Belső	Külső	Belső	Külső
p d ³ He ⁺⁺ ⁴ He ⁺⁺	2 - 28 1 - 11 4 - 28 2 - 22	5 - 18 3 - 10 8 - 28 6 - 21	300 300 50 50	50 + 50 + 2 5 2 5

I. Táblázat U-103 izokrón ciklotron nyalábadatai

+ 150 µA (Turku)

Energiaszórás: 0,1 % (analizátor után)

A felhasználók számára elsősorban a fenti nyalábadatok érdekesek, mivel minden felhasználói program, ill. terv ezekből indul ki. A nyalábadatokból egyben az is kiolvasható, hogy a gyorsitó, bár kategóriáját tekintve a kisméretű gyorsitók közé tartozik, mégsem egy egyszerű célmüszer. Eddigi értékeléseink szerint az U-103 nyalábjait eredményesen lehet majd használni a mag- és atomfizikai alapkutatásokban, más tudományok alapkutatási problémáinak megoldásában és a gyakorlati alkalmazások széles területein. Az U-103 ciklotronnál különösen jelentős szerepe lehet az orvosi alkalmazásoknak. Az orvosi alkalmazások fő irányainak kijelölése céljából áttekintettük a ciklotronok orvosi célu felhasználására vonatkozó irodalmat, és információkat kértünk számos hazai klinikától és orvosi jellegű intézménytől. Ezen adatok birtokában konzultációkat folytattunk, elsősorban a Debreceni Orvostudományi Egyetem munkatársaival, figyelembe véve anyagi lehetőségeinket, és azt az igényt, hogy az orvosi alkalmazások tárgyi feltételei lehetőleg egybeessenek más tipusu kutatások, ill. alkalmazások tárgyi feltételeivel. E felmérések eredményeként ugy találtuk, hogy a nukleáris diagnosztika, a neutronterápia és a nukleáris analitika jelentik azokat a fő irányokat, amelyekre az U-103 gyorsitó alkalmas, és amelyekre jelentős felhasználói igény is van.

Jelenlegi munkánk célja a felsorolt fő irányok rövid ismertetése, megvitatása és a szükséges személyi és tárgyi feltételek felmérése.

A ciklotron gyakorlati alkalmazásának magfizikai alapját egyetlen általánositott összefüggésbe lehet tömöriteni:

$$X(a,b)Y \xrightarrow{\beta \leftarrow , \varepsilon} Z$$

Az (1) összefüggés szerint egy "X" tipusu atommagot a ciklotronban gyorsitott "a" részecskével bombázunk. Amennyiben az "a" részecske kinetikus energiája révén be tud hatolni a bombázott magba, ugy egy közbenső rendszer alakulhat ki, rendszerint magas gerjesztési energiával. A közbenső rendszer energiájától részecske vagy/és gamma kibocsátással szabadul meg, ezt jelöli "b", és visszamarad egy "Y" tipusu stabil vagy radioaktiv atommag. Amennyiben "Y" stabil, ugy a magfizikai folyamat befejeződik, ha viszont radioaktiv, ugy tovább alakul "Z"-vé, és ez az átalakulás mindaddig folytatódik, amig stabil végterméket nem kapunk.

<u>A diagnosztikai célu izotóptermelés</u> magfizikailag – az (1) összefüggés szerint – egy adott tipusu "Y" radioaktiv mag előállitását jelenti, ahol "X" és "a" változtatásával optimalizálhatjuk a termelést.

Az izotóptermelés a ciklotronok orvosi felhasználásának egyik legjelentősebb területe. A ciklotronnyalábok segitségével elsősorban az elemek neutronhiányos izotópjai állithatók elő, amelyek kiegészitik a reaktorokkal termelhető neutrontöbbletes izotópokat, és megkétszerezik az előállitható radioaktiv izotópok számát. Ez azt jelenti, hogy egy adott célra a legmegfelelőbb karakterisztikus adatokkal rendelkező izotópot választhatjuk ki, ami különösen lényeges a humán in-vivo alkalmazásoknál, ahol a beteg sugárterhelését a minimumra kell csökkenteni. Külön előnyként emlithető még, hogy néhány, a biológiában különösen fontos könnyü elem esetében – ilyenek pl. a C, O és N – csak a neutronhiányos oldalon találhatók olyan hosszu felezési idejü izotópok, amelyek diagnosztikai vizsgálatokat lehetővé tesznek.

A ciklotron segitségével termelhető izotópoknak (ciklotronizotópoknak) ma már igen nagy számát használják az orvosi gyakorlatban. Megállapitható, hogy az U-103 segitségével ezen izotópok nagy része termelhető, de ismeretes, hogy a ciklotronos izotóptermelés meglehetősen drága és a gyorsitó élő idejét foglalja le. Ezért ugy tünik, hogy a debreceni ciklotronnál csak 2-3, esetleg 4 izotóp rendszeres termelésére célszerű berendezkedni.

A diagnosztikai fő irány konkrét témáinak kijelölésénél feladatunk tehát az, hogy meghatározzuk azokat a nukleáris diagnosztikai módszereket, amelyek mással nem helyettesithetők, a legszükségesebb és legértékesebb információanyagot szolgáltatják. E módszerekhez ezután külön-külön meg kell oldani az izotóptermelés, a feldolgozás és az alkalmazás problémáit.

Az izotóptermelés problémái, annak elsősorban fizikai vonatkozásai, a jód példáján keresztül illusztrálhatók. Ismeretes, hogy a ¹²³I-ra, felhasználhatóságának sokrétüsége, jó detektálhatósága és kedvező sugárterhelési adatai miatt igen nagy az igény az orvosi gyakorlatban, ezért termelésére meglehetősen sok kidolgozott módszer ismeretes. A kis- és középméretű gyorsitókkal megvalósitható termelési módokról az 1.ábra ad áttekintést, ahol a nyilak kezdőpontjai azon céltárgy izotópokat jelzik, amelyekből a feltüntetett magreakciókon keresztül ¹²³I-ot kaphatunk direkt termeléssel vagy ¹²³Cs, ill. ¹²³Xe generátoron keresztül. A feltüntetett termelési módok



1.ábra. ¹²³I termelése kis- és középméretű ciklotronok segítségével.

egy része az U-103 segitségével is megoldható, és előzetes számitások szerint 10-100 mCi aktivitás várható optimális besugárzási feltételek mellett attól függően, hogy milyen a tisztasági követelmény a nehezebb jód izotópok szennyezési koncentrációjára.

<u>A ciklotronok neutronforrásként</u>, azaz neutronterápiai célra történő felhasználása a könnyü elemeken kiváltott neutrontermelő magreakciókon keresztül realizálható. Az (1) összefüggés szerint ez magfizikailag azt jelenti, hogy olyan "X-a" céltárgy - bombázó nyaláb kombinációt kell választanunk, ahol a "b" részecske neutron, a folyamat hatáskeresztmetszete nagy, és nagy a neutron energiája is. A neutronenergia növelésével kedvezőbb mélydózis arányt kapunk, az intenzitás növelése pedig a kezelési időt csökkenti. Az U-103 nyalábjaival elérhető átlagos neutronenergiákról a 2.ábra ad áttekintést, ahol a deutérium és ³He nyalábokkal termelt neutronok átlagenergiái vannak feltüntetve néhány céltárgy esetében. Az a tény, hogy



2.ábra. Berillium (9,0 mg/cm²) és szén (8,4 mg/cm²) céltárgyakon deuteron és ³He nyalábokkal termelhető neutronok átlagenergiái a bombázó nyalábok energiájának függvényében.

nálunk 28 MeV-es ³He nyaláb is lesz - sok kis gyorsitónál nincs - elvileg lehetővé teszi, hogy 10 MeV feletti átlagenergiáju neutronokat is termeljünk. Természetesen a probléma nem ilyen egyszerü, mert a neutronforrás megválasztásánál vizsgálni kell még a hatáskeresztmetszetet, a neutron-gamma arányt és sok esetben külön problémát jelent a forrás technikai kivitelezése. Általánosan az várható, hogy az U-103 nyalábjaival 10¹²-10¹³ n/sec forráserősségek érhetők el 10 MeV körüli átlagenergiákkal. Ezek a forrásadatok azt jelentik, hogy 10-20 rd/perc dózisteljesitményü kollimált neutronnyaláb kapható terápiás célra.

Az analitikai problémák ciklotron segitségével történő megoldásának ma már hatalmas irodalmi anyaga van. A módszer lényege a következő. Korábbi magfizikai alapkutatások eredményeként az (1) összefüggésnek megfelelő magreakciós folyamatok hatáskeresztmetszete az összetevők nagyon sok kombinációjára ismert a bombázó részek energiájának függvényében. A szükséges adatok birtokában, mérve a magreakcióban keletkező "b" részek vagy az "Y" mag által kisugárzott részek energia- és intenzitás spektrumát, meghatározhatjuk a mintát összetevő "X" elemek koncentrációit. Ha a magreakcióban keletkező "b" részeket mérjük, ugy prompt analitikai módszerről, ha pedig az "Y" mag bomlásából származó részeket vizsgáljuk, ugy késleltetett aktivációs analizisről beszélünk. A prompt módszerben a detektált részek fajtája szerint további csoportositást végezhetünk és megkülönböztethetünk "nehéz-részecske" (p,d,α), röntgen és gamma detektálási módszereket. A szórt nehéz-részek detektálása elsősorban a kis atomsulyu elemek analizise esetén célszerü, ahol a módszer izotópszelektivitással és nagy érzékenységgel rendelkezik. A röntgen módszer éppen ellenkezőleg, inkább a nehéz elemek vizsgálatára alkalmas, mivel a könnyü elemek alacsony röntgen energiáinál detektálási nehézségek léphetnek fel. A gamma módszer a vizsgálni kivánt elem rendszámát tekintve univerzális. Az emlitett három módszert természetesen egyidejüleg is lehet használni egy komplex analitikai mérőkamrában, pl. a 3.ábrán bemutatott elrendezésben.



3. ábra. Komplex analitikai mérőkamra vázlatrajza.

A mérőkamrában a nyaláb utjába helyezett céltárgyról visszaszórt nehéz-részeket egy felületi záróréteges detektor, az atomi gerjesztésekből származó röntgensugarakat egy Si(Li) detektor, a magreakcióból származó gamma részeket pedig egy Ge(Li) detektor méri. A három spektrométer információanyaga igy kiegésziti egymást, ami gyakran sokelemes analizist tesz lehetővé.

A nukleáris analitikai módszerek segitéségével ma már nagyon gyakori a ppm nagyságrendű koncentrációk vizsgálata, de gyakran olvashatunk ppb sőt ennél nagyobb érzékenységű meghatározásokról is.

Az orvosi alkalmazásokkal kapcsolatban kialakitott előterv fő irányainak folyamatábrái a 4.ábrán láthatók.



4.ábra. Az orvosi alkalmazások fő irányainak folyamatábrái.

Az igények és lehetőségek által meghatározott fő irányok tehát a diagnosztika, a neutronterápia és analitika, amelyek külön-külön azonos célu konkrét témákat fognak össze. E témák bizonyos mértékben szétválasztható részegységekre bonthatók. Ezek a szétválasztott témarészek láthatók a négyszögekben. A témarészek, ill. az ezekkel kapcsolatos feladatok megoldásának meg vannak az önálló személyi és tárgyi feltételei, amelyeket a négyszögek fölött, illetve alatt jeleztünk. Amikor egy konkrét témát inditunk – bármelyik fő irányban – mindig feltesszük a mit, miért és hogyan kérdést. E kérdések közül az első kettőre az orvosnak kell válaszolni, tekintve, hogy orvosi alkalmazásról van szó. A hogyan kérdésre a személyi fel-

tételt jelentő kollektiva válaszol, amely - a folyamatábrák szerint - meglehetősen nagy számu és heterogén összetételü. Az orvosi alkalmazások tehát sok és különböző szakterületen dolgozó ember összehangolt munkáját igénylik. A hogyan kérdésre adott válasznak a tárgyi feltételekből eredően van egy Ft. Rb, 🕻 vetülete is. E kérdéssel a jelenlegi tudományos ülésen nem foglalkozunk, de az elkövetkezendő időben pontos felmérésével és megosztásával is foglalkozni kell. A diagnosztikai fő irány folyamatábráját tekintve, annak első része, a termelés és elválasztás egy eléggé tiszta fizikai, kémiai folyamat, melyet egy ciklotron laboratórium többé-kevésbé automatikusan vállalhat. Ezután következik egy "mini gyógyszergyár", amely az aktiv anyagból gyógyszert készit, és azt sterilizálva, toxikálisan ellenőrizve, hatósági engedéllyel ellátva és dozirozva klinikai alkalmazásra átadja. A folyamatábra ezután ismét egy olyan uton halad, melyet egy klinika vállalhat természetszerüleg. A feltüntetett farmakológia tehát egy bizonyos mértékben független, de szükséges részegység, ezért személyi és tárgyi feltételeinek biztositása külön megbeszélést igényel.

A tudományos ülés anyagához mellékletként csatoltuk a ciklotron laboratórium alaprajzi vázlattervét, amely természetesen jelenleg még nem végleges, de a részegységek mérete, rendeltetése és funkcionális kapcsolata szempontjából irányadó. A folyamatábrák tárgyi feltételeiként szereplő "hely"-ek a vázlatterven a következőket jelentik.

A diagnosztikai célu izotóptermelés számára felhasználható a belső nyaláb, a kihozott nyalábok közül a T₂ vagy T₃ nyalábvég és a függőleges nyalábvezetésü, alagsorban elhelyezett T_{4a} nyalábvég. Az izotóptermelés kiszolgálását végzi részben a v350 m² alapterületü izotóplaboratórium, amelyet csőposta köt össze a termelő nyalábvégekkel. Az orvosi jellegü helyiségcsoport helyet ad a rövid felezési idejü izotópokkal végezhető inhalációs diagnosztikai vizsgálatokra.

A neutronterápiai alkalmazásokhoz az egyenes vezetésü, legnagyobb ionáramu T4 nyalábvég használható. A nyalábvég mögötti tér helyet ad a kollimátor és a beteg elhelyezésére. A betegek előkészitésére és pihentetésére az orvosi helyiségcsoport szolgál.

A prompt analitikai vizsgálatokhoz analizált nyaláb szükséges, ami a T_8-T_{14} nyalábvégeken kapható. Fenti nyalábvégek bármelyikén elhelyezhető tehát a 3.ábrán bemutatott sémáju komplex mérőkamra, amelynek megépitését tervbe vettük.





Melléklet: Ciklotron laboratórium elrendezési vázlatterve.



CIKLOTRON IZOTÓPOK TERMELÉSÉNEK KÉMIAI PROBLÉMÁI

KOVACS ZOLTAN, TARKANYI FERENC

A Debrecenben telepitésre kerülő U-103 ciklotron alkalmazásának igen fontos részét teszi ki az orvosi célokra történő izotóptermelés. Az izotóp előállitásától az ilyen felhasználásig tartó folyamat jóval összetettebb, mint az egyéb alapkutatási és alkalmazási célra történő izotópelőállitás, mivel az izotópok nagy fajlagos aktivitással tiszta formában való előállitásán kivül magában foglalja még különböző jelzett vegyületek, gyószerek előállitását, azok sterilizálását és különböző tesztvizsgálatok elvégzését. A következőkben röviden összefoglaljuk, hogy a megvalósitandó ciklotron mellé épült izotóplaboratórium milyen mértékben tud hozzájárulni az emlitett feladatok megoldásához.

1. A tervezett izotóplaboratórium

A tervezett izotóplaboratórium vázlatrajza a mellékleten látható. Izotóptermelésre a T₂ vagy T₃ vizszintes, valamint a T₄ függőleges nyalábcsatornákat jelöltük ki, azonkivül néhány esetben a belső sugárnyalábot is igénybe vesszük.

A besugárzott anyag a fülkesor valamelyikében kerül feldolgozásra. Itt 3-4 baritbeton fülkét tervezünk, különböző teljesitőképességü manipulátorokkal. Ezenkivül még egy fülkét abba az alagsori helyiségbe tervezünk, ahová a függőleges sugárnyaláb érkezik. Ennyi fülke kb. 2-3 izotóp rendszeres feldolgozását biztositja, azonkivül lehetővé teszi az összes egyéb felmerülő igények esetenkénti kielégitését.

A fülkesor előtt látható helyiség az előkészitő labor, itt végezzük a preparátumok mérésre és további feldolgozásra történő előkészitését. Emellett látható a mérőszoba, ahol többek között az előállitott preparátumok kitermelését, tisztaságát lehet meghatározni és ellenőrizni.

A vázlatrajzon az izotóplaboratórium mellett elterülő mintegy 80 m²-es terület az orvosi alkalmazás céljait szolgálja. Itt olyan rövid életü izotópokkal történő vizsgálatokra lesz mód, amiket nem lehet a klinikákra elszállitani.

A tervezett izotóplaboratórium "B" szintü lesz, és - mint a mellékleten látható - megfelel az ilyen szintü laboratóriumra vonatkozó előirásoknak. Egy ilyen, kb. 350 m alapterületü izotóplaboratórium üzemeltetése az összes szempontokat figyelembe véve kb. 3-4 diplomást és valamivel több technikust, laboránst és egyéb személyzetet igényel.

A létesitendő müszerpark és egyéb technikai jellegű berendezések mennyiségét és minőségét a magfizikai mérésekkel és alkalmazással szemben támasztott követelmények szabják meg.

2. Az izotópok termelésének és felhasználásának feltételei

A diagnosztikai célokra történő izotóptermelésnél a következő szempontokat kell figyelembe venni:

a.) az izotóptól származó sugárterhelés minél kisebb legyen,
b.) az izotóp legyen jól detektálható,

c.) az esetleges szennyező izotópoktól származó sugárterhelés a felhasználás ideje alatt elhanyagolható legyen és ne zavarja a mérendő izotóp detektálását.

A fenti szempontok figyelembevételével alkalmazzák például a ¹³¹I izotóp helyett az utóbbi években a ¹²³I izotópot, amelynek jól detektálható γ sugárzását mérik, az általa okozott sugárterhelés kb. 2 nagyságrenddel kisebb. A sok lehetséges előállitási módja közül könnyen kiválasztható olyan, amely adott célu és idejü felhasználás esetén a szennyezők (¹²⁴I, ¹²⁵I, ¹²⁶I) mennyiségét a megengedett szint alatt biztositja.

Nagyon fontos a gazdasági tényezők figyelembevétele. Általános szabály az, hogy minél tisztább izotópot akarunk előállitani, annál többe kerül. Ezért természetesen a jó detektálhatóság határain belül más tisztasági foku izotópok szükségesek állatkisérletekhez, mint humán célra. Egyes izotópelőállitási eljárások továbbfejlesztésénél, esetleg uj eljárások kidolgozásánál, feltétlenül mérlegelni kell azt, hogy milyen gyakran és milyen mennyiségben kell azokat termelni.

Megint a ¹²³I kapcsán egy konkrét példa: 1975-ös adatok szerint a különböző dusitott Te izotópok milligrammonkénti ára a következő volt: ¹²²Te (96,2%) 6,75 \$; ¹²³Te (87,5%) 13,5 \$; ¹²⁴Te (96,2%) 1,75 \$ [1]. Mivel a target elkészitéséhez legalább l g Te szükséges, meggondolandó, hogy a drága ¹²³Te izotópot szerezzük-e be néhány besugárzásra, amikor egyéb olcsóbb előállitási mód is kinálkozik, ha nem is olyan kedvező hozammal (pl. ¹²⁴Te-ból (p,2n) reakcióval). Viszont rendszeres termelés esetén érdemes beszerezni a ¹²³Te izotópot, mivel (p,n) reakcióval viszonylag tisztább ¹²³I-ot eredményez, nagyobb hozammal, azonkivül a jelenleg ismeretes eljárásokkal a céltárgy 99 %-nál nagyobb hatásfokkal regenerálható.

A fentiek alapján a legcélszerübbnak az látszik, ha az izotóplaboratórium néhány (mintegy 2-3) orvosi célokra alkalmazható izotóp rutinszerü termelésére rendezkedik be. Az esetleges egyéb kivánalmak teljesitését esetenkénti megbeszélések alapján kell eldönteni.

3. Az izotóptermelés optimális feltételeinek kiválasztása

Miután a megfelelő követelmények alapján eldöntöttük, hogy milyen izotópokat akarunk felhasználni, megkezdődik a felkészülés az előállitására. A tervezett ciklotron által biztositott energiatartományban gyorsitható részecskefajtákkal történő orvosi célu izotóptermelésre igen széles irodalom áll rendelkezésre. Részletesen kidolgozott előállitási eljárások ismeretesek, amelyek nagymértékben megkönnyitik a számunkra legmegfelelőbb módszer kiválasztását.

A kiterjedt irodalom ellenére a lehetséges előállitási módok elméleti kiértékelésére, az irodalomban ismertetett eljárások kitermelési hatásfokának becslésére, az optimális céltárgyvastagság kiszámitására, a céltárgyak felmelegedés miatti aktivitásveszteségének meghatározására, és egyáltalában a várható aktivitások nagyságának becslésére feltétlenül fontos, hogy egyszerübb számitások alapján a várható hozamokat meghatározzuk. Erre megfelelő összefüggések állnak rendelkezésre. A számitásoknál nehézséget általában a hatáskeresztmetszet függvény és ritkább esetben a fajlagos energiaveszteség függvény hiánya szokott okozni, de némely esetben ezek is pótolhatók elméleti értékekkel.

Az l.ábrán a ¹²C(d,n)¹³N magreakcióban keletkező ¹³N aktivitásának a céltárgyból kilépő energiától (azaz vastagságtól) való függését mutatjuk be. Az ilyen tipusu görbék a várható hozam megitélése szempontjából fontosak.



1.ábra. Grafittargettel a ¹²C(d,n)¹³N magreakcióban 11 MeV energiáju, 50 µA intenzitásu deuteronokkal történő 1 órás besugárzás esetén nyerhető ¹³N számitott aktivitásának változása a céltárgyból kilépő deuteronok energiája (targetvastagság) függvényében. A 2.ábrán a ¹²⁴I szennyezést tüntettük fel a ¹²³I -ában a besugárzás végétől eltelt idő függvényében, a ¹²¹Sb(α ,2n)¹²³I és ¹²¹Sb(α ,n)¹²⁴I magreakciókra, különböző vastagságu antimon céltárgyak esetén. Az ábrából információkat nyerhetünk a besugárzás konkrét körülményeire vonatkozóan, pl. a maximálisan megengedett ¹²⁴I szennyezés százalékának ismeretében kiválaszthatjuk a megfelelő céltárgyvastagságot adott időtartamu vizsgálatokhoz.



2.ábra. A ¹²¹Sb(α,n)¹²⁴I illetve ¹²¹Sb(α,2n)¹²³I magreakciókban keletkező ¹²⁴I és ¹²³I számitott aktivitások százalékos viszonyának változása a besugárzás végétől eltelt idő függvényében, különböző vastagságu, természetes izotópösszetételü antimon céltárgyak esetén.

4. Az izotópok előállitása, kémiai módszerek és problémái

Miután kiválasztottuk a besugárzás feltételeit, következik a céltárgy elkészitése, ami esetenként igen nehéz konstrukciós munka, főleg a besugárzás következtében a céltárgy anyagában fejlődött hő elvezetése miatt. A kémikus munkája már a target elkészitésénél megkezdődik, hiszen sok esetben a besugárzandó anyagot előzetes kémiai eljárásoknak kell alávetni, és ez folytatódik, amikor a besugárzott céltárgyat megkapja, és hozzáfog a felhasználásra kiválasztott izotóp elkülönitéséhez a céltárgy anyagától és egyéb esetlegesen keletkező más rendszámu elemek izotópjaitól. A különböző izotópok céltárgyból való kinyerésére a szakirodalomban igen nagyszámu eljárás ismeretes. Mind nagyobb és nagyobb hozamu, szelektivebb elválasztási módokat dolgoznak ki. A következőkben néhány konkrét példán keresztül mutatnánk be két orvosi célra alkalmazott izotóp előállitási módjait.

A ¹³N izotóp β⁺ sugárzó, felezési ideje 10 perc, detektálá sa a 0,511 MeV-es annihilációs γ-sugárzás mérésével történik.
 Az egyik előállitási módja a ¹²C(d,n)¹³N reakción keresztül

Az egyik előállítási módja a ${}^{2}C(d,n){}^{1}N$ reakción keresztül történik. A nagyszámu ismeretes eljárás közül az egyikben [2] igen tiszta CO₂ gázt sugároznak be. A targetcső 4 mm átmérőjü, vizhütéssel ellátott acélcső, amelyben a gáz nyomása 1,4 atm. A besugárzott gáz egy 850°-os CuO kemencén halad át, hogy a CO nyomok CO₂-dá oxidálódjanak, majd a 3.ábrán látható rendszerbe jut. Az R₃ csap zárva van, a kifagyasztót csepfolyós N₂-nel teli edénybe helyezik, az R₂ tüszelepen keresztül l l/perc sebességgel beáramlik a gáz a kifagyasztóba, és kb. 5 perc alatt az összes CO₂ kifagy, a keletkezett ${}^{13}N_{2}$ -nel együtt.



3.ábra. ¹³N₂ gázt tartalmazó oldat előállitásának folyamatábrája.

Közben az R₃-tól jobbra eső rendszerben 10^{-2} torr vákuumot hoznak létre. Az R₅ csapon keresztül az E₁ térbe levegőt engedve, a Hg felemelkedik az R₆ csapig. Mikor a kifagyasztás megtörtént, az R₂-t lezárják, a cseppfolyós nitrogént eltávolitják, majd a csapok megfelelő beállitásával a keletkezett ¹³N₂ gázt - a kevés elpárolgó CO₂ gázzal együtt – egy nátronmeszes abszorberen történő átvezetés után az E₁ edényben gyüjtik össze. Az összegyült gázt az R₆ csap átállitása után egy NaOH-os mosóba vezetik, ahol a maradék CO₂ is megkötődik. A maradék kis térfogatu és nagy fajlagos aktivitásu gázt ezután 0,9 %-os NaCI oldatban nyeletik el. Az egész művelet 15 percet vesz igénybe. 9 MeV-es és 20 µA-es deutérium nyalábbal történő 40 perces besugárzás után a kémiai eljárás végén nyerhető összes aktivitás 30 mCi. Az ¹⁶0(p, α)¹³N reakciót jó hozammal lehet használni olyan vegyületek előállitására, amelyek együttesen tartalmazzák a besugárzott anyag atomjait a keletkező N-mal. Jelzett ammóniaoldatot lehet előállitani pl. közvetlenül viznek protonokkal történő besugárzásával [3]. A besugárzott vizet etanollal és NaOH oldattal elegyitik és Devarda ötvözettel redukálják. A redukció után az ammóniát vizgőzdesztillációval eltávolitják. Szennyezésként ¹⁵0 izotóp is keletkezik, hogy ez ne zavarjon a vizsgálatoknál, 20 percet várni kell a felhasználással. A bombázó protonok intenzitása 15 μ A, energiája 19 MeV, a besugárzási idő 20 perc, a hozam 20 perccel a besugárzás vége után 36 mCi/ μ A, a kémiai kitermelés 95 %.

Az előzőekben láthattunk néhányat a nagyszámu ¹³N előállitási eljárások közül. A kémikus sokkal nehezebb feladatokkal találja magát szemben azonban akkor, ha az előállitandó izotóp még rövidebb felezési idejü. Ilyen az igen fontos ¹⁵0, amit hemoglobin jelzésére használnak fel, és az orvosi diagnosztikában igen nagy jelentőséggel bir. Felezési ideje 2 perc, ez azt jelenti, hogy mindössze egy negyed-fél óra az az idő, ami alatt dolgozni lehet vele. Ez a tény megköveteli, hogy a jelzett vegyület előállitása folyamatos módon történjék a besugárzással egyidőben, előzetesen sterilizált és ellenőrzött körülmények között. Egy ilyen eljárás a következő, R. Subramanyam leirása [4] alapján: A magreakció: ¹⁴N(d,n)¹⁵0. A 2-3 % oxigént tartalmazó nitro-

A magreakció: ¹⁴N(d,n)¹⁵O. A 2-3 % oxigént tartalmazó nitrogén gáz 0,5 l/perc sebességgel áthalad a kamrán, ahol 50 μ A intenzitásu 7 MeV-es deuteronokkal sugárzódik be. A nagyobb fajlagos aktivitás elérése érdekében ugyanazt a gázmennyiséget cirkuláltatják az egész rendszerben. A targetkamra után a besugárzott gáz aktiv szenes és nátronmeszes abszorberen halad át a CO₂ megkötésére, majd a vért tartalmazó készülékbe jut, ahonnan visszaáramlik a targetkamrába.

Az oxihemoglobin jelzésére szolgáló készülék müködési elve a 4.ábrán látható. A gyorsasági követelmények miatt buborékoltatást nem lehet alkalmazni, mert a vér felhabzana és denaturálódna. A vizfürdő (37-40°-os) körbevesz egy zárt edényt, amelyben egy pohár van, köztük desztillált vizes vizzár. A belső pohárban van a vér, a pohár 1,5 sec-ig forog nagy sebességgel és a vér vékony rétegben szétterül az oldalán, aztán egy következő 1,5 sec-os periódusban áll. Igy elkerülhető a habzás, azonkivül a vékony film nagy és mindig megujuló felülettel érintkezik a gázzal, az ¹⁵0 kivonása a gázból a besugárzással párhuzamosan rövid idő alatt végbemegy. Még a besugárzás megkezdése előtt a hemoglobint oxigénmentesiteni kell, ez ugyanebben a forgó rendszerben történik CO2-t tartalmazó nitrogén gázzal. Az előbb emlitett kisérleti körülmények között l l cirkuláló targetgázban 200 mCi ¹⁵0₂ aktivitás keletkezik. Az eljárás teljesen automatizált, a nagy aktivitásu jelzett hemoglobin percek alatt elkészithető.



4.ábra. ¹⁵0 izotóppal jelzett oxihemoglobin előállitására szolgáló elnyeletőkészülék vázlata.

5. Jelzett vegyületek előállitása

Az esetek zömében nem kapunk az izotóptermelő eljárás végén felhasználásra kész végterméket, mint pl. a fent ismertetett oxihemoglobin előállitása során, hanem az előállitott izotópokat különböző módszerekkel, bonyolult vegyületek jelzésére használjuk fel. A továbbiakban összefoglaljuk, hogy jelenleg milyen fő eljárások ismeretesek jelzett vegyületek előállitására.

a.) <u>Közvetlen módszer:</u> a magreakció eredményeként a besugárzott molekulából vagy elemből egyből végtermék keletkezik. Erre az előzőekben emlitett reakciók közül példa a ¹³NH₃ előállitása. Ez az egyszerü módszer szerves vegyületek esetén nem alkalmazható, pl. ecetsavból jelzett aminósav nem állitható elő deuteriummal való bombázással, mert a keletkező ¹³N kiszakad a kötésből ¹³NH₃ vagy ¹³N-oxidok formájában [5]. b.) A forróatom kémia által nyujtott lehetőségeket hasznositja az az eljárás, amely azon az elven alapszik, hogy a magreakció során nem a kivánt izotópot állitjuk elő, hanem eggyel magasabb rendszámut, amelyből azután β^+ bomlás vagy és elektronbefogás révén keletkezik a végtermék. A bomlás során keletkező pozitron vagy (és) neutrinó a magot kilépésekor visszalöki, ami a környezet molekuláiba épül be. Jó példa található ¹²³I-dal jelzett vegyületek előállitására R.M. Lambrecht munkájában [6], ahol a ¹²²Te(α , 3n)¹²³Xe reakcióban keletkező Xe-t buborékoltatják át a jelzendő vegyületen, állni hagyják és 6,7 óra mulva a jelzett ¹²³I vegyület aktivitása a maximális lesz.

Az irodalomban számos ilyen módszert ismertettek már, kémiai kitermelésük átlagosan 30 %. Az eljárás hátránya még, hogy nem specifikus, ha több kiüthető atom van, mindig izomérek keletkeznek. Nem lehet olyan vegyületeket sem jelezni, amelyben a primér magreakció termék (pl. esetünkben a Xe) nem oldódik. Előnye viszont az, hogy gyorsan, nagy fajlagos aktivitásu preparátumok állithatók elő.

c.) <u>A kémiai szintézis módszerével a jelzett szerves moleku-</u> lák igen nagy száma állitható elő. Ez néha igen egyszerü, pl. szerves klórvegyületek jódozása ¹²³I-dal, ahol egyszerü halogéncseréről van szó. De találkozhatunk bonyolult eljárásokkal is, ezek közül példaként megemlitjük a radioaktiv kénatomot tartalmazó toluidinkék előállitását [7], amely vegyületet diagnosztikai célokra használnak.

A magreakció során nyert radioaktiv ként először *S04²⁻-tá oxidálják, majd SnCl₂-ot tartalmazó foszforsav oldattal főzik. A redukció során nyert *S²⁻-ot nitrogén buborékoltatással távolitják el, és jéggel hütött NaHSO₃ és Na₂S₂O₃-ot tartalmazó oldaton vezetik át, ahol a következő egyenlet értelmében jelzett tioszulfát keletkezik:

 $2*SH^+4SO_3H^- \rightarrow 2*SSO_3^{2-}+S_2O_3^{2-}+3H_2O$. A jelzett tioszulfá-tal többlépéses reakció eredményeként nyerjük a toluidinkéket savas közegben, katalizátorok jelentlétében.



toluidinkénk
Az elegyből a terméket konc. kénsavval csapják ki, majd centrifugálják. Az eljárás kb. 20 percet vesz igénybe, a kitermelés 20-30 %, az igy kapott termék még bonyolult tisztitási műveletek és megfelelő farmakológiai ellenőrzés után alkalmas orvosi célokra.

Természetesen az ismertetett eljárásnál sokkal bonyolultabb, drága felszerelést igénylő előállitási eljárások is vannak.

d.) <u>Az enzimek segitségével végrehajtható szintézisek.</u> Az utóbbi időben igen kiterjedten használják, jó hozammal lehet például ilyen módszerrel ¹³N-nel jelzett aminósavakat előállitani [8].

Attekintve a különböző előállitási módokat megállapithatjuk, hogy az izotóp laboratórium csak az egyszerübb esetekben tudja majd az előállitott izotópot felhasználásra alkalmas végtermékként szállitani, és ebben az esetben is a termékek biológiai ellenőrzése a felhasználóra hárul. Bonyolultabb jelzési eljárások kivitelezésére egyelőre nem gondolhatunk, ehhez külön speciális felszerelés, laboratórium szükséges.

Figyelembe kell venni viszont olyan kooperációs lehetőséget, hogy az előállitott izotópot, amennyiben felezési ideje megengedi, olyan helyre szállitjuk, ahol bonyolultabb termékek szintézisét is el tudják végezni, ilyen pl. az MTA Izotóp Intézete. Ez az együttmüködés nagymértékben növelheti majd a termékek választékát.

Irodalom

- [1] M. Guillaume, R.M. Lambrecht, A.F. Wolf, Int. J. appl. Radiat. Isotopes 26 (1975) 703
- [2] C. Crouzel, D. Comar, Radiochem. Radioanal. Letters 20 (1975) 273
- [3] W. Vaalbur, J.A.A. Kamphuis, H.D. Beerlingvan der Molen, S. Reiffers, A. Rijskamp, M.G. Woldring, Int. J. appl. Radiat. Isotopes <u>26</u> (1975) 316
- [4] R. Subramanyam, W.M. Bucelewicz, B. Hoop, S.C. Joues, Int. J. appl. Radiat. Isotopes 28 (1977) 21
- [5] M.J. Weldi, M.G. Straatmann, Radiochimica Acta <u>20</u> (1973) 124
- [6] R.M. Lambrecht, A.P. Wolf, Radiat. Res. 52 (1972) 32
- [7] L. Linder, E.F. Simonov, J. Wisser, J. Th. Veenboer, Radiopharmaceuticals and Labelled Compounds, Vol.I.IAEA, (1973) 491
- [8] R.A. Latlerop, P.V. Harper, B.H. Rick, R. Dinwoodie, H. Krizek, N. Lembares, I. Gloria, Radiopharmaceuticals and Labelled Compounds, Vol.I.IAEA, (1973) 471



AZ U-103 CIKLOTRON ÁLTAL NYÚJTOTT NEUTRONTERÁPIÁS LEHETŐSÉGEK

VARGHA GYULA

A gyorsneutron-terápia első tapasztalatairól Stone és Larkin számolt be 1940-ben. A kb. 250 előrehaladt állapotban lévő carcinomás betegnél igen erős sugárkárosodást tapasztaltak, de a kezeléseknél az orthovoltos terápiánál szokásos frakcionálási sémákat és összdózist alkalmazták. A kedvezőtlen eredmények alapján akkor azt a következtetést vonták le, hogy a sugárkárosodások miatt a neutronok terápiás alkalmazása nem lehetséges.

A neutronterápia iránti érdeklődés akkor került ismét előtérbe, amikor az oxigén-effektust felismerték. Az oxigénben gazdag sejtek sugárkárosodása gamma besugárzásnál ugyanazon dózisra nagyobb, mint az anoxiás sejteké.

A ciklotronban nyerhető neutron-sugárzás biológiai hatásosságának megitélésénél két faktort kell megemliteni, éspedig a sugárzás relativ biológiai effektivitását (RBE), ezzel kapcsolatban a LET-értéket (linear energy transfer), és az oxigéneffektust (oxigen enhancement ratio). Ezek általánosan ismertek, de egy-egy sugárbiológiai kisérlethez - épp a neutronterápia értékelésekor - magyarázó megjegyzéseket kell füzni.

A neutron-sugárzás RBE-je 2,8-3,9 között mozog. Az RBE-t nemcsak a sugárzás LET-értéke befolyásolja, de módosithatja annak értékét az alkalmazott dózis nagysága, a besugárzott szövet minősége, a környezeti tényezők, sőt a daganatos és ép szövet között is van differencia (neutron-sugár alkalmazása esetén).

Amint az l.ábrán láthatjuk, az RBE növekszik az egyes dózisok nagyságának csökkentésével. A görbék a bőrre, bélre, kötőszöveti és porcsejtekre (A), ill. a lymphocyta, thymus és haemopoeticus sejtekre (B) vonatkoznak. A szöveti RBE differenciák is érzékelhetők a diagramon, és ezek a különbségek tumoroknál is jelentkeznek.

A környezeti tényezők szerepére a 2.ábra utal. Hörcsög sejtek tulélési görbéjét mutatja különböző postirradiációs feltételek között, röntgenbesugárzás után. Középütt látható a normál kondició melletti görbe. Csökkent tulélést eredményeznek a kedvezőtlen postirradiációs viszonyok, viszont kedvező tulélést jelez a megfelelő postirradiációs elektrolit-viszonyok megteremtése.



l.ábra. Neutron-besugárzásnál a dózis és a szöveti qualitások (A,B) változásának összefüggése az RBE-vel.



2.ábra. Környezeti tényezők hatása a tulélésre röntgenbesugárzás esetén.

A 3.ábrán ugyancsak a kinai hörcsög sejtek tulélési görbéit láthatjuk, ha röntgenbesugárzást, ill. neutron-besugárzást végzünk, változó környezeti tényezők mellett. Sokkal kisebb neutrondózisok mellett a tulélő frakció lényegesen kisebb, és a környezeti tényezők sem befolyásolják azt lényegesen.



3.ábra. Környezeti tényezők hatása a tulélésre neutron-besugárzás esetén, összehasonlitva a röntgenbesugárzás hasonló effektusával.

Neutron-sugárzásnál a tumoros és ép szövetek között 5 % RBE-differencia van; a tumoros szövet sugárérzékenysége nagyobb, ami a neutronterápiában jelentős.

A biológiai hatás szempontjából az RBE mellett rendlivül fontos a sejtek oxigéntartalma. Ennek fontosságát már Schwarz felismerte, de a gyakorlati alkalmazása Gray és mtsainak 1953-ban végzett vizsgálataival kezdődött. Rámutattak arra, hogy a jól oxigenizált sejtek sokkal kisebb sugáradag hatására pusztulnak el, mint a hypoxiás sejtek. Véleményük szerint ez a humán tumorok sikertelen vagy nem megfelelő sugárterápiás eredményeinek egyik oka lehet.

Az oxigén-effektust az "oxigén enhancement ratio" (OER) hányadossal adják meg, amely alatt az ugyanolyan biológiai hatás eléréséhez szükséges, oxigén nélküli és oxigénben dus atmoszférában leadott dózis hányadosát értjük. Kedvezőtlen, ha ez az érték 2,5 felett van, és kedvező, ha ez az érték közeledik az 1-hez. Az OER értéke főleg a sugárzás LET-értékétől függ. Gyengén ionizáló sugárzások esetében ez az érték 2,7-2,8 körül van, viszont ha a sugárzás LET-értéke közeledik a 100 keV/µ-hoz, az OER értéke rohamosan kezd csökkenni, mig 150-200 keV/µ LET-értékü sugárzás esetében az OER értéke már gyakorlatilag l. Ebben az esetben pedig a biológiai hatás független a sejt oxigéntartalmától. Ezt tapasztalhatjuk gyorsneutron-sugárzás esetében is.

Az OER a sugárterápiában igen nagy jelentőségü, mivel igen sok tumor esetében a daganat centrumában az oxigénkoncentráció minimális. Igy ezek a sejtek sugár-rezisztensek, legalábbis röntgen- és gamma-sugárzással szemben. Gray szerint ezek a sugárrezisztens sejtek fontos szerepet játszanak a recidivák keletkezésében. Részben ez az oka, hogy a sugárterápiában előtérbe kerültek az erősen-ionizáló, nagy LET-értékü sugárzások, mivel ezeknél az oxigén-effektus elhanyagolható, azaz az oxigén-dus és anoxiás sejtek azonos sugárérzékenységet mutatnak. A 4.ábra jól szemlélteti, hogy a nagy LET-értékü sugárzás hatásosabb mind az anoxiás, mind az oxigén-dus sejtekre, hiszen sokkal kisebb dózissal kapunk ugyanolyan pusztitó hatást, mint alacsony LET-értékü sugárzással.



4.ábra. Magas LET-értékü és alacsony LET-értékü sugárzások és a tulélési valószinüségek összefüggése anoxiás és oxigéndus viszonyok között.

A gyorsneutronok dóziseloszlása és mélydózisa hasonló a röntgen- és gamma-sugárzáshoz (exponenciálisan csökken). A röntgensugárzás mutatja a legkedvezőtlenebb viszonyokat. A kobalt-sugárzásnál valamivel kedvezőtlenebb a 16 MeV-os neutronok mélydózisa, és jobb az 50 MeV-os neutronoké. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy a kedvezőtlenebb mélydózis-eloszlást mutató neutron-sugárzás sokkal jobb RBE-vel jár, ezért sugárterápiás szempontból a neutron-sugárzás mindenképpen kedvezőbb, mint a gamma-sugárzás.

Neutron-sugárzásnál a dózismérést neheziti az a tény, hogy a neutron-sugárzást mindig gamma-sugárzás is kiséri. A neutron sugárforrás gamma komponense viszonylag csekély (3 % alatt van). De a neutronterápia kivitelezésénél ehhez járul még egy gamma komponens, amely neutron-hatásra a kollimátor anyagából és a besugárzott szövetből származik.

Az 5.ábra a neutron- és a csatlakozó gamma-sugárzás százalékos lateralis dózis-eloszlását mutatja szövetekvivalens fantomban, 0,6 cm mélységben mérve (mezőnagyság ll,lxll,l cm², sugárforrás-bőr távolság 80 cm).



5.ábra. A neutron- és a csatlakozó gamma-sugárzás százalékos lateralis dóziseloszlása szövetekvivalens fantomban (adatok a szövegben).

Az 5.ábrából látható, hogy a neutron-sugárzást mindig kiséri gamma-sugárzás. A neutrontermelő magreakció kiválasztásánál és a kollimátor kivitelezésénél fontos szempont a gamma sugárzás arányának lehetőség szerinti csökkentése.

A 6.ábra a neutron-sugárzás és a kobaltágyu (Gammatron 3) gamma-sugárzásának százalékos lateralis dózis-eloszlását mutatja, levegőben mérve (mezőnagyság 17,8x17,8 cm², sugárforrásbőr távolság 80 cm).

Az 5. és 6.ábra azt is mutatja, hogy a neutron-sugárzás homogénebb a mező területén, és kisebb penumbrat jelez, mint a gamma-sugárzás, bár a mezőtől távolabbi területen a neutronkeltette szórt-sugárzás magasabb arányu.

A gyorsneutronok és a gamma-sugárzásnak a szövetekre kifejtett különböző biológiai hatásosságából adódik az a szükségescég, hogy mindkét dóziskomponenst külön-külön meghatározzuk.

Nincsenek olyan detektorok, amelyek a gyors neutronokkal szemben teljesen érzéketlenek lennének. Ezért a kisérleti dóziskomponens meghatározásokat mindig azon differenciára kell vonatkoztatni, amelyet a nagy és csekély neutron-érzékenységü detektorok mutatnak. Másrészt az alkalmazott detektoroknak csekély energiafüggésük legyen a gyors neutronokra és a gammasugárzásra vonatkozóan egyaránt. A neutron-sugárzást többnyire polyethilen dózismérővel mérik, amely főleg a neutron-sugárzást regisztrálja. A gamma-sugárzást viszont grafit dózismérővel lehet mérni, amelyen keresztül CO₂-t fuvatva át. A grafit doziméter nem érzékeny neutron-sugárzásra.





A neutronok által keltett gammasugárzás mérését viz-fantomban végzik. A polyethilen és grafit dozimétereket pontosan beállitják és cm-ként változtatják helyüket. Ilyenkor a neutron-sugárzás mellett akár 20 % gamma-sugárzás is regisztrálható. Ennek oka, hogy a gyors neutron a vizben lefékeződik, termikus neutronná alakul át, amely nagyobb százalékban hoz létre gamma-sugárzást.

Humán neutronterápia céljaira kiválasztott esetek főleg az anoxiás tumorok csoportjából kerülnek ki. Ilyenekk a bronchustumorok, oesophagus, gyomor-carcinomák, fibrosarcomák, izületi tumorok, recediv malignus elváltozások.

Az elmult hetekben alkalmunk volt Kövér professzorral Drezda mellett Rossendorfban az U-120 ciklotron müködéséről tapasztalatokat szerezni.

Az U-120 ciklotron (neutron-termelése az U-103-as ciklotronhoz hasonló) neutronterápiás programunkhoz mintául szolgálhat. A neutron-termelést a ciklotronban ugy biztositják, hogy nagy energiára (13,5 MeV) felgyorsitott deuteron-nyalábot lőnek berillium céltárgyra. Deuteron break-up, ill. deuteron befogási folyamat révén ⁹Be(d,np), ill. ⁹Be(d,n) magreakciókból gyorsneutronok keletkeznek, melyek átlagos energiája kb. 6,2 MeV. Ezzel a sugárforrással 20-30 rd/min neutron-dózisteljesitményt kapnak.

A rossendorfi ciklotron neutronterápiáját a következő egység ábrázolja:

A 7.ábrán a ciklotron neutronterápiás csatornáját láthatjuk, amelynek végén helyezkedik el a Be-target. A felgyorsitott deuteronok a Be-targetbe ütközve, gyors neutronokat váltanak ki, amely neutron-sugárzás a kollimátor szabad csatornáján



7. ábra. Neutron besugárzó egység.

 Nyaláb csatorna, melyben a felgyorsitott deuteronok haladnak. 2. Be céltárgy. 3. Acélcilinder. 4.Kollimátorbetét. 5. Paraffin-réteg.
 Távtartó. 7. Cadmium lemez. 8. Optikai rendszer a mezőbeállitáshoz. 9. Monitorkamra.
 Telefon. 11. TV-kamera.

keresztül halad a besugárzási mező felé. Ezt az egységet gyürüszerüen veszi körül egy acél-cilinder és 20 cm vastag paraffin-, ill. polyetilén-fal, amelyet kadmium-lemez borit. A kollimátor belső csatornája a kivánt mezőnagyság szerint változtatható. A kollimátort előlről paraffin-fedővel boritják, amelybe pontos méretü fémrudakat tesznek, ezekre függőleges helyzetben plexilemez kerül. Ez határozza meg a neutronforrásmező távolságot, amely 102 cm.

Fel kell hivni a figyelmet az un. monitor-kamrára, amely egy vékonyfalu detektor, és a besugárzási mező centruában méri a levegő-dózist.

A TV kamerák a beteg helyzetének ellenőrzését teszik lehetővé, az oda-visszabeszélő pedig a beteggel való kontaktust biztositja.

Fel kell hivni a figyelmet, hogy a kollimátorok oly nagyok és nehezek, hogy azok emberi erővel nem mozdithatók meg, ill. nem emelhetők a sugárcsatornába. Ehhez emelődarura van szükség, amely a mennyezetre szerelve is még két férfit igényel, akik a mezőnagyság szerinti kollimátorok cseréjét végzik el. A kollimátorok anyaga a neutron-besugárzás alatt aktiválódik, és a besugárzás után (a cserénél) gamma-sugárzással számolni kell. Ez szükségessé teszi, hogy neutron-terápiánál a kötelező sugárvédelmi rendszabályokat pontosan tartsuk be. Mivel ilyen műveleteknél a szem sugársérülése (katarakta) többször fordul elő, ezért kötelező a védőszeműveg használata. Ennek elmulasztása sulyos hiba.

Rossendorfban a beteg besugárzása széken történik. Ez egy átalakitott fogászati szék, amely minden irányba mozgatható és rögzithető. A beteg kényelmesen ül, a hónaljárokban alátámasztva. A mező beállitása fény-optikai rendszer (fény-nyilak) segitségével történik, amely a target centrumának felel meg. A második nyil az elsőnek tükörképe, a nyilak hegyei azonos pontot reprezentálnak. A nyilak hegyeit a bőrön pontosan bejelölik, és szükség szerint megujitják.

Ezzel a besugárzási módszerrel csak ülő vagy álló helyzetben végezhetünk besugárzást. Ennek feltétele, hogy a beteg viszonylag jó állapotban legyen. Legyengült, elesett betegeknél e módszerrel nem lehet megnyugtatóan besugárzást végezni. Meg van a lehetőség arra, hogy szék helyett besugárzó asztalt alkalmazzunk, mely esetben fekvő helyzetben végezhető el a besugárzás. E módszerrel rosszabb állapotban lévő betegek is besugározhatók, ami a neutronterápiánál nem elhanyagolható szempont. Mivel a neutron-besugárzott betegeknél is számolnunk kell katarakta előfordulásával, azért olyan betegeknél, ahol az arc közelében van a besugárzandó mező, sugárvédő szeműveg használata szükséges.

Rossendorfban évenként 6 alkalommal 2-2 hétre állnak át neutron-besugárzásra. A besugárzásokat 10 nap alatt végzik, és mezőnként, naponként 120-120 rd-ot adnak, sorozatonként összesen 1200 rd-ot. A gócdózis a tumor elhelyezkedése szerint 60-70 % lehet. Két mezőből végezve a besugárzást az izodozisgörbék alapján lehet a pontos gócdózist kiszámitani. A sugárzás RBE értéke kb. 3,4, a neutron-sugárzás felezőrétege 5,7 cm. A bronchus, oesophagus és recidiv gyomor-carcinomákat 2-2 mezőből, egy elülső és hátsó mezőből kezelik, de ugy, hogy egyegy mező terhelése (bőrdózis) a másik mezőből átjutó sugárzással együtt lehet csak 120 rd. E kéthetes széria után a kezelést kobalt-ágyuval folytatják, és összesen 5-6000 rd gócdózist adnak le. Előfordul az is, hogy csak neutron-besugárzást végeznek, akkor 6 hét után ujabb 10x120 rd-os széria következik.

Neutronterápiánál éppugy fontos a daganat helyének és kiterjedésének pontos meghatározása, mint a kobalt-besugárzásnál. Ezért feltétlenül szükséges szimulátor alkalmazása, a besugárzást megelőző lokalizációs müveletek lebonyolitása. Klinikánkon már régen alkalmazzuk telegamma-terápiánál a besugárzási mezőnek kobalt-sugárfelvétellel való ellenőrzését. Rossendorfban is végeznek neutron radiográfiát, amelynek jelentősége az, hogy a besugárzó széken lévő betegnél, a mező beállitása után, a neutron nyalábbal készült felvételen ellenőrizhetjük, hogy valóban a tumort sugározzuk-e be.

Rossendorfban 6 év alatt 450 beteget sugároztak be neutronokkal, ebből 250 inop. bronchus, 44 inop. oesophagus, 36 inop. gyomor-carcinoma, 35 inop. sugárrezisztens lágyrész sarcoma.

A kombinált neutronterápiás telkobalt-terápiás kezeléssel a következő eredményeket érték el, összehasonlitva azzal a csoporttal, amely csak telekobalt kezelést kapott (Einchhorn, Lessel, Dallüge). Az eredményeket az 1.sz. táblázat mutatja.

^{1.} Táblázat Csak telegamma-terápiában, valamint kombinált neutron- és telegamma-besugárzásban részesült betegek tumornegativitásának eredményei

Tumor lokalizáció- ja	Telegamma-terápia				Neutron és telegamma- -terápia			
	Feltételek	Eset-	Eset- Tu.negativ		Feltételek	Eset-	Tu.nega-	
		szam	szam	%		szám	szám	. %
Bronchus- -carcinoma	Tu.dózis: 7044 rd				Tu.dózis: 5352 rdxRBE			
	Tu.vol.: 212 cm³ Besug.idő: 52 nap	149	47	33	Tu.vol.: 231 cm ³ Besug.idő: 57 nap	116	61	53
Gyomor- -carcinoma	Tu.dózis: 5200 rd Besug.idő: 48 nap	10	0	0	Tu.dózis: 5182 rdxRBE Besug.idő: 55 nap	27	9	33
Oesophagus- -carcinoma	Tu.dózis: 8200 rd Besug.idő:	136	76	55	Tu.dózis: 5550 rdxRBE Besug.idő:	23	17	74

A táblázat eredményeit összefoglalva kitünik, hogy a neutronbesugárzással kombinált telegamma-terápia jobb gyógyeredményt ad, mint a telegamma-besugárzás. Kiemelendő, hogy oly tumoroknál érték el a táblázatban jelzett tumornegativitást, melyeknél egyébként csak nagyon szerény eredmények szerepelnek az irodalomban.

A neutron-besugárzás akkor is hatásos, ha olyan stádiumban adjuk, amikor a sejtek nincsenek az oszlás sugárérzékeny stádiumában, sőt a hosszu ideig nem oszló sejtek is (GO compartment) károsodnak neutronbesugárzásra.

Összefoglalva:

 A kizárólagos neutronterápia, ill. a telegamma-sugárzással kombinált neutronterápia kedvezőbb gyógyeredményeket ad, mint a csak kobalt-besugárzással kezelt esetek.

2) Ennek kivitelezése csak abban az esetben lehetséges, ha a ciklotron évenként minimum 6 alkalommal legalább 2-2 héten keresztül áll a sugárterápia rendelkezésére.

3) A betegek előkészitésére megfelelő müszerek feltétlenül szükségesek (szimulator, stb.)

4) A neutronterápia pontos lokalizálási és dozimetriai feladat megoldását igényli. 5) A kollimátorok cseréje müszaki feltételek biztositását igényli.

6) A neutronterápia kivitelezése sugárvédelmi szempontból is feladatot jelent.

7) Megfelelő fizikusi, kisérleti, dozimetriai háttér nélkül a neutronterápia nem alkalmazható.

 8) Neutronterápiánál uj dozirozási igények jelentkeznek, aminek pontos betartása szükséges.

 9) A ciklotron neutronterápiás része a radioterápiához kell tartozzon, mivel igy a nemkivánatos kezelési szelektálást megelőzhetjük. A betegek neutronterápiás programját a radiológus
 team munka keretében - határozza meg.

10) 1975-ben még kevesen hitték, hogy 1978-ban konkrét tervek alapján, a neutronterápia megvalósitásáról beszélhetünk. Feladatunk, hogy az orvosi alkalmazásának szakmai és müszaki feltételeit a ciklotron müködésbe lépéséig 100 %-ban biztositsuk.

AZ ORVOSI IZOTOP DIAGNOSZTIKA LEHETŐSÉGEI U-103-AS CIKLOTRONNAL

MILTENYI LASZLO

A nukleáris medicina esetében a következő állandóan meglévő és visszatérő alapkérdések szerint szükséges az izotóp diagnosztika témájának tárgyalása:

- a beteg és a személyzet sugárterhelése,

- a diagnosztikai vizsgálatok ismételhetősége,

- ujabb diagnosztikai eljárások bevezetése.

Az uj eljárások bevezetése előtt szükséges áttekinteni a következőket:

- a radioaktiv izotópok előkészitése, farmakonok jelzése,

- a vizsgálati módszerekhez szükséges berendezések,

- a keletkezett "hulladékok" eltávolitása, dekontamináció

- és még mások.

A ciklotronok által előállitott mesterséges radioizotópok gyakorlati felhasználása minőségi változást, fejlődést jelent a nukleáris medicinában. A ciklotron termékek klinikai felhasználása lehetővé teszi olyan vizsgálatok elvégzését, amelyek eddig nem voltak alkalmazhatók. A ciklotron termékek, amelyek az orvosi diagnosztikában felhasználásra kerülnek, nagyrészt rövid felezési idejüek, és ez indokolja a különleges körülmények megteremtését.

A vizsgálatok célja: lokalizációs (szervhatár térképezés), a testterek vizsgálata, funkcionális vizsgálatok, perfuziós vizsgálatok. Tekintsük át röviden néhány izotóp indikációs körét.

¹¹C. Leggyakoribb felhasználása gáz formában, szénmonoxidként vagy széndioxidként. A biokémiai folyamatokban betöltött szerepe miatt bárhova beépithető, s igy pl. vizsgálható a ¹¹C glykoz, ¹¹C karboxihaemoglobin stb. megoszlása. A klinikai diagnosztikában a segitségével ujabb adatokat nyerhetünk a tüdőmegbetegedések, agyi vérellátás, haemotologia, szülészet stb. területén.

¹⁵0. Felhasználási forma: oxigén gáz, szénmonoxid, széndioxid, viz, oxihaemoglobin, karboxihaemoglobin, valamint biokémiai szerepe alapján bármilyen oxigént tartalmazó vegyület. Klinikai indikációs terület: tüdőfunkciós vizsgálatok, oxigén anyagcsere, szerv vérátáramlás vizsgálatok, az ideggyógyászat, urologia, cardiologia területén, valamint aktiv értérfogatok meghatározása a vesében és az agyban.

A radioaktiv viz kiváló lehetőséget ad az agy vérátáramlásának mérésére, valamint a szövetvér viz volumenének meghatározására. Az ¹⁵0 oxihaemoglobin alkalmas in vivo a tüdőszövet oxigén áteresztőképességének, valamint az oxigén-diffuzió helyének funkcionális szempontból való meghatározására. A radioaktiv karboxihaemoglobin ideális vörösvértest jelző anyag a haematologiai vizsgálatoknál. Alkalmazásával rövid idő alatt megállapitható különböző szervek közepes vérátáramlási ideje. Összehasonlitva az eddigi vörösvértest jelzési módszerekkel (⁵¹Cr) ideálisabb, fiziológiásabb, gyorsabb és egyszerübb.

¹³N. Kémiai formája: N₂, ammónia, biokémiai jelzésmódszerek nitrogén tartalmu anyagokkal. Klinikai indikációs terület: a tüdő perfuziós viszonyai, nitrogén gáz csere a tüdőszövetben, fehérje anyagcsere – fokozott aminosav beépitésü szövetek, elsősorban tumorok – vizsgálata, myocardialis scintigraphia a cardiologiában. Tiz perccel egy NH₄/NH₃ komplex intravénás injekciója után az ¹³NH₃ aktivitás 3,8-szeres a májban, l,6-szeres az agyban a vérhez viszonyitva, s egyes daganat tipusokban 3-4-szeres. Hasonló elvek alapján alkalmazható a myocardialis scintigraphia-ban is, amivel a cardiologiának a vizsgálat nagy segitséget tud adni.

¹⁸F. A csont diagnosztika jelenlegi klinikai módszereinél a nukleáris orvosi vizsgálatok funkcionális eltérésekre sokkal hamarabb (hónapokkal) választ adnak. Vonatkozik ez elsősorban a daganatok kimutatására. A jelenleg használatos módszerek mellett a ¹⁸F az egész test csont vizsgálata számára nagyon jó segitséget tud adni. Igy felhasználása a klinikai onkológián kivül más csontelváltozásokkal foglalkozó szakmák számára is jelentős, a baleseti sebészettől a rheumatologiáig.

^{87m}Sr. Ez a termék is alkalmas csontelváltozások kimutatására, citrát alakjában alkalmazzák. Csont diagnosztikai felhasználása lehetőséget ad párhuzamos vizsgálatokra a ¹⁸F-al. A csontelváltozások 80 %-ában a két izotóp együttes alkalmazása eredményes. Ha a vizsgálatok után még kétségünk van, akkor "hagyományos" radiofarmakon jön még szóba. ¹²³I. Felhasználása az eddig is ismert jóddal jelzett

¹²³I. Felhasználása az eddig is ismert jóddal jelzett farmakonokkal. Klinikai indikációs köre a pajzsmirigyen kivül minden egyéb eddigi jód diagnosztikai eljárás. Rövid felezési ideje miatt alkalmazhatósága szélesebb körü, mint az eddig alkalmazott ¹³¹I.

⁶⁷Ga. Citrát formájában alkalmazzuk. A ⁶⁷Ga a tumor-diagnosztika értékes eszköze, igy indikációs területe elsősorban a klinikai onkológia. Ezen kivül alkalmas a vese és máj scintigraphiájára is.

scintigraphiájára is. ⁵²Fe. Alkalmazási formája vasklorid vagy vascitrát. Klinikai indikációs területe haematologia, valamint minden olyan eset, amikor a müködő csontvelő területének ábrázolására van szükség. A csontvelő lokalizációs vizsgálata mellett a ⁵²Fe a vasanyagcsere ép és kóros állapotainak tanulmányozására is ideális, s e tekintetben a haematológusok mindennapos igényeit elégiti majd ki.

Az elmondottakban igyekeztem röviden összefoglalni a klinikai indikációs területeket, s a ciklotron termékek előnyeit. Mindezen előnyök kihasználása azonban csak akkor lehetséges, ha a gyakorlati felhasználással kapcsolatban néhány alapvető tényt figyelembe veszünk.

1. A ciklotron termékek döntő többsége rövid felezési idejü izotóp, ami azt követeli meg, hogy a kémiai, majd az orvosi felhasználás a ciklotron közelében történjen. Egyes farmakonok előállitása gyorsaságot, szervezettséget és előzetes begyakorlást igényel. A vizsgáló helyiségek nem vihetők távolra. A diagnosztikai felhasználáshoz gondoskodni kell a személyzet és a betegek sugárvédelméről, dekontaminációs feltételeiről. Az egyes izotópok gáz formájában történő felhasználásánál már a tervezéskor biztositani kell a zárt rendszer kialakitását.

2. A rövid felezési idejü anyagok alkalmazása a megfelelő, hazánkban eddig nem használt, vagy csak elvétve található nukleáris müszerek felhasználását indokolják. A nukleáris orvosi müszerek területén az utóbbi években felgyorsult fejlődés alapján előre gondoskodni kell arról, hogy olyan térképező berendezésekkel (gamma-kamrákkal) dolgozhassunk, amelyek a térképező módszeren kivül funkcionális vizsgálatok egyidejü elvégzésére is használhatók. Szükséges előre gondoskodni arról, hogy a gamma-kamrákkal számitógépes analizis is végezhető legyen és az eredmények rögzithetők legyenek (képmagnó). A mérőberedezéseken kivül szükséges, hogy a megfelelő preparativ eszközök és a kiegészitő berendezések is idejében, a legkorszerübb szinvonalnak megfelelően rendelkezésre álljanak. A ciklotron termékek közvetlen felhasználása, mint az utóbbi évtized orvosi diagnosztikai lehetősége, nem nélkülözheti a megfelelő müszaki-technikai szinvonalat.

3. Befejezésül néhány szó a szakemberek képzéséről. Nem tartom indokoltnak, hogy a szakemberek, akik majdan a vizsgálatot végzik, a radioaktiv izotópok birtokában, és korszerű feltételek között, helyileg "tanulják ki" a felhasználás lehetőségeit. Szükségesnek látom azt javasolni, hogy az orvosok és fizikusok, valamint laboránsok a felhasználási lehetőségeket, a vizsgálatok alkalmazását a KGST országokban már müködő ciklotronok mellett tanulmányozzák. Tekintettel arra, hogy a szocialista országokban már számos ciklotron müködik, ezért a szakemberek kiképzését könnyen megvalósithatónak látom.

Összefoglalva: a ciklotron termékek alkalmazása az orvosi diagnosztikában további értékes segitséget tud adni ahhoz, hogy eleget tehessünk az orvosi hivatás egyik legszebbikének: a betegségek gyors diagnosztizálásának és gyógyitásának.



ZÁRSZÓ

SZABÓ GÁBOR

Az U-103 ciklotron telepitése Debrecenben olyan feladatokat és lehetőségeket ró, ill. nyujt a DOTE-nak, amelyre idejében fel kell készülni.

A DOTE vezetősége tudatában van azoknak a lehetőségeknek a gyógyitás, a diagnosztika és a kutatás területén, amelyeket a ciklotron ad. Már az eddigiek során is szakembereink külföldi tanulmányuton vettek részt (Vargha Gyula prof. és Kövér András prof.) az NDK-ban, olyan helyen, ahol csaknem két évtizede müködik már ciklotron.

Az előadások és vita alapján a következő megállapitásokat tehetjük.

A <u>neutronterápia</u> a gyógyitás egy olyan hatékonyabb utját nyitja meg, melynek várható eredményei indokolják bevezetését. E gyógyitás komplex feladat, amelyhez orvosi részről biztositani kell a betegek kiválogatását, kivizsgálását, fektetését, a terápia hatásosságának követését, stb. A DOTE tervei pl. egy fektető un. kobalt-hotel épitésére megfogalmazásra kerültek, és több tárgyaláson az Eü. Minisztérium illetékesei támogatásukról biztositottak, de az uj, hatodik 5 éves terv beruházásaira vonatkozó bizonytalanságot komolyan kell venni. Ennek ellenére a DOTE a jelenlegi ágyszáma és strukturája mellett is ki tudja használni a felajánlott lehetőséget.

A ciklotron izotópok diagnosztikai alkalmazása uj lehetőségeket nyit a hazai nukleáris medicina számára. A DOTE jelenlegi intézetei rendelkeznek olyan szellemi kapacitással és felszereléssel, hogy uj gyógyszereket tudjanak szintetizálni, legyenek azok izotóppal jelzettek vagy jelzetlenek, ezeket állat és humán kisérletekre, ill. gyógyszeres kezelésre bevezessék. A DOTE-n egyetlen telepen, térben közel, jó együttmüködés van a kisérleti intézetek és klinikák kutatói között. Kellő szervezés és pozitiv szándék mellett a ciklotron müködésével kapcsolatos orvosbiológiai problémák megoldásához tehát sokkal kevesebb uj beruházás, uj szervezet, felszerelés kell, mintha ugyanezt a munkát máshol próbálnák megszervezni.

Természetesen a ciklotron által nyujtott lehetőségek kihasználására a jelenlegi keretek csak lehetőséget jelentenek, a megvalósitáshoz átgondolt tervezés és ezt követő szisztematikus támogatás szükséges.

E célból a DOTE megbizza szakembereit a ciklotron orvosbiológiai kihasználásához szükséges személyzeti, anyagi és müszerfejlesztési terv kidolgozására, amelynek elsősorban a gyógyitás és diagnosztika területére kell kiterjednie.

Az elkészitendő tervet vitára kivánjuk bocsátani valamennyi érdekelt és szakértő szerv, ill. személy részére. E javaslatot fogjuk felső szervekhez továbbitani állásfoglalás céljából, mivel jelen pillanatban még anyagi kötelezettséget az Eü. Minisztérium a fejlesztéssel kapcsolatosan nem vállalt. Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére l-l számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

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

Kiadja a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős Dr.Berényi Dénes az Intézet igazgatója

> Készült az ATOMKI nyomdájában Törzsszám:9863 Debrecen,1979/1 Példányszám:480



ATO M KI

сообщения

TOM 21

Nº 1

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ	СООБЩЕНИЯ	стр.
Е.Чонгор	, Методы измерения концентрации атмосферического ^{в 5} Кr и измерения, проведенные в АТОМКІ гг. 1966-1977	1
Ш. Месаро	ош, К.Вад, Д.Новак, Разработка сверхпроводящего квантового интерферометра высокочастотного типа с тороидальным датчиком и ниобиевым точечным контактом	13
ПО МАСТЕ	РСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	
Л.Золнаи	и, Программа на языке PAL-III для предварительного формирования магнитных кассет	31
Ш.Лекеш,	Простые двоичные счетчики, работающие на малой ЭВМ PDP-8/i	35
ИНСТИТУІ	ГСНИЕ ИЗВЕСТИЯ	41
Подготое циклотрс Институт универси	аление медицинского применения дебреценского она У-103 (Материалы совместной научной сессии га ядерных исследований ВАН и Дебреценского итета медицинских наук)	49

ATO M KI Bulletin

Volume 21 Number 1

CONTENTS

Page

SCIENTIFIC PAPERS

N

C.Csongor, Measuring methods of the atmospheric Kr-85 and Kr-85 concentration measured in ATOMKI (Debrecen, Hungary) between 1966-1977	1
S.Mészáros, K.Vad, D.Novák, Development of a toroid type, niobium point contact SQUID	13
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	
Zolnay, PAL-III. Program for preforming magnetic casettes	31
S.Lőkös, Simple binary counters interfaced to PDP-8/i minicomputer	35
NEW OF THE INSTITUTE	41
Preparations for the medical application of a U-103 cyclotron to be established in Debrecen (Lectures of the common scientific session of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci. and the	
Medical University of Debrecen)	49

KÖZLENÉNYEK

21. kötet / 2. szám

340.565



MTA ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1979

KÖZLEM ÉNYEK

21. kötet / 2. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

G. N. Fljorov, G. M. Ter-Akopjan, Kísérletek a természet- ben létező szupernehéz elemek felkutatására	93
J. Bang, Rezonanciaállapotok a magfizikában	107
O. Dragoun, Elméleti kutatások gamma-sugarak külső ato- mi héjakban végbemenő belső konverziójára	135
A. A. Harms, Atomenergia-rendszerekről kialakuló fogal- maink	147
P. E. Hodgson, Az ²⁰⁸ Pb töltéseloszlása	165
W. Żuk, Magfolyamatok a természetben	181

539

HU ISSN 0004-7155

A Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete 1954.julius l-én kezdte meg müködését.

Az ATOMKI Közleményeknek ebben a számában külföldi szerzőknek az évforduló alkalmából felkérésre irt cikkeit közöljük.

The Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences was established on 1st July, 1954. In this jubilee issue contributions of authors from abroad are published. These papers have been written on invitation upon the 25th anniversary.

Институт ядерных исследований Венгерской Академии наук начал свое действие 1 июля 1954 г.

В настоящем выпуске АТОМКІ Сообщений публикуются написанные по случаю юбилея и просьбе Института статьи зарубежных авторов.



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 93-105

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИРОДЕ

Г.Н.Флеров, Г.М.Тер-Акопьян

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

АННОТАЦИЯ

С помощью высокочувствительных нейтронных детекторов проведены поиски сверхтяжелых элементов в земных образцах и в метеоритах. В образцах трех метеоритов, а также в продуктах переработки геотермальных вод и железо-марганцевых конкреций обнаружена активность спонтанного деления, которая более чем в 30-50 раз выше уровня счета спонтанного деления примеси урана и других возможных источников фона. Приводятся оценки величины ∇∿2-4. Рассматривается объяснение наблюдавшейся активнсти спонтанным делением нового природного нуклида, принадлежащего к области сверхтяжелых элементов. Обсуждаются различные физические методы идентификации и исследования свойств этого нуклида.

Проблема возможного существования в природе сверхтяжелых элементов с порядковыми номерами около 110-114 и с числом нейтронов в атомных ядрах близким к 184 привлекает большое внимание как с точки эрения определения пределов стабильности тяжелых ядер, так и в связи с выяснением важных особенностей нуклеосинтеза в период формирования вещества Солнечной системы и в современный, более поздний этап развития Галактики. Оба аспекта этой проблемы являются нетривиальными соответственно для физики атомного ядра и для астрофизики, поэтому получение определенного ответа на вопрос, существуют ли в природе сверхтяжелые ядра, имеет принципиальное значение.

Поиски сверхтяжелых элементов в природе проводились во многих лабораториях. Результаты этих исследований довольно полно представлены в оригинальных статьях и обзорах [1-4].

С самого начала мы исходили из предположения, что решение этой проблемы требует создания чрезвычайно чувствительных методов. В дальнейшем такая точка зрения полностью подтвердилась. Результаты проведенных работ показывают, что небоходимы установки, рассчитанные на обнаружение новых элементов в различных образцах при исключительно низкой концентрации 10⁻¹³-10⁻¹⁴ г/г. Такой уровень чувствительности одновременно с большой ибностью в исследовании разнообразных образцов может быть остигнут с помощью метода обнаружения спонтанного деления сверхтяжелых элементов, основанного на регистрации событий иножественной эмиссии нейтронов. Высокая чувствительност обеспечивается возможностью проведения измерений с образцами большого зеса (несколько десятков кг), благодаря большой проникающей способности нейтронов спонтанного деления. Низкий уровень фона достигается благодаря тому обстоятельству, что единственным спонтанно делящимся элементом в природе является уран, период полураспада которого относительно спонтанного деления (10¹⁶лет) хорошо известен, концентрация в любом образце может быть определена с большой точностью.

Нами в течение многих лет проводится работа по поиску сверхтяжелых элементов в природе с помощью нейтронных детекторов с ³Не - счетчиками [1]. В процессе этой работы применялось несколько нейтронных детекторов, параметры которых со временем улуч**шались.** Мы коротко остановимся на принципе их действия и приведем основные параметры двух последних детекторов. В блоке замедлителя (парафин или оргстекло), в центре которого находился объем для помещения исследуемых образцов, располагались пропорциональные счетчики, наполненные ³Не при давлении 7 атм. Нейтроны, испущенные из образца, после замедления с большой вероятностью регистрировались пропорциональными счетчиками. В одном из детектров находилось 54 счетчика, и максимальная вероятность регистрации нейтронов, испущенных из центра чувствительного объема в 6 литров, составляла є =58 %. В другом детекторе находилось 28 счетчиков, величина чувствительного объема составляла 10 литров €____=38 %. Для образцов, имевших конечные размеры средняя вероятность регистрации нейтронов (с) была несколько ниже приведенных величин.

Характерным признаком спонтанного деления являлось наблюдение таких событий, в которых за определенный интервал времени регистрировались два, три или более нейтронов. Этот интервал был выбран равным 256 мкс с учетом того обстоятельства, что среднее время жизни нейтронов в системе детектора составляло 50-70 мкс. Запуск схемы, осуществлявшей поиск таких событий, происходил всякий раз при появлении одиночного импульса с любого из ³Не - счетчиков. Для исключения фона, вызываемого носмическими лучами, все измерения проводились в соляной шахте на глубине 1100 м водного эквивалента. Нейтронные детекторы были также защищены системой счетчиков Гейгера-Мюллера, импульсы ноторых блокировали регистрацию нейтронов. В таких условиях счет одиночных импульсов, обусловленный в основном альфа-распадом урана и тория, входящих в материалы ³Не - счетчиков, составля около 30/час. Однако, уже для двойных событий фон был очень низким. За много лет, в течение которых регулярно >2 дня в неделю проводились фоновые измерения с различными синтетичесними образцами высокой чистоты (плавленный кварц, окись-закись железа, оргстекло, металлический свинец), получен предел уровня такого фона - менее одного события в год. Этот предел включает фон, обусловленные случайными совпадениями одиночных нейтронов и взаимодействиями носмичесних мюонов с веществом.

При выбранном методе наблюдения спонтанного деления эффективность его регистрации зависела от среднего числа мгновенных нейтронов деления ⊽ и составляла от 15-30 % (⊽=2) до >50 % (∇>4). Таким образом, при наличии в чувствительном объеме 2.10¹⁰ атомных ядер, испытывающих спонтанное деление с периодом 10⁹ лет, скорость счета кратных событий должна была составить. 5-10 событий в год. Для образцов весом 10 кг это соответствует концентрации 10⁻¹⁵г/г, или кажущемуся периоду полураспада относительно спонтанного деления 10²⁴ лет⁶. Понятно, что при такой низкой скорости счета необходимо тщательно учитывать фон спонтанного деления примеси урана в образцах и загрязнений искусственно синтезированными спонтанно делящимися изотопами трансурановых элементов. Скорость счета, соответствующая пределу чувствительности описанной методики, может быть обусловлена присутствием в образцах примеси урана 10⁻⁸ г/г или загрязнения ²⁵²Cf в количестве одного атома на 100 г.

Для точного определения уровня фона от спонтанного деления примеси урана из образцов приготовлялись представительные пробы, которые облучались резонансными нейтронами в активной зоне реактора или в графитовой призме, в центре которой находилась U-Be сборка, облучаемая тормозным излучением 15 МэВ электронного пучка микротрона. После облучения проводился непосредственно счет активности ²³⁹U и ²³⁹Np, либо активность ²³⁹Np определялась после его химического выделения. Для дополнительного контроля применялись методы определения урана по трекам осколков вынужденного деления тепловыми нейтронами и по альфа-активности ²¹⁰Po, выделяемого из образцов путем возгонки.

Возможные загрязнения образцов изотопами Pu, Cm, Cf, которые применялись в нашей лаборатории в качестве циклотронных мишеней, контролировались путем измерения альфа-активности представительных проб. С этой целью проводилось химическое извлечение указанных элементов и альфа-спектры полученных препаратов регистрировались с помощью поверхностно-барьерных детекторов. В некоторых случаях измерения проводились без химического извлечения на ионизационной намере с сеткой с площадью катода 0,4 м². В указанных условиях представлялось возможным обнаружение примесей техногенных трансурановых изотопов, характеризующихся отношением числа альфа-распадов к числу спонтанных делений >200. Учитывая, что в крайнем случае это отношение для использовавшихся циклотронных мишеней было не ниже 2.105, представлялось несложным контролировать подобные загрязнения. Отметим, что во всех случаях такой контроль показывал что возможный фон спонтанного деления в >100 раз ниже наблюдавшейся скорости счета в образцах. Для смеси трансурановых изотопов от ядерных испытаний, которые могли попасть в исследуемые образцы отношение α/SF составляет >4.10⁷ [15], что позволяет полностью исключить этот источник фона.

Используя нейтронные детекторы, а также пропорциональные счетчики осколков деления [1], мы изучили сотни различных образцов, к числу которых относятся свинцово-цинковые руды [5], железо-марганцевые конкреции [6], геотермальные воды [7] и другиз. Поскольку почти все доступные земные образцы претерпели сложную геохимическую эволюцию, выбор наиболее перспективных объектов исследования представляется не простым. Химические свойства сверхтяжелых элементов предсказывались в ряде работ (см. [8]), однако, эти предсказания не претендуют на то, чтобы ими можно было пользоваться при выборе объектов поиска. Поэтому мы сочли целесообразным уделить внимание метеоритам типа углистых и неравновесных хондритов, которые по существующим представлениям [9,10] относятся к наименее дифференцированным образованиям Солнечной системы и не обеднены тяжелыми летучими металлами (Hg, Tl, Bi, Pb), гомологами которых предположительно являются ожидаемые сверхтяжелые элементы.

Наши исследования с метеоритами были начаты в 1972 году и продолжались до 1976 года [2,11-14]. Их результатом явилось обнаружение эффекта множественного испускания нейтронов в образцах метеоритов Ефремовка, Алленде и Саратов. Наблюдавшаяся скорость счета составляла в среднем одно событие за 5 дней для образцов метеоритов весом 10 кг, что в 10-30 раз выше, чем можно объяснить содержанием в этих метеоритах урана (2.10-8 г/г). Полностью исключалась также возможность объяснения обнаруженного эффекта другими фоновыми явлениями. Для его объяснения необходимо допустить наличие в изученных образцах метеоритов какоготто долгоживущего спонтанно делящегося нуклида. В виду того, что в экспериментах регистрировались не просто акты деления, а отмечалась кратность срабатывания ³Не - счетчиков, представ-ЛЯЛОСЬ ВОЭМОЖНЫМ ПОЛУЧИТЬ ОЦЕНКУ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ нейтронов спонтанно делящегося нуклидов √2-6 [16]. Полученные данные позволяли оценить по порядку величины концентрацию этого нуклида в изученных образцах 5.10⁻¹⁵-5.10⁻¹⁴г/г или 10¹⁰-10¹¹ атомов в 1 кг вещества.

В предположении, что новый излучатель является сверхтяжелым элементом, было проведено [14] его выделение вместе с другими летучими элементами из нескольких кг метеорита Алленде.

Для более детального изучения свойств нового излучателя, включая определение порядкового номера и массового числа, необходимо получение его в значительно больших количествах и концентрирование в образцах небольшого веса. С этой целью нами были предприняты эксперименты [17] по поиску этого нуклида в материалах земного происхождения. Если он действительно принадлежит к области сверхтяжелых элементов и образовался при нуклеосинтезе вещества Солнечной системы, то следует ожидать, что его средняя распространенность в Земле примерно та же, что и в метеоритах типов углистых или неравновесных хондритов.

В качестве объекта для поиска и извлечения сверхтяжелых элементов была выбрана вода геотермальных источников полуострова Челекен (Юго-Восточный Каспий), богатая тяжелыми летучими металлами (Pb, Tl), которые, по существующим представлениям [18], выделяются вместе с летучими компонентами из сравнительно мало дифференцированного вещества мантии. В зонах глубинных рифтовых разломов земной коры, которые прослеживаются на полуострове Челекен, эти элементы захватываются хлоридными натриевокальциевыми рассолами. Содержание тяжелых летучих металлов [19] в воде челекенских скважин примерно в 100 раз больше, чем в океанской воде при общей минерализации 200 г/кг, что в 10 раз превышает концентрацию солей в океанской воде. Количество воды, которое в принципе сравнительно легко может быть использовано для извлечения сверхтяжелых элементов, составляет миллионы кубометров.

Принимая во внимание, что главными минеральными компонентами челененских рассолов являются соли натрия, кальция и других элементов легче железа, нам представлялось целесообразным попытаться сконцентрировать тяжелые элементы методом ионно-обменной хроматографии, направленной на извлечение ^{возможно} более широкого набора элементов тяжелее железа. Такой опыт [7] был проведен с помощью винил-пиридиновой анионно-обменной смолы. Через колонку с 850 кг смолы было пропущено около 2000 м³ воды. Измерения активности спонтанного деления в насыщенной смоле были проведены с помощью описанных выше нейтронных детекторов.

В течение 88 суточной экспоэиции с образцом смолы весом 9 кг было зарегистрировано 42 события, главным образом, двукратные и трехкратные. Скорость счета, таким образом, составила почти 0,5 сутки и была почти в 3 раза больше, чем при измерениях с образцами метеоритов. Фон от спонтанного деления урана не првышал одно событие за время измерений.

В дальнейшем были начаты опыты по повышению концентрации обнаруженной активности путем смыва различных химических элементов с насыщенной смолы. Для этой цели было взято 170 кг насыщенной смолы, которая промывалась последовательно различными элюентами: водой, 0,1М соляной кислотой и 2М растворами соляной, азотной и уксусной кислот. Из раствора каждого элюента добавлением NaOH до pH=8-9 осаждались гидроокиси. Общий вес сухих гидроокисей составил 6 кг. Скорость счета на нейтронных детекторах событий деления для полученных гидроокисей составила в среднем 5/день. Это соответствует ∿50% активности изходной смолы.

Всего в измерениях с насыщенной смолой и с гидроонисями было зарегистрировано около 150 событий спонтанного деления. Из их распределения по кратности можно оценить среднее число мгновенных нейтронов $\overline{
u}$, если предположить, что величина u имеет нормальное распределение с дисперсией σ_V². Такая оценка была получена путем применения метода максимального предоподобия. Максимум функции правдоподобия приходится на значения ⊽=2,5 и σν²=2,6 [16,17], однако, этот максимум является не очень резним и большую вероятность имеют например значения ⊽=4 и σ₀²=1,6. На рис.1 показано распределение событий по кратностям, полученное суммированием результатов измерений нагруженной смолы и гидроокисей, выполненных при различных значениях эффективности регистрации (с). На этом же рисунке показаны распределения по кратностям, которые должны были наблюдаться в такой же серии измерений для спонтанного деления 238 U, 246 Cf и 252 Cf, а также для гипотетических излучателей с $\overline{v}=5$; $\sigma_{v}^{2}=2$ и с $\overline{v}=2,1$; $\sigma_{v}^{2}=2,6$. Видно, что измеренное распределение по кратностям событий мало отличается от того, что следует ожидать для ²⁵²Cf. Однако, тщательные определения альфа-активности исследуемых образцов показали, что примесь изотопов Cm и Cf, которые, в принципе, могли попасть в челененскую воду из атмосферных осадков (ядерные испытания) или могли быть внесены как загрязнения от мишенных материалов в насыщенную смолу при ее переработке в лаборатории, по меньшей мере, в 100 раз ниже, чем требуется для объяснения наблюдавшейся скорости счета. Случайные загрязнения такими изотопами должны быть также исключены на основании внутренней согласованности получаемых данных: явление множественной эмиссии нейтронов наблюдалось в трех пробах смолы, взятых из различных частей колонны; при дальнейших химических операциях со смолой получались образцы, в которых достигалось концентрирование активности спонтанного деления (первым образцом в этом ряду был осадок гидроокисей), причем наблюдалось постепенное снижение



Рис.1. Распределение по кратностям событий, зарегистрированных с насыщенной смолой и с гидроокисями, полученными со 170 кг смолы в результате смыва. Черные точки с указанными статистическими ошибками получены суммированием данных измерений, выполненных при различных эффективностях регистрации одиночных нейтронов ($\overline{\epsilon}$ = 27%, 38%, 40% и 54%). Приведены также распределения по кратностям, являющиеся взвешанными средними по указанным эффективностям, для ²³⁸U, ²⁴⁶Cm и ²⁵²Cf, а также для гипотетических излучателей спонтанного деления с $\overline{\nu}$ =5 σ_{v}^{2} =2 и с $\overline{\nu}$ =2,1 σ_{v}^{2} =2,6.

общего уровня активности, что соответствует предположению о неполном ее извлечении, резких колебаний активности не наблюдалось; концентрирование активности происходило в образцах, в которых не дожны были концентрироваться элементы актинидного ряда.

Таким образом, из совокупности полученных данных следует, что в геотермальной воде полуострова Челекен, как и в исследовавшихся ранее метеоритах, обнаружена активность спонтанного деления, во много раз превышающая активность спонтанного деления урана и трансурановых элементов. Представляет интерес сравнение этого результата с данным многих экспериментов (см. [1-3]), в которых не наблюдалась какая-либо избыточная активность спонтанного деления в целом ряде образцов, обогащенных тяжелыми платиновыми металлами, золотом, ртутью, таллием, свинцом, висмутом и другими элементами. В этих экспериментах для каждого из указанных элементов была достигнута чувствительность обнаружения редких событий спонтанного деления, намного превышающая чувствительность наших измерений для этих же элементов. Поэтому можно исключить из рассмотрения предположение а происхождении активности спонтанного деления, обнаруженной нами в метеоритах и в гидротермах Челекена, за счет радиоактивного распада какого-либо изотопа одного из известных элементов (изомерия или запаздывающее деление). По нашему мнению, спонтанно делящийся нуклид, обнаруженный в гидротермах Челекена и в метеоритах, принадлежит к области сверхтяжелых элементов.

Для проведения дальнейшего концентрирования нового нуклида из челекенских рассолов применялись различные химические методы, включающие ионно-обменную хроматографию на ряде смол в условиях различной кислотности и окислительных потенциалов, экстракцию, осаждение гидроокисей непосредственно из рассолов при различных кислотностях, электролиз и другие. Некоторые из перечисленных методов применялись также при концентрировании активности нового нуклида из осадка гидроокисей, описанного выше. Полученные результаты проиллюстрированы на рис.2, на котором удельная активность спонтанного деления различных образцов показана в зависимости от концентрации урана. Для подавляющего большинства природных образцов удельная активность спонтанного деления попадает на линию линейной зависимости от концентрации урана. Это соответствует известному положению о том, что активность спонтанного деления в земных образцах и в метеоритах в настоящее время обусловлена, главным образом, распадом урана. Нак видно из рис.2 для трех исследованных нами метеоритов скорость счета спонтанного деления примерно в 30÷50 раз превышает активность спонтанного деления урана. Такое же превышение активности спонтанного деления над фоном от урана наблюдалось для насыщенной смолы, о которой говорилось выше. В процессе переработки этой смолы, а также непосредственно рассолов из челененских скважин были получены образцы, в ноторых удельная активность нового нуклида была в 10-300 раз выше, чем у метеоритов или у исходной смолы. Следует отметить, что абсолютный уровень активности в этих образцах соответствовал 1-2 спонтанных делений в сутки при полном весе около 10г. Для увеличения абсолютной активности требуется переработать существенно большие количества исходного рассола, чем это делалось до настоящего времени. Так например, для получения образцов абсолютной активностью ∿100 делений в сутки необходимо провести ее полное извлечение из 100 м³ челекенского рассола. В описанных выше экспериментах речь шла о переработке даже большего количества рассола (2000м³), однако, эффективность извлечения таких аналогов сверхтяжелых элементов, как свинец и таллий, была невысокой [17].

На рис.2 представлены также данные для свинцово-цинковых руд [5] и железо-марганцевых конкреций [6]. Наше внимание на железо-марганцевые конреции, как объекты концентрирующие тяжелые металлы из океанской воды, было обращено в 1969 году академиком А.П.Виноградовым. Глубоководные железо-марганцевые



Рис.2. Зависимость удельной активности спонтанного деления образцов от концентрации урана. Точки для образцов, в которых удельная активность обусловлена лишь спонтанным делением урана, должны попадать на пунктирную линию. Нижняя горизонтальная линия показывает уровень концентрирования, который должен быть достигнут для измерения кинетической энергии осколков деления. Верхняя линия показывает уровень, необходимый для определений порядкового номера нового нуклида.

Использованы следующие обозначения:

- * образцы из гидротрем Челекена
- W рассол из челекенских скважин
- R насыщенная винил-пирадиновая смола
- S,A,Е метеориты Саратов, Алленде, Ефремовка △ - продукт возгонки вещества метеорита
 - Алленде •,О - свинцово-цинковые руды и продукты их переработки
 - .П железо-марганцевые конкреции и продукты их переработки
- PG,Q,L оргстекло, плавленый кварц с добавкой чистых соединений магния и железа, металлический свинец
 - 🖊 прочие образцы.

ENDOMÁNYOS AKADEN?

конкреции центральной части Тихого Океана относятся к донным отложениям, характеризующимся наиболее низкой скоростью накопления (0,1-1,0 мкм/год). Их большая удаленность от зон выноса в океан материкового вещества и близость к районам деятельности подводных вулканов и гидротерм, связанных с разломами в земной коре в этой части Тихого Океана, приводит к тому, что существенную роль в их росте играет вещество, вынесенное из глубоких слоев Земли.

В качестве объекта для поиска и концентрирования сверхтяжелых элементов нами были выбраны конкреции, поднятые во время 48 рейса научно-исследовательского судна АН СССР "Витязь" в 1970 году со дна Тихого Океана в районе Новозеландской банки. На рис.2 представлены данные по измерениям удельной активности спонтанного деления исходных конкреций и конкреций, из которых часть примеси урана была извлечена экстракцией. Из-за относительно высокой концентрации урана (>10⁻⁶г/г) представлялось затруднительным сделать вывод о наличии или отсутствии избыточной активности спонтанного деления нового нуклида. С целью химического концентрирования спонтанно делящегося нуклида из железо-марганцевых конкреций была применена высокотемпературная возгонка образцов весом в несколько килограмм. В других случаях проводилось нислотное вышелачивание образцов примерно такого же веса с последующим осаждением гидроокисей. Данные об удельной активности полученных высокотемпературных летучих франций и гидроокисей представлены на рис.2. Из этих данных следует, что активность спонтанного деления нового природного нуклида, обнаруженного ранее в метеоритах и гидротермах Челекена, присутствует также и в железо-марганцевых конкре-ЦИЯХ.

Рассмотрим различные физические методы, которые позволяют провести подробное изучение свойств нового спонтанно делящегося нуклида, в частности определить его порядковый номер, массовое число и особенности спонтанного деления. Некоторые из этих методов перечислены в таблице 1. В первой колонке указано краткое название метода, во второй -приводятся параметры спонтанно делящихся нуклидов, которые могут быть определены в каждом из этих методов, в третьей и четвертой колонках указаны пределы отностельной и абсолютной чувствительности.

Три первые места в таблице 1 отводятся детекторам множественного испускания нейтронов, описанным выше, и различным их модификациям. Введение стартовых сигналов, запускающих регистрацию нейтронов в случае детектирования осколков деления или мгновенных гамма-квантов деления позволяет существенно улучшить точность определения среднего числа мгновенных нейтронов V и

дисперсии σ_v.

Другой важный параметр - полная кинетическая энергия осколков деления (ТКЕ) и асимметрия деления может быть определен с помощью двойной ионизационной камеры. Такая камера, позволяющая измерять в совпадении кинетическую энергию осколков спонтанного деления для образцов площадью 3000 см² и толщиной 50-100/см², подготовлена к работе в нашей лаборатории. Как следует из простых оценок для баланса энергии деления сверхтяжелых ядер наблюдение относительно небольшого значения №2-6 означает, что полная кинетическая энергия осколков их спонтанного деления должна быть ∿250 МэВ. На рис.2 указан предел удельной активности образцов, который должен быть достигнут для того, чтобы можно было начать измерения на подобной камере.

Таблица 1

Метод	Что опре- деляется	Относитель- ная чувст- вительность (г/г)	Абсолютная чувствитель- ность (атомы)
Нейтронный детектор в соляной шахте (1100 м водн.экв.)	\overline{v}, σ_v^2	10 ⁻¹⁵	3.10 ¹⁰
Нейтронный детектор с гамма- стартом с защитой (20м водн. экв.)	∇, σ_{V}^{2}	10 ⁻¹³	3.1011
Нейтронный детектор со стартом от счетчика осколков деления	√,σ ² (точность)	10 ⁻¹²	3.1010
Двойная ионизационная камера для измерения энергии осколков спонтанного деления	THE∿Z ² /A ^{1/3}	2.10 ⁻¹¹	3.1010
Вынужденное деление на пучке *Не	7.HE∿Z ² /A ^{1/3}	3.10 ⁻¹⁰	3.10 ⁷
Вынужденное деление на пучке ⁴ Не	THE,Z	10-8	109
Возбуждение атомных оболочен синхротронным излучением или заряженными частицами	Ζ	10 ⁻⁸	10 ⁹
Масс-сепарация и деление быстрыми нейтронами	A	10 ⁻¹¹	1010
Электромагнитный масс-анализа- тор с лазерный источником и прямой регистрацией атомов	A	10 ⁻¹⁴	105

Характеристика методов обнаружения и изучения свойств сверхтяжелых ядер

В 1977 году Ю.Ц.Оганесяном было предложено применить для изучения деления сверхтяжелых ядер и для определения их порядкового номера пучок ионов ⁴Не, ускоренных на циклотроне. Схема установки, которая была создана для наблюдения деления СТЭ на 36 МэВ пучке ⁴Не циклотрона У-200, показана на рис.3. В этих экспериментах мишень, представлявшая тонкий (до 300 мкг/см²) слой вещества, нанесенный методом градиентной термохроматографии на подложку из графита толщиной 30 мг/см², облучалась коллимированным пучком ⁴Не. Площадь пятна мишени составляла 0,25 см². Осколки деления регистрировались двумя ионизационными камерами с сеткой, каждая из которых работала в режиме компенсации для уменьшения фона от радиации, создаваемой при прохождении пучка ⁴Не через мишень.


Рис.3. Схема установки для изучения деления сверхтяжелых ядер на пучке ⁴Не. 1 - мишень, 2 - коллиматоры, 3 - пучок ⁴Не, 4 - входное окно ионизационной камеры, 5 - сетка, 6 - собирающий электрод, 7 - компенсационный электрод, 8 - цилиндр Фарадея.

Для определения возможностей этого метода были проведены облучения, в которых облучалась мишень из золота (270 мкг/см²) с нанесенным на нее ураном (10¹¹/см²). Было показано, что в этих условиях возможно обнаружение 3.10⁷ атомов сверхтяжелого элемента, если полная кинетическая энергия осколков деления для сверхтяжелого ядра превышает 220 МэВ. В большинстве мишеней, полученных с помощью градиентной термохроматографии содержание урана составляет около 10⁹/см², поэтому чувствительность данного метода определяется фактически не уровнем фона, а разумной продолжительностью облучений. Для нескольких мишеней, изготовленных из продуктов переработки материала метеорита Алленде и челекенских рассолов был достигнут предел чувствительности 3.10⁷ атомов. Этот предел указан на рис.2 верхней горизонтальной линией.

Проведение измерений функции возбуждения реакции деления альфа-частицами позволяет определить порядковый номер делящегося ядра с точностью до единицы [20]. Для таких измерений необходимо иметь мишени, содержание около 10⁹ атсмов сверхтяжелого элемента. Функция возбуждения должна быть измерена с помощью пучка ⁴Не с плавно изменяемой энергией в диапазоне от 22 до 34 МэВ с энергетическим разрешением 70 кэВ. Этим требованиям удовлетворяют пучки циклотрона У-200.

Для сравнения отметим (см. шестой ряд табл.1), что максимальная достигнутая чувствительность метода, основанного на возбуждении L-оболочек сверхтяжелых атомов синхротронным излучением [21] или заряженными частицами [22] также соответствует пределу 10⁹ атомов в мишени. Нам представляется, что наблюдение деления на пучке ⁴Не является более предпочтительным ввиду большей чувствительности обнаружения сверхтяжелых элементов (10⁷ атомов).

Два последних ряда табл.1 относятся к методам определения массового числа нового нуклида. Один из вариантов этого метода был тщательно разработан ранее группой из Орсэ и Варшавы [4] и заключается в проведении масс-сепарации со сбором атомов в фокальной плоскости на кварцевой пластине. Эта пластина облучалась в интенсивных нейтронных потоках и затем проводился поиск треков осколков деления, локализованных на участках, соответствующих аппаратурным линиям массового спектра в области А=280-330. Выбор правильного энергетического спектра нейтронов является решающим условием для успешной реализации этого метода. По видимому, максимум этого спектра должен соответствовать не менее 5-6 МэВ. Оценка чувствительности этого метода, сделанная нами, приведена в табл.2, однако, эта оценка в сильной степени зависит от предположений о выходе ионов сверхтяжелых элементов из источника масс-сепаратора и о величине сечения деления соответствующих ядер. Некоторые возможности увеличения чувствительности этого метода с помощью двойной масс-сепарации были рассмотрены в литературе [23].

По нашему мнению, в принципе, можно облучать образцы в интенсивных потоках резонансных нейтронов (интегральный поток до 10²³/см²) в расчете, что заметная часть (до 10%) сверхтяжелых ядер после захвата нейтрона превратится в изотоп с массовым числом на единицу больше, чем у исходного. Не исключено, что при этом существенно уменьшится период полураспада относительно спонтанного деления. Тогда эти ядра можно будет обнаружить на фокальной плоскости масс-сепаратора по их спонтанному делению. Облучение в больших потоках резонансных нейтронов можно применять также для измерения полной кинетической энергии осколков спонтанного деления.

В последнем ряду табл.2 приводится наша оценка чувствительности, которая может быть достигнута на электромагнитных массанализаторах с лазерным ионным источником при прямой регистрации атомов на фокальной плоскости ионно-оптической системы.

Таким образом, анализ данных поисков сверхтяжелых элементов в природных образцах показывает, что в ряде объектов обнаружена активность спонтанного деления нового долгоживущего природного нуклида. В химических экспериментах достигнут некоторый фактор (до 500) концентрирования этого нуклида. Дальнейшее извлечение из многих тонн исходного материала и концентрирование нового нуклида представляет сложную, но выполнимую задачу. Решение этой задачи позволит определить порядковый номер и массовое число нового нуклида, а также исследовать особенности его спонтанного деления с помощью высокочувствительных и селективных физических методов.

В заключение авторы хотели бы отметить, что в работах, обсуждавшихся в данной обзорной статье, участвовали многие сотрудники Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. В создание физических установок большой вклад был внесен А.Г.Попеко, М.П.Ивановым, Л.П.Челноковым, Д.Д.Богдановым, В.Зайделем, В.Г.Субботиным и другими. Химические эксперименты проводились Ю.С.Короткиным, Ю.Т.Чубурковым, О.Д.Масловым, Б.Л.Жуйковым и другими под руководством И.Звары. Плодотворные обсуждения и постоянная помощь во время работы со стороны Ю.Ц.Оганесяна имели большое значение для ее проведения. Всем своим коллегам авторы выражают глубокую и искреннюю признательность.

Литература

[1]	Г.Н. Фларов и др. ЯФ20 (1974) 472
[2]	G.N. Flerov Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei,
F a b	Nashville, USA, v.2, (1974) p.459
[3]	G. Herrmann, Inorganic Chemistry, Ser. 2, v.8, Radiochemistry,
F 1, 7	ed. by A.G. Maddock, (1975) 221
	C. Stephan et al. J. de Phys. 36 (1975) 105 $\Gamma = \frac{1}{2} 1$
[c]	Г.П. Флеров и др. лФ, 20 (1974) 039 Г.Н. Флеров и др. 9ϕ 21 (1975) 9
	П. Т. Чубурнов и др. лФ, ZI (1975) 5 П. Т. Чубурнов и др. Радиохимия, 16 (1974) 827
[A]	О.Л. Келлер. Ралиохимия. 17 (1975) 609
[9]	А.П. Виноградов, Геохимия, ІВ.І(1961)
10]	Handbook of Elemental Abundances in Meteorities, ed.
-	B. Mason, ser. Extraterrestrial Chemistry, v. 1 New York
	(1971)
[11]	A.G. Popeko et al. Phys. Lett., <u>52B</u> (1974) 417
	Я.Ф., 21 (1975) 1220
_12]	G.M. Ter-Akopian, Proc. 4th Int. Symp. on Transplutonium
-127	Elements, Baden-Baden, 1975, p.359
	И Здара и др. 9ϕ 26 (1977) 449
14]	M. Diamond et al. Phys. Rev. 119 (1960) 2000
161	А.С. Полеко, Г.М. Тер-Акольян, ПИЯИ, (1978) Р7-11779
171	Г.Н. Флеров и др. ОИЯИ. (1978) Д7-11724
18]	Л.М. Лебедев и др., Геохимия, 7 (1971) 823
19]	Ю.Т. Чубурнов, Л.М. Лебедев, Радиохимия, 16 (1974) 524
[20]	G.N. Flerov, Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Tokyo,
	1977, J. Phys. Soc. Japan, <u>44</u> (1978) Suppl. p.723
_21]	C.J. Sparks et al. Phys. Rev. Lett. <u>38</u> (1977) 205
	C.J. Sparks et al. Phys. Rev. Lett. <u>40</u> (1978) 507

[22] T.A. Cahill et al. Nucl. Instr. Meth. 142 (1977) 301 [23] M. Epherre and R. Klapisch, Phys. Rev. C13 (1976) 206



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 107-133 RESONANCE STATES IN NUCLEAR PHYSICS

J. BANG

The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, DK-2100 Copenhagen ϕ , Denmark

Different methods of using resonance states in expansions of nuclear wave functions are reviewed. Some of the mathematical questions which are connected with such expansions are discussed, and a number of applications considered. Some new results are reported in connection with the last point.

1. Introduction

Resonant states have recently been introduced in nuclear physics problems by a number of authors. These states, which in many ways are similar to the bound states, in some cases even very similar, nevertheless present a number of mathematical and conceptual difficulties, which de not exist for the bound states. The existence of these difficulties, which are discussed below, has been the cause for a reluctant attitude towards the use of these states among some of the workers in the field. A number of attempts have, however, been made to attack these problems. These attempts are, partly due to different physical points of attack, rather different. This may cause some confusion, and the main purpose of the present review is to clear up these points, giving an account of different methods, showing their strong and weak points.

After the introduction, some of the mathematical and conceptual problems of resonance states are discussed in the second section of this paper; the third section contains a descripition of various types of calculations, where these states have been exploited.

The concept of resonant states is a very broad one, even when we limit ourselves to nuclear physics. It includes a number of complicated states, lying above some particle emission threshold, ranging from the long lived compound state over, e.g., the isobaric analogue resonances, to the giant multipole excitations. Here, only the single particle potential resonance states are reviewed, and the other, more complicated ones are mentioned only in as far as the single particle resonant states are used as an element in their description. Many of the features of single particle resonances are, though, also found for the more complicated ones.

The definition of single particle resonance states is in itself not unambiguous. In single particle scattering, the phase shifts - and thus also the cross sections - will, for the potentials of relevance in nuclear physics, generally, vary rather smoothly. However, in certain energy intervals, the phase shift will increase rapidly by approximately π , so that it in general, goes through $(n+1/2)\pi(n \text{ integer})$. The energies at which this happens are often called resonance energies, and the intervals over which it happens are called the widths. However, neither these definitions, nor the destinction between a resonance wave function and one belonging to the smooth background scattering are unambiguous. A number of more precise definitions have been given; they coincide in the limit of narrow widths [1].

In this review, one general definition of resonance energies and wave functions is used: if the solution, u_i of the radial Schrödinger equation with energy: $E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m}$ given below as (1) (or a corresponding coupled set of equations (87)), which is regular at the origin, has outgoing waves only for $r \rightarrow \infty$, then E_i is called a resonance energy, and u_i a resonance function. If also the normalization is needed, it is given by equation (31).

Often, the word is reserved for the states with $Re(k_i)>0$, $Im(k_i)<0$; these are here called proper resonance states, whereas the states with $Re(k_i)<0$, $Im(k_i)<0$ are called mirror resonant states. The states with $Re(k_i)=0$, $Im(k_i)>0$ and $Im(k_i)<0$ are bound and antibound states, respectively, but here the word resonant states is used as a common name for all these states, with k_i values corresponding to poles of the S-matrix.

2. Mathematical problems, early history

a) Early history

The solutions of the equations

 $u_{i}'' - \frac{\ell(\ell+1)}{r^{2}} u_{i} - V(r) u_{i} + k_{i}^{2} u_{i} = 0$ (1)

 $(V = \frac{2m}{h^2} \times (potential))$

$$u_{i}(0)=0 \qquad u_{i}(r) \xrightarrow{r \to \infty} e^{i(k_{i}r-l\pi)}$$
(2)

are first met in the litteratures in the work of Gamow [2,3], and they are therefore also often called the Gamow states. The idea of Gamow was to give a stationary description of radioactive decay, particularly of α -decay. He considers the α -particle as a single particle in an attractive nuclear potential, to which is added the Coulomb potential. It is argued by Gamow, that the solution of (1) with the boundary condition (2) gives a good description of radioactive decay, because it corresponds to a solution of the time dependent Schrödinger equation

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\underline{r}, t) = H\Psi(\underline{r}, t)$$

$$(3)$$

$$(H = \frac{\hbar^{2}}{2m}(V - \Delta))$$

$$\Psi = \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\hat{r}) f(t)$$

$$(4)$$

which has a constant decay rate:

$$|\Psi(0,+)|^2 \sim |\Psi(0,0)|^2 e^{-\frac{1}{\hbar}}$$
 (5)

where

$$\frac{m}{\hbar^2}\Gamma = -\mathrm{Im}(k^2) \tag{6}$$

The square of the radial function is increasing exponentially with the distance from the origin for $r \rightarrow \infty$

$$|u|^2 \sim e^{2|\gamma|} r \tag{7}$$

where

This, in Gamow's interpretation, corresponds to the fact, that the probability of finding the particles in a state with exponential decay, as (5), must be increasing exponentially with the distance from the origin, as particles found at larger distances are sent out at earlier times, when the probability at the source was larger.

Gamow did not make any detailed solution of (2.1), - and even to-day it is not quite clear, which V should be used for α -particles -, but he calculated Γ , generally called the width of the resonance -, in the limit of $\Gamma << E$ and $|E| << \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$ where R is the range of the attraction potential. In this case, the WKB method can be used to solve (1) under the Coulomb barrier, yielding $Z_2 = 2$

$$\Gamma \sim \frac{8\pi n\hbar^2}{mR^2} \exp(-2\int_{R}^{\frac{L_1L_2e}{E}} (V + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} |k^2|)^{1/2} dr$$
(9)

The resonance states were revived by Siegert [4] in connection with the problem of single particle scattering. Siegert shows, that in scattering in a potential, the resonances defined by (1), (2) correspond to poles in the scattering amplitude (in k or E), and, that if a pole is sufficiently isolated, and Γ sufficiently small, the scattering amplitude consists of a smooth background plus a rapid varying pole term, the latter leading to the Breit-Wigner energy dependence of the cross-section. Siegert's argument (which is given for l=0) runs as follows. If a regular solution of (1) for a general real momentum k is called $\Psi(\,k\,)$ we have by subtraction

$$u_{i}^{"}\Psi(k) - \Psi(k)^{"}u_{i} + (k_{i}^{2} - k^{2})u_{i}\Psi(k) = 0$$
(10)

Integration of this between 0 and a, where V(r)=0 for r>a, gives, using (2)

$$\Psi(k,a)'-ik\Psi(k,a) = \frac{k_i^2 - k^2}{u_i(a)} \int_0^a u_i \Psi(k,r) dr + \frac{iu_i(a)\Psi(k,a)}{k_i^{+k}}$$
(11)

Now let $\Psi(k)$ be normalized so that for r>a

$$\Psi(k)(=\Psi^{(+)}(k)) = \hat{j}_{\ell}(kr) + \frac{(S_{\ell}-1)}{2i} \hat{h}_{\ell}(kr) \quad (\equiv \frac{\phi_{\ell}(regular)}{f_{\ell}(k)(2\ell+1)!!}) \quad (12)$$

where \hat{j} and \hat{h} are Ricatti-Bessel and Ricatti-Hankel functions, respectively; then the scattering cross section is

$$\sigma = \sum_{l} \frac{\pi(2l+1)}{k^2} |S_{l} - 1|^2$$
(13)

Here S_{ξ} is related to the Jost function $f_{\xi}(k)$ by $S_{\xi} = f_{\xi}(k)/f_{\xi}(-k)$ From (11) we get

$$\frac{S_{0}-1}{2ik} = \frac{1}{(k_{1}^{2}-k^{2})} \frac{u_{1}^{2}(a) e^{-2ika}}{\int_{0}^{a} u_{1}^{2} dr + \frac{iu_{1}^{2}(a)}{2k_{1}} + f_{regular}$$
(14)

If fregular can be neglected, and Γ_i is sufficiently small, we get the Breit-Wigner form

$$\sigma = \frac{\pi}{|k_i|^2} \frac{\Gamma_i^2}{(E_i - E)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_i^2}$$
(15)

or more generally

$$\sigma = 4\pi \left| \sum_{i} \frac{\Gamma_{i}}{\left(E_{i} - E_{i} \frac{1}{2} i \Gamma_{i}\right)} \frac{e^{i\delta_{n}}}{2k_{n}} + F(E) \right|^{2}$$
(16)

where the sum runs over the narrow resonances, and the smooth term F(E) is sometimes, somewhat misleading, called the potential scattering. The work of Siegert was continued by a number of authors, particularly should be mentioned a series of papers by Jeukenne, Humblet, Mahaux and Rosenfeld [5-14], and by Minelli and Zardi [15-16] who start from the Lippmann-Schwinger integral equations. It was here proved, in connection with a general theory of nuclear scattering, that the definition of Siegert can be extended to include all the types of single poles of the S-matrix mentioned above.

A discussion of the (from the point of view of nuclear physics less interesting)double poles is found in refs. [17-20].

The partial wave scattering states $\Psi_{\ell}^{+}(k)$ obviously have poles, where S has poles, and the residues which must obviously

satisfy (1) with k=k; are from (12), (14) determined as

$$\lim_{k \to k_n} ((k-k_n)\Psi_{\ell}^{(+)}(k,r)) = \frac{u_n(r)u_n(a)}{2h_{\ell}^+(k_na)}$$
(17)

See also below.

This is not the place for a complete discussion of the analytic properties of the S matrix for scattering in a potential. The reader is for this referred, e.g. to the books of Nussenzweig [21], Newton [22], Taylor [23] and de Alfaro and Regge [24]. It is here proved, that for potentials, which satisfy V(r)=0,r>a, S will in general have a Mittag-Leffler expansion - or rather, a number of Mittag-Leffler expansions

$$F(k) = \sum_{q=0}^{p} \frac{k^{q}}{q!} F^{(q)} + \sum_{n=1}^{p} (\frac{k}{k_{n}})^{p+1} \frac{r_{n}}{k_{n}-k}$$
(18)

$$F(k) = \frac{S_{\ell}(k) - 1}{2ik} (\hat{h}_{\ell}^{\dagger}(ka))^{2} \qquad p \ge p_{0}$$
(19)

Here p depends on the behaviour of the potential in the point a [25]. If the m^{+h} derivative of V at a is different from 0, it can be proved that $p \le m+2$.

0, it can be proved that p <m+2. In the case, where the potential is a sum of a short range potential and a Coulomb potential

$$H=H_{0}+V+V_{Coulomb}$$

$$V=0 \text{ for } r > a, V_{Coulomb} = \frac{Z_{1}Z_{2}e^{2}}{r} \text{ for } r > a, \text{ it can be proved}$$
[1,17] that S can be written
$$S=S'S''$$
(20)

where

$$S'' = \frac{\Gamma(i\eta)}{\Gamma(-i\eta)} , \qquad \eta = \frac{Z_1 Z_2 e^{2m}}{k}$$
(21)

and S' again is meromorphic and has a Mittag-Leffler expansion of the type (19).

The distribution of the poles, and its dependence on the parameters of the potential has been discussed in many of the above metioned papers, see particularly [25]. A general discussion of this problem, illustrated by numerical examples is found in the article of Mc Voy [26].

The main results for a potential V(r)=0, r>a are:

S has no other irregularities than poles in the k-plane. There are infinitely many resonance poles

$$k_n = \kappa_n - i\gamma_n \tag{22}$$

and their mirror-points

$$\kappa_{n}^{2} = \kappa_{n} - i\gamma_{n}$$
(23)

111

Here κ_n and γ_n are positive numbers and their asymptotic distribution is given by

$$\kappa_n \sim n^2$$
(24)
 $\gamma_n \sim \log(n)$

When the potential is sufficiently shallow, these are the only poles. If the potential is made more attractive, the poles will move towards origo for $l \neq 0$ and towards the negative imaginary axis for l=0, $V_{COUL}=0$.

Here the two poles [22], [23] corresponding to n and ñ meet for a certain value of the potential parameters; for a still more attractive potential they will again separate, now moving respectively upwards and downwards on the imaginary axis.

The poles on the positive imaginary axis

$$k_{i} = i\mu_{i} \quad \mu_{i} > 0$$
 (25)

correspond to bound states and the poles on the negative imaginary axis

$$k_{i} = -i\mu_{i} \mu_{i} > 0$$
 (26)

to antibound states, i.e. solutions of (1), (2) with a pure exponentially growing asymptotics.

Apart from the point on the imaginary axis, double poles will in general not occur for the potentials met in nuclear physics [27,40].

Of the solutions of (1), (2), it is only the bound states, which are square integrable. For a V with V(r)=0 r>a, they form together with the scattering states, a complete set [22]

$$\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \sum_{n}^{\infty} u_{n}(\mathbf{r})u_{n}^{*}(\mathbf{r}') + \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\infty} d\mathbf{k} \, \Psi^{(\pm)}(\mathbf{k},\mathbf{r})\Psi^{(\pm)*}(\mathbf{k},\mathbf{r}') \quad (27)$$

where $\Psi^{(+)}$ and $\Psi^{(-)}$ are the scattering solutions of (1) corresponding to plane waves plus outgoing, respectively ingoing spherical waves. Correspondingly, the radial Green's function for (1) can be written [22]

$$G_{\ell}^{+}(k,r,r') = (-)^{\ell+1} k^{-1} \phi_{\ell}(k,r_{<})f_{\ell}(-k,r_{>})/f_{\ell}(-k)$$

$$= \sum_{n}^{bound} \frac{u_{n}(r)u_{n}(r')^{*}}{k^{2}+|k_{n}|^{2}} + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{k'} \frac{\Psi^{(+)}(k,r)\Psi^{(+)*}(k,r')}{k^{+}-k'}$$
(28)
$$(f_{\ell}(-k,r)_{r \to \infty} e^{ikr}) (k^{\pm}=\pm|k|+i\gamma, \gamma \to 0)$$

The relations (27) and (28) imply each other [22].

Now, because of the great similarity between bound states and narrow resonances, it seems tempting to use the resonance functions also, in expansions like (27), (28) and thereby in expansions of other functions. However, the asymptotic behaviour of the resonance functions seems to be a serious obstacle for such a use. Partly, it means, that if a functions which does not increase exponentially with r shall have such an expansion for large r-values, some counterterms must come in. Thus the system of resonant states, in the generalized sense of the word, cannot be complete in all space. Partly we see, that the usual prescription for finding expansion coefficients used with the orthogonal set of bound states, becomes meaningless, since the corresponding orthonormalization integrals

$$\int_{O} dr u_{i}^{*} u_{j} (= \delta_{ij} \text{ for bound states})$$
(29)

do not exist.

To overcome these problems, essentially two different methods have been suggested.

b) Regularisation or analytic continuation

The first one was invented by Zel'dovich [28]. It consists in replacing (29) by

$$\lim_{\varepsilon \to 0} \int_{0}^{\infty} e^{-\varepsilon r^{2}} u_{i}(r) u_{j}(r) dr = \delta_{ij}$$
(30)

In our case, V=0 for r>a, the integral can also be expressed in terms of the values of u_1u_1 for $r \le a$, e.g. for l=0

$$\int_{0}^{a} u_{i}(r)u_{j}(r)dr + \frac{u_{i}(a)u_{j}(a)}{i(k_{i}+k_{j})} = \delta_{ij}$$
(31)

The latter form is meaningful for all the generalized resonances, i.e. the same expression is obtained if a is replaced by b, b>a. The limit in (30) seems, however, meaningful only when i or j correspond to bound states or proper resonances, i.e. $0 < R_e(k_1)$

A discussion of this point is found in the work of T.Berggren [29]. Berggren compares the integrals in eq. (30) with

$$J_{0}(z,\varepsilon) = \int_{0}^{\infty} e^{zr} e^{-\varepsilon r^{2}} dr = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} e^{z^{2}/4\varepsilon} \int_{-z/2\sqrt{\varepsilon}}^{\infty} e^{-t^{2}} dt$$
(32)

The error function complement has the asymptotic expansion for Re(w)>0

$$e^{W^{2}} \int_{-W}^{\infty} e^{-t^{2}} dt \xrightarrow[W \to \infty]{} \sqrt{\pi} e^{W^{2}} - \frac{1}{2W} (1 - \frac{1}{2W^{2}} + \frac{1.2}{2^{2}W^{4}} - \dots)$$
(33)

Using this in (32), we see that the exponential term on the right hand side goes to zero with $\varepsilon \rightarrow 0$, if $\operatorname{Re}(z^2) < 0$, and that in that limit we get

$$\lim_{\epsilon \to 0} J_{o}(z,\epsilon) = -\frac{1}{z}$$
(34)

The condition $\operatorname{Re}(z^2)<0$ limits the validity of the proof to the case of proper resonances, however, for $\operatorname{Re}(w)<0$ the exponential term in (33) shall be left out, so that the procedure gives the correct limit in the bound state case also.

Gyarmati and Vertse [30] have shown that the convergence factor $e^{-\epsilon \Gamma}$ can be replaced by

$$f(\varepsilon, n) \equiv e^{-\varepsilon r n}$$
 $1 < n < \frac{1}{2} \pi / \arctan \frac{\gamma}{\kappa}$ (35)

In the proof, the integral (30) is again compared to one, where u^2 is replaced by an exponential

$$I(\varepsilon, n) = \lim_{p \to \infty} \int_{0}^{r} e^{-\varepsilon r^{n}} e^{2ikr} dr = \int_{0}^{r} e^{-\varepsilon z^{n}} e^{2ikz} dz \quad (k = \kappa - i\gamma) \quad (36)$$

where, since the integrand has no sigularities, C is any contour in the complex z-plane between O and P. We can, e.g. choose a contour: $C=C_1+C_2$

C₁:
$$z = \rho e^{i\phi}$$

 $0 < \rho < P$ arctan $\frac{\gamma}{\kappa} < \phi < \frac{\pi}{2n}$
C₂: $z = P e^{i\alpha}$
 $0 < \alpha < \phi$
(37)

on C1 we have

$$2ikz = p(2(\kappa \cos \phi + \gamma \sin \phi)i + 2(\gamma \cos \phi - \kappa \sin \phi))$$
(38)

Here, due to the inequality fulfilled by ϕ , the real term is negative, so I_{C_1} is finite, even for $\varepsilon=0$ when $P \rightarrow \infty$

On C2 we have

 $-z^{n} = -P^{n}(\cos n\alpha + i \sin n\alpha)$ (39)

$$|\mathbf{I}_{C_2}(\mathbf{P})| < \mathbf{P} \ e^{-2\varepsilon \mathbf{P}'' \mathbf{b} + \mathbf{P} \cdot \mathbf{C}}$$
(40)

We see, that

 $\lim_{\epsilon \to 0} \int_{0}^{\infty} e^{-\epsilon r^{n}} e^{2ikr} dr = -\frac{1}{2ik}$ (41)

A similar proof was given for the case of protons, changing only the contours somewhat.

Romo [31] defines the inner product without the regularisation factor, using instead analytic continuation from such k-values, where the integrals are well defined.

In order to have analyticity in k the functions are defined by joining solutions of (1) (but not smoothely) which are regular inside a, and outgoing outside a. The two definitions are essentially equivalent and impose similar restrictions on the potentials and on the matrix elements to be calculated.

In [32] Berggren shows that the inner product defined by the regularization method

$$\langle \tilde{g} | h \rangle = \lim_{\epsilon \to 0} \int_{0}^{\infty} \exp[-\epsilon r^{2}] g(r)h(r)dr$$
 (42)

has the property of being continuous in h, when h belongs to a space $X_{1,1}^{p}$ (p>1) with the norm

$$\|h\|_{p} = \{ \{ \{ k \mid h(k)^{p} \} \}^{1/p}$$
(43)

where

$$h(k) \equiv \lim_{\epsilon \to 0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{0}^{\infty} dr \exp[-\epsilon r^{2}]h(r)j_{l}(kr)$$
(44)

 $X^{2}_{L,\ell}$ contains the physically interesting functions $h = \exp(iqr)$ and $\exp(iqr - \eta r^2)$.

Hokkyo [33] pointed to the biorthonormality character of (30), and compared it to similar relations for other continuumdiscretizing states, like those of Kapur-Peierls or Weinberg. However, these latter form complete sets in \mathcal{L}_2 .

Completeness is essential for the use of any set in expansions, and the task of constructing a completeness relation, including the resonance states with the Zel'dovich orthonormalization was accomplished by T. Berggren [29]. The completeness relation (27) was proved from (28) by

Newton [34] by considering the integral

$$I(r) = \int kdk \int dr'h(r')G_{\ell}(k,r,r')$$
(45)

using a contour which goes along the real k-axis and closes in a semicircle in the upper half plane, thus encircling the bound states. In order to include proper resonances, Berggren proposes to deform the contour by making a detour in the 4th

quadrant following a line through 0 above $k=-e^{\frac{1\pi}{4}}$ and then returning to the real axis. For the potentials V=0, r>a, this latter path can be moved away from zero in order to include any number of proper resonances. For simplicity, Berggren introduces a detour in the second quadrant, which is the reflection in 0 of the first one.

Then, by means of the expression (28) for the G-function, one obtains for the integral on the semicircle:

$$I_{n} \rightarrow i\pi h(r) \quad \text{for } R = |k| \rightarrow \infty \tag{46}$$

whereas the integral along the rest of the contour can be written (using the symmetry around 0)

00

$$I_{L}(r) = i \int_{0}^{1} dr'h(r') \int_{L}^{1} dk \Psi_{\ell}^{\dagger}(k,r)\Psi_{\ell}^{\dagger \ast}(k,r') \qquad (47)$$

By Cauchy's theorem

$$h(r) = \int dr'h(r') \left(\sum_{n} u_{ln}(r) u_{ln}^{*}(r') + \frac{1}{\pi} \int dk \Psi_{l}^{+}(k,r) \Psi_{l}^{+*}(k,r') \right) (48)$$

It was here used, that the residue of the expression (47) at the point k_n according to (17) is $\frac{1}{2}\int dr' u_{ln}(r) u_{ln}^*(r')h(r')$.

The integrals are here defined by the regularization procedure (30), which means some restrictions on h [29]

$$\int_{0}^{\infty} dr'h(r')u^{*}(r') \equiv \lim_{\epsilon \to 0} \int e^{-\epsilon r'^{2}} dr'h(r')u(r')$$
(49)

The completeness relation (45) may also be written

$$\sum_{n} u_{\ell n}(r) \tilde{u}_{\ell n}(r')^{*} + \frac{1}{\pi} \int_{L} \Psi_{\ell}^{+}(k, r) \Psi_{\ell}^{+}(k, r')^{*} dk = \delta(r - r')$$
(50)

For $\epsilon \neq 0$, it is obvious, that the analyticity, which allows the use of Cauchy's theorem is fulfilled. For $\epsilon \rightarrow 0$ a proof was given by Berggren [35] (valid for the general case of ref.[30]).

Unlike G, the integrand in (48) has complex poles in the upper half plane, the $-k_{\tilde{1}}$. If, instead of L⁺, a path which was its complex conjugate had been chosen, it would be these poles which represented the resonances now with residuals corresponding to incoming waves . In [36] Berggren discusses this ambiguity and points to still another possibility, where both poles contribute equally. The difference in resonance contributions for the different paths is of course compensated by the different integral (background) contributions.

To summarize, one may say, that the Zel'dovich method, as developed by Berggren and others, can be used to expand certain classes of functions of r on bound states, proper resonance functions and a residual continuum. Romo [37] has investigated, to which extend sum rules are exhausted by bound states and resonances, and finds, that for a realistic example, the continuum contribution is indeed small.

The functions, which are expanded are in general used in calculations of matrix elements (e.g. in Born approximation calculations). The method seems mainly to be justified, when the regularisation method can be used in calculating these matrix elements.

The advantage of this method is, that the biorthogonality permits a unique calculation of the expansion coefficients of the discrete states, by a generalisation of the conventional method used for orthonormal sets.

One weakness of the method is, that when the functions are given numerically only, the calculation of the regularized integral may imply very large r values, and a low numerical stability for $\varepsilon \rightarrow 0$. A similar problem is met, when Romo's method of analytic continuation is used, Romo says [31], that the situation may be even more difficult here, since the analytic continuation is in general carried over a finite range of k's from Im(k)>0 to the resonance position. Another weakness is the appearance of the residual continuum term. It is complicated to calculate and it means, that the situation is different from the one with a purely discrete basis, where it is in general simple to compare calculations with different truncated sets and discuss the convergence with the number of functions in the set. It seems, that the method of Berggren will work best, when the continuum plays a small role only.

c) The Mittag-Leffler expansion

Another variant of the method of expansion in resonance functions was introduced by More and Gerjuoy [38]. This method has its own difficulties, but it is free of the two weak points just mentioned.

The starting point is here again the expression (28) for the Green's function and (17) for the residues of Ψ^{\dagger} . Instead of making just a detour from the real axis, the whole integral is calculated by Cauchy's theorem, closing the integration by a semicircle in the upper half plane passed in the positive direction. It was proved in [37] and in more details in [39], by Romo, see also Bang et al. [40] that for the potentials and r, r' values in which we are interested, the contributions from this semicircle goes to zero for $|k| \rightarrow \infty$, so that the integral is determined by Cauchy's theorem

$$G_{l} = \sum_{\text{bound}} \frac{u_{n}(r)u_{n}(r^{\dagger})}{k^{2}-k_{n}^{2}} + \sum_{\text{all poles}} \frac{u_{n}(r)u_{n}(r^{\dagger})}{2k_{n}(sk-k_{n})}$$
(51)

 $(s=-sign (lm(k_n)))$

or

$$G_{l} = \sum_{\substack{n \\ \text{all poles}}} \frac{u_{n}(r)u_{n}(r')}{2k_{n}(k-k_{n})}$$
(52)

Explicitely, Romo [39] proves, that (51) is a convergent expansion, when the potential at a goes as $(a-r)^{\sigma}$, for

$$r+r' < \frac{4a}{2+\sigma}$$
(53)

Looking at the asymptotic expression $(k \rightarrow \infty)$ for the Green's function for finite values of r, r',

 $G \rightarrow k^{-2} \delta(r-r') + O(k^{-3})$ (54)

Romo [37] shows that for r,r'<a

$$\frac{1}{2} \sum_{\substack{n \\ \text{all poles}}} u_n(r) u_n(r') = \delta(r-r')$$
(55)

and

$$\sum_{n=1}^{k} \frac{u_n(r)u_n(r')}{k_n} = 0$$
(56)

117

Equation (55) is an overcompleteness relation for the region r<a, and (56) correspondingly shows a high degree of linear dependence inside this region.

So, the second method consists in looking at expansions in a finite range which can again be delimited by any a'>a only, using the residual functions of <u>all</u> poles, but nothing more.

Equation (55) shows, that it is possible to use such an expansion; however, no orthogonality relation can be used for the determination of the expansion coefficients, which is in general not unambiguous.

However, the Mittag-Leffler expansion of G(k) (51) is unambiguous in the following sense.

If G does not contain any entire function, it is given by (51), and if we want to express it by means of an entire function plus pole terms, it must have one of the equivalent Mittag-Leffler forms

$$G(k) = \sum_{q}^{p} G^{(q)} \frac{k^{q}}{q!} + \sum_{n}^{r} \left(\frac{k}{k_{n}}\right)^{p+1} \frac{r_{n}}{k-k_{n}}$$
(57)

Now an expansion of G is in general very useful in nuclear physics calculations, as we shall see below. One thing, which is immediately seen [40], is that it implies a similar expansion for the scattering wavefunctions. A Mittag-Leffler expansion for this was first suggested by Serdobol'skij [41]. Actually

$$\Psi_{-}^{\dagger} = G_{-}(r,a)/f_{-}^{\dagger}(a)$$
 (r

Since the scattering wavefunctions, on the other hand, together with the bound states, form a complete orthogonal set (27), we have in this sense an unambiguous expansion of any function for r<a. The question of the expansion in the point r=a was particularly investigated by Garcia-Calderon [42].

The ambiguity connected with the different possibilities in choosing the entire function in Mittag-Leffler expansions, like (55) or (18), does not give rise to any problem, it is rather an advantage, since when p is given, the entire function is given in a simple way, and the convergence of the pole expansion may be improved considerably by the choise of p, as seen in a numerical example below.

It is in this connection interesting, that a very simple method of finding both the k, and the G'(q) has been worked out by Minelli, Vitturi and Zardi [43,44].

The Mittag-Leffler expansion, which includes the mirror resonances and the antibound states as well as the proper resonances, seems to require a larger calculation of the basis than the previous method. However, in the potentials of interest, there is only a finite number of antibound states, and the mirror resonance eigenfunctions and poles are given, once the proper resonances are found. The overcompleteness is a weak point of this method; the lack of an orthogonality relation for the relevant region of space may seem a disadvantage, but in some applications mentioned below, this is not felt.

In most physical problems, it is evident, that an expansion, which converges in a given finite region of space is sufficient. It is, however, not evident, that this is the case, when typical 3-body problems - or problems with more particles are met. We shall briefly discuss this point below.

The normalisation (30,31) is common for the two expansion approaches. Note, however, that this normalization integral for the antibound states is negative.

Formally, this result is obtained by the regularisation method, although it would appear as the limiting value of integrals with positive integrands. Now, none of the regularisation factors of Gyarmati and Vertse will work for an antibound state, but this points at some problems with the nature of the convergence for large r values and resonances near the negative imaginary axis.

The normalisation (31) suggests ifself from the requirement, that a first order perturbation expression of the same type as for bound state energies shall be valid for the resonant energies [28]

$$\delta E_{n}^{(1)} = \frac{\int u_{n}^{2} \delta V}{\text{Norm}}$$
(59)

A general perturbation theory for resonances was constructed by More [45,46] on the basis of expression (52) and Dyson's equation

$$\delta G(r,r') = \int ds G(k,r,s) \delta V(s) (G + \delta G(k,s,r'))$$
(60)

If $\delta V = \lambda v$, δG can be expanded in powers of λ . When the residue at k_n are put equal to zero, equations for each power of λ give the different orders of perturbation theory.

We quote from More $\delta E_n^{(2)} = \frac{\delta V_{nn}^2}{4k_n^2} + \frac{\delta V_{nm}^2}{2k_n(k-k_m)}$ (61)

Since bound states can be determined from a variational principle, it is nearlying to try to do something similar with the resonances. This was done by Herzenberg, Mandl and Beardsley [47-48], who used the equation

$$S\left(\frac{\int_{0}^{a} dr \ uHu + \frac{\hbar^{2}}{2m}\left(\frac{\partial}{\partial r} \ u(r) - iku(r)\right)_{r=a}u(a)}{\int_{0}^{a} dr \ u^{2}}\right) = 0$$
(62)

It should be noted, that this only means stationarity, a minimum principle cannot exist for these states.

3. Applications of resonance states

a) Radioactive decay, elastic scattering

This is not the place for reviewing the many applications of (9) or more refined methods of using the Gamow states in α -decay. In the present context, these are trivial examples of the use of resonance states, however, here one essential problem is met that the α -particle is not an elementary particle, and does not act as such inside the nucleus. It is therefore not surprising that the V in such calculations is ambiguous; even the concept of a potential is somewhat problematic.

The problem of using the resonance states in a time dependent description of radiactive decay and scattering was considered by the Belgian group [13] and by Berggreen [29]. In the case of very narrow, isolated resonances, one always obtains Gamow's value for the total transition rate

$$+o+=\Gamma_n/\hbar$$

(63)

The general time development of a wave packet will always contain terms which for very short and very long times mean a deviation from the exponential decay.

Present days' optical model programs facilitate a direct calculation of the S for all relevant real k values in an extremely short time. The resonance expansions are in this connection of theoretical value (see also below) but not practically useful. In optical model calculations, a phenomenological complex potential is employed.

The resonant state expansions could in principle be used for the determination of this optical potential; but this is a complicated task, and little progress has been made in that direction (nor have other methods of predicting the optical potential been very successful). Elastic cross sections are, though, among the data which should verify the nuclear structure calculations mentioned in section 3d.

One direct application of the resonance expansion to the theory of elastic scattering is the suggestion by Romo [31] to use the resonance contribution to the Green's function as a subtraction in the same sense as Weinberg's subtraction.

The idea is to divide the kernel in the Lippmann Schwinger equation

$$K = (i\epsilon + E - H_0)^{-1} V_{res}$$
(64)

(here H_0 is the kinetic energy plus optical model potential (but real))

$$\mathsf{K}=\mathsf{K}_2+\mathsf{K}_1 \tag{65}$$

where K_1 contains a projection on resonant states. Then there is hope that a series expansion of $(1-K_2)^{-1}$ converges fast, even if the corresponding expression with K is not converging. We shall here quote Romo's improved version [49], based on the expansion (51) for the Green's function

$$K_2 = K - \sum_{n} \frac{|u_n|^2 + |u_n|^2}{2k_n(k-k_n)}$$

Romo tried this method on a model problem, and found that the method indeed gives very fine results for both elastic and inelastic scattering, including only a few poles.

3b) Resonance states in direct nuclear reactions

In contrast to elastic scattering the amplitudes of direct reactions, like transfer and knock-out, are in general too complicated to permit a complete calculation by numerical integration of the Schrödinger equation with present days' computers. The iterative methods, like the distorted wave Born approximation, are in general hard to justify, and this seems particularly to be the case above the threshold for break up into 3 fragments.

Nevertheless, the many successes of the DWBA in calculating cross sections of transfer to bound states and inelastic scattering with particle excitation, together with the experimental fact that very similar cross sections in some cases are seen above threshold, seem to justify a generalisation of the Born approximation method to the case where a particle is excited into or transferred to a resonant state.

This was first, for the case of knock-out, suggested by Berggren [29,50] and considered in more details, using time dependent perturbation theory, by Garcia-Calderon and Peierls [51], i.e. they solve an equation for the target system (with ground state $\chi_o(r)$)

$$\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t}-H_{r}\right]\Psi_{p}(\underline{r},t)=w(\underline{q})e^{i\underline{q}\underline{r}}\chi_{o}(\underline{r})e^{-i\varepsilon t}\equiv F_{q}(\underline{r})e^{-i\varepsilon t}$$
(67)

Here w(q) is the Fourier transform of the interaction with respect to the projectile coordinate, ε is the final energy of the target system (outgoing momentum p'). The formal solution of (67) is obtained by Green's function technique and Fourier transformation

$$\Psi_{p}(\underline{r}, t) = \frac{i}{2\pi} \int d^{3}r \int dE \ G(k, \underline{r}, \underline{r}') F_{q}(\underline{r}) e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \left(\frac{e^{-\frac{iEt}{\hbar}} - 1}{\Delta}\right)$$
(68)
where $E = \frac{\hbar^{2}}{2m} k^{2}$, $\Delta = \varepsilon - E$

Then the transition probability is

$$I_{p}'(t) = -\frac{1}{\pi} |w(\underline{q})|^{2} \operatorname{Im} \{ \int d^{3}r \ e^{-i\underline{q}r} \chi_{0}^{*}(\underline{r}) \int d^{3}r' e^{i\underline{q}r'} \chi_{0}(\underline{r}')$$

$$\int_{c_{0}} dE \ G(k, \underline{r}, \underline{r}') (\frac{it}{\hbar\Delta} - \frac{e^{i\Delta t}}{\Delta^{2}})$$
(69)

Here the Green's function may be expanded in spherical components, and the contour c_0 chosen so as to make the resonances

felt explicitly. As a result one gets

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE} = \frac{1}{4(2\pi)^3} \frac{p}{p'} \sum_{\ell} \omega_{p'\ell}$$
(70)

where

$$\omega_{pl} = |w(\underline{q})|^{2} (2l+1) \{ 2\pi \sum_{b} F_{lb}^{2} \delta(E^{\dagger} - E_{b}) + Re[i \int_{C_{2}} dE \frac{F_{lk}^{2}}{\Delta_{E}}] + \sum_{n} \frac{i(F_{ln}^{2} - F_{ln}^{*2})(\varepsilon^{\dagger} - \varepsilon_{n}) + \frac{\Gamma_{n}}{2}(F_{ln}^{2} + F_{ln}^{*2})}{(\varepsilon^{\dagger} - \varepsilon_{n})^{2} + \frac{1}{4}\Gamma_{n}^{2}}$$
(71)

 $F_{ln}(q) = \int_{0}^{\infty} j_{l}(qr)u_{0}(r)u_{n}(r)dr, \quad F_{lk}(q) = \int_{0}^{\infty} j_{l}(qr)u_{0}(r)u(E,r)dr$

where c_2 is a path similar to Berggren's. The factor u will make the integrals convergent for some n-values even without regularisation.

A break-up calculation for a concrete case was made by Berggren and Ohlen [52]. The process is

Here, we may think of the final state as populated by a direct knock-out of both a proton and a neutron - this is the background -, or by a knock-out of the proton followed by decay of the unstable ⁵He nucleus, this is the resonance contribution to the cross section. For low energies there are known to be just two resonances in 'He+n scattering, p1/2 and p3/2, and the latter, which is the narrower and more important is the one which is taken into account. However, in contrast to the one particle knock-out processes mentioned above, we here meet the problem that the form factor in the calculation of the knock-out of the proton satisfies an equation with an unbound state as final nuclear state. Therefore the potential felt by the proton will contain a complicated part which corresponds to the Gamow state. This difficulty, which clearly comes from the desire to describe the process by two-body methods, is overcome by introduction of a smoothed proton form factor.

Transfer to unbound states (deuteron break up) was calculated by Bang and Zimanyi [53] for the case when just one single particle resonance is important. The starting point is here again the Born approximation, DWBA as used with bound final states. The generalisation to final states where both the neutron and the proton are free, described by scattering states, is straightforward; in obvious notation, the cross section

$$\frac{d^{3}\sigma}{d\Omega_{z}d\Omega_{y}dE_{y}} = \frac{m_{d}^{*}m_{y}^{*}m_{z}^{*}k_{y}k_{z}}{(2J_{A}^{+}1)(2s_{d}^{+}1)(2s_{d}^{+}1)(2\pi)^{-5}\hbar^{-6}k_{d}^{-1}\sum|M|^{2}}$$

here
$$M = \langle \chi_{k_{y}\sigma_{y}}^{(-)}, \Psi_{k_{x}\sigma_{x}}|V_{np}|\phi_{J_{A}}^{MA}\chi_{k_{d}\sigma_{d}}^{(+)} \rangle$$

(72)

here one of the particles, which interacts most strongly with the residual nucleus, A, is called x, and

$$\Psi_{k_{x}\sigma_{x}M_{c}} = \sqrt{S}\chi_{k_{x}\sigma_{x}}(\underline{r})\phi_{JA}^{MA}(\xi) + \dots$$
(73)

where we have written explicitly the term in which the single particle resonance occurs, with a spectroscopic factor S. In this term we may then write the radial part of $\chi_{k_v\sigma_v}(\underline{r})$

as before

 $u_{jl} = \frac{1}{2}i(f_{jl}^{(-)} - S_{jl}f_{jl}^{(+)})$ (74)

So we can again single out the pole term with the residue given by the resonance function. The integrals in the stripping amplitude are calculated with the regularisation method, the conditions for applying this being well fulfilled in the concrete examples for which calculations were made:

$$^{208}Pb(d,p)^{209}Pb$$
 (res at E_n=0.356 MeV)

and

⁹⁰Zr(d,n)⁹¹Nb (analogue res at 14 MeV)

The conditions for describing the analogue resonance as a single particle resonance in a well seem well fulfilled (see below).

c) Resonance states as a tool for solving coupled single particle equations

Some states in nuclear physics are conveniently found as solutions of coupled equations. This is e.g. the case with the analogue states or analogue resonances, and the bound states or scattering states in a deformed potential. Since, again, these coupled equations are nowadays solved very fast, an expansion of the states in a definite basis may be of limited use. However, the number of potential parameters is in general rather large with such equations, and if a resonance structure is present in the solution, it may be an advantage to consider this resonance part isolated from the background. This is particularly so if one wants to calculate form factors for the population of this state in a direct process as in the example above, and here an expansion in the single channel resonance states may be convenient.

This method was introduced for the solution of Lane's equations for the isobaric analogue states by Gyarmati, Vertse and Zimanyi [54,55,56].

The Hamiltonian for the target plus nuclear system is written

$$H = H_0 + V \tag{75}$$

$$H_{o} = H(\xi) + M(\tau) + K + V_{o}(x) + (\frac{1}{2} + \frac{1}{3}) [V_{c}(x) + V_{p}(x)] + (\frac{1}{2} + \frac{1}{3}) V_{n}(x) + \frac{1}{3} T_{3} V_{1}(x)$$
(76)

$$V = -(\frac{1}{2} + {}_{3})V_{p}(x) - (\frac{1}{2} + {}_{3})V_{n}(x) + \frac{1}{2}(+_{+}T_{-} + +_{-}T_{+})V_{1}(x)$$
(77)

where $H(\xi)$, M and K are target Hamiltonian, mass operator and nucleon kinetic energy, respectively, whereas V_0 and V_1 and V_c are isoscalar, symmetry and Coulomb potentials. T and T are the isospin vector operator of target and nucleon. The v_p and v_n are auxiliary potentials, defined by the equations. The Schrödinger equation is solved by

$$(H-E)(\phi_{p}(x)\alpha_{p}(\tau)\psi_{T_{o}T_{o}}(\xi)+\phi_{n}(x)\alpha_{n}(\tau)\psi_{T_{o}T_{o}-1}(\xi))=0$$
(78)

where the α are isospin functions for the extra nucleon and $\psi_{T_0T_3}(\xi)$ are the core wave functions. The ϕ_n, ϕ_p satisfy the coupled Lane equations,

$$(K+V_{o}+V_{c}-\frac{1}{2}T_{o}V_{1}-E)\phi_{p}=-\sqrt{\frac{1}{2}}T_{o}V_{1}\phi_{n}$$
(79)

$$(K+V_{o}+\frac{1}{2}(T_{o}-1)V_{1}+\Delta_{c}-E)\phi_{n}=-\sqrt{\frac{1}{2}}T_{o}V_{1}\phi_{p}$$
(80)

where Δ_c is the Coulomb shift.

The solution is expanded in terms of the solutions of

$$H_{0}\psi^{i} = E^{i}\psi^{i}$$
(81)

(83)

in the sense of bound state (for the neutron) and resonant states (for the proton).

In the neighbourhood of a sharp isobaric analogue resonance, only one pole term of each type is taken into account, so the wave function is approximated by

$$\psi^{IAR} = a_{n}\phi_{n}(x)\alpha_{n}(\tau)\psi_{T_{0}T_{0}-1}(\xi) + a_{p}\phi_{p}(x)\alpha_{p}(\tau)\psi_{T_{0}T_{0}}(\xi)$$
(82)

where ϕ_n and ϕ_p correspond to solutions of (81) with energies $E_n \, \sim \, E^{\text{IAR}}$

and

$$E_p \sim E^{IAR} - \frac{1}{2}i\Gamma^{SP}$$

respectively. The eigenvalues and eigenvector (a, a) are now found by diagonalisation.

In concrete calculations of six isobaric analogue resonances in ²⁰⁸Pb+p a very close agreement was found between the solutions by the approximation (32) and an exact solution of the Lane equations.

The problem of finding resonances in a deformed potential was considered by Bang et al. [1].

The Hamiltonian is here, when we consider axial symmetric deformations only

$$H=T+V(\underline{r})+V_{s,o}(\underline{r})$$
(84)

In [1] only neutrons were treated, and the deformation of the spin-orbit potential was neglected, thus

$$/(r) = V(r - R(\theta)) = V_0 / (1 + \exp[(r - R(\theta)/a])$$
(85)

Now, the solution of the Schrödinger equation with (84) is expanded

$$\Psi_{\Omega} = \frac{1}{r} \sum_{l_{j}} u(r)_{l_{j}}^{\Omega} Y_{l_{j}}^{\Omega}(\theta, \phi)$$
(86)

where Ω is the angular momentum around the symmetry axis. Then, the u's satisfy

$$u_{i}^{"}(r) + k^{2}u_{i} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^{2}}u_{i} = \sum_{i} K_{ii}(r)u_{i}(r) \qquad (87)$$

$$\ell = \ell(i)$$

with

$$K_{ii} = \langle Y_{lj}^{\Omega} | V(r-R(\theta)) | Y_{l'j}^{\Omega} \rangle^{+\delta}_{ii} V_{s.o.}$$
(88)

The boundary conditions may be chosen so that all u's are regular in k=0 and have the same phase shift, i.e.

$$u_{\ell} \xrightarrow{r \to \infty} \alpha(k)(\cos(\delta(k))\hat{j}_{\ell}(kr) - \sin(\delta(k))\hat{n}_{\ell}(kr))$$
(89)

We have here, again, solutions with complex k-values, where the wave functions in all channels are outgoing.

Such solutions of (87) were found by the continuous analogue of Newton's method, for $\frac{9}{2}^-$ and $\frac{9}{2}^+$ states of ²³⁹U. The results were compared to those obtained by other methods, and the agreement was in general good, however, it seems that the method of ref. [1] is the most exact. In the present problem, an alternative method may be to expand the wave function in terms of the resonance functions of a spherical well [40].

d) Resonance functions in more general structure calculations

The states of complex nuclei with energies above particle emission threshold are generally much more complicated than the single particle resonances, with which we have dealt up to now.

In general these states can be described as consisting of a number of particle and a number of hole excitations, or alternatively, as collective excitations, possibly coupled to particle excitations.

Such states are, in simple cases, described in the continuum shell model [57,58], or, if collective states with a microscopic description are taken into account, in the RPA with inclusion of continuum states [59]. The idea is here in general to introduce a shell model Hamiltonian

$$H_{SM} = \sum_{i}^{N} (T_{i} + V_{i})$$
 (90)

where T_i and V_i are the kinetic and potential energy, respectively, of some -(N)-valency particles. Then the configuration space is divided into two by the projection operators Q and P

where the first may represent all states where all particles are in bound states of H.

The general method of continuum shell model calculations now consists in writing the Schrödinger equation for the system as two coupled equations

$$(H_{PP} - E)P\psi = -H_{PO}Q\psi$$
(92)

$$(H_{QQ} - E)Q\psi = -H_{QP}P\psi$$
(93)

where Hpp=PHP etc., and Hpo and Hop get contributions only from the residual interactions, not included in (90).

It is nearlying to try to solve (92), (93) by a sort of Born approximation, with the solutions of

$$(H_{SM}-E)\psi_{O}$$
(94)

as first approximation. In his first article [31], Romo just introduces the subtraction method with the Gamow states for this purpose.

Another possibility is to use the expansion of G and $\psi^{(+)}$ in terms of resonance states for a complete discretisation of the whole calculation.

This method was suggested by Bang and Gareev [40] for the simple case where $P\psi$ contains only one type of states, corresponding, e.g. to a one particle-one hole state with one definite hole state and a continuum of particle states. The more general problem of several particle-hole states,

The more general problem of several particle-hole states, such as met e.g. in the microscopic description of the giant electromagnetic multipole resonances was considered by the same authors in ref. [60].

In the approximation, that only one particle is in the continuum (as e.g. if all states are of one particle one hole type) one may write

$$Q \mid \psi > = \sum_{\Lambda} \alpha_{\Lambda} \mid \Lambda >$$
(95)

$$P | \psi \rangle = \sum_{\lambda} \int dk \ a_{\lambda}(k) | k\lambda \rangle$$
(96)

$$a_{\lambda}(k) \equiv A_{\lambda} \delta(k-k_{\lambda}) + \frac{2}{\pi} b_{\lambda}(k)$$

$$\frac{\hbar^{2}}{2m} k_{\lambda}^{2} = E - e_{\lambda}$$
(97)

where e_{λ} is e.g. the energy of a hole in the state $|k\lambda\rangle$, one may write the coupled equations (92), (93) as

$$\sum_{\Lambda} \langle \Lambda' | E_{\Lambda} - E + V_{1} | \Lambda \rangle \alpha_{\Lambda} + \frac{2}{\pi} \sum_{\lambda o} \int_{0}^{\infty} d k \langle \Lambda' | V_{1} | k \lambda \rangle b_{\lambda}(k) = -\sum_{\lambda} \langle \Lambda | V_{1} | k_{\lambda} \lambda \rangle A_{\lambda}$$
(98)
$$(k'^{2} - k_{\Lambda}^{2}) b_{\lambda}, (k') + \sum_{\Lambda} \langle k' \lambda | V_{1} | \Lambda \rangle \alpha_{\Lambda} + \frac{2}{\pi} \sum_{\lambda o} \int_{0}^{\infty} d k \langle k' \Lambda' | V_{1} | k \lambda \rangle b_{\lambda}(k) = -\sum_{\lambda} \langle k' \lambda' | V_{1} | k_{\lambda} \lambda \rangle A_{\lambda}$$
(99)

where V_1 is the residual interaction mentioned above, in the present case e.g. the particle-hole interaction.

One may now introduce the Mittag-Leffler expansion of $\psi_{\Lambda,i}(k)$ in $\langle k'\Lambda' |$

$$\psi_{\ell}^{\dagger}(k,r) = \sum f_{i}(k)u_{i}(r)Y_{\ell}$$
(100)

This expansion is, as seen above, convergent and complete for r<a, if we assume, that the shell model potential is 0 outside a. Now, the point is, that the matrix elements, which contain ψ^{\dagger} , also invariably contain a hole state with a wavefunction, which goes rapidly to zero with increasing distance from the nucleus, and a short range force. Therefore, an expansion inside a is all what is needed, if a is only chosen sufficiently large (in practice one or two fm outside the nuclear radius).

If the Mittag-Leffler expansion is used again for the ket $|k_{\lambda}\lambda\rangle$ and the bra $\langle k'\lambda'|$ one may equate the residues at k_i on both sides, writing

$$b_{\lambda'}(k') \equiv (k_{\lambda'}^{2} - k'^{2})^{-1} \sum_{i} f_{i(\lambda')}^{*}(k') \beta_{i\lambda'}$$
 (101)

to obtain a set of linear equations for the β 's and α 's.

It was further shown in this article, that these equations, which are solved by matrix inversion, will contain only simple algebraic expressions in k and the k,'s, together with matrix elements of the residual interaction between states, which are products of hole states and resonance states (in the generalized sense) for the particles

$$\langle \lambda' i' | V_1 | \lambda i \rangle = \langle \lambda' \pi_{\lambda'}(r_2) Y_{\tilde{i}} | u_{\tilde{i}'\lambda'}(r_1) |$$

$$\langle 102 \rangle$$

$$\langle (r_1, r_2) | Y_1 | u_{11}(r_1) \overline{\pi}_{\lambda}(r_2) \lambda \rangle \quad \text{etc}$$

A similar, but slightly more complicated set of equations, was obtained from the random phase approximation with a similar Hamiltonian (i.e. consisting of shell-model - plus residual particle-hole terms).

Also here, the solution is obtained by inversion of a simple matrix. The advantages of the resonance expansion method are very obvious, when compared to the much more tedious expansions in terms of other functions (like oscillator eigenstates) or to the method of solving the coupled equations by direct numerical integration.

The convergence of the expansion (100) is illustrated by a simple example in the tables below.

4. Conclusions

The method, or rather methods of expansion in resonance states were suggested already some time ago. Which one of the suggested expansions, one should use, is to some extent a question of the problem faced. In particle transfer calculations, e.g., the approximation of just one resonance state and a more or less negligible background may be good, and the advantage of using matrix elements with an integration up to an infinite radius may be evident. A number of numerical tests have actually shown such a calculation, combined with a regularisation treatment of the relevant matrix elements, to work quite satisfactorily [61,62].

Nevertheless, the application of this method has been somewhat limited. One reason may be the conceptual difficulties met, when the terminology from bound states are carried over to the resonance case [63,64]. Another reason may be the calculational inconveniences metioned above.

However, one main reason is, that pure single particle states are practically never seen in nuclear physics, and particularly not at energies above particle emission threshold. Therefore, the main task seems to be to construct more complicated wavefunctions, using some residual interactions.

It has perhaps not been evident that the resonance states would also be particularly good for this purpose, however, it is hoped, that the considerations quoted above have made this point clear. The possibility of using different Mittag-Leffler expansions, thus again combining a resonant part with a background part of the wavefunction may highly facilitate this task. The tables below may serve to illustrate this point.

Ta	Ы1	P	٦
1 U	DT	C	-

Kr		exact		p=l		p=2	
		Reψ	Ιmψ	Reψ	Ιmψ	Reψ	Ιmψ
1.	0.50	.5301E+00	2930E+00	.4654E+00	3047E+00	.5340E+00	3047E+00
	1.20	.4824E+00	2667E+00	.4581E+00	2564E+00	.5055E+00	2564E+00
	1.80	9101E+01	.5031E-01	5225E-01	.1046E+00	5970E-01	.1046E+00
	2.40	5652E+00	.3125E+00	6048E+00	3705E+00	5589E+00	.3705E+00
	3.00	4234E+00	.2341E+00	6480E+00	.2017E+00	4302E+00	.2017E+00
3.	0.60	2259E+00	1636E+00	.1807E+00	.1517E+00	.7978E+00	.1517E+00
	1.20	.1968E+00	.1425E+00	.7512E-01	.3053E+00	.5014E+00	.3053E+00
	1.80	.5446E-01	.3943E-01	2797E+00	.2708E+00	3467E+00	.2708E+00
	2.40	2443E+00	1768E+00	5206E+00	1560E+00	1073E+00	1560E+00
	3.00	.1583E+00	.1146E+00	2998E+00	7895E+00	.166IE+01	7895E+00
5.	0.50	7065E-03	.1248E-04	.1487E+00	.3072E+00	.1862E+01	.3072E+00
	1.20	.1413E-02	2496E-04	.3275E-01	.5393E+00	.1216E+01	.5392E+00
	1.80	2119E-02	.3744E-04	3036E+00	.3885E+00	4896E+00	.3885E+00
	2.40	.2825E-02	4992E-04	5093E+00	3893E+00	.6387E+00	3893E+00
	3.00	3532E-02	.6240E-04	2604E+00	1393E+01	.5185E+01	1393E+01

Wave functions expanded for r<R and different k-values retaining only the first pole in the expansion (rectangular well: V_0 =48.72 MeV, R=3 fm i.e. $\beta_0 = \kappa_i R=4.6$, l=0).For the definition of p, see equation (18)

ladie 2

K n		exact]	p=l		
R	1	Reψ	Ιmψ	Reψ	Imψ	Reψ	Ιmψ
1.	0.60	.5301E+00	2930E+00	.5294E+00	2931E+00	.5300E+00	2931E+00
	1.20	.4824E+00	2667E+00	.4827E+00	2666E+00	.4824E+00	2666E+00
	1.80	9101E-01	.5031E-01	8931E-01	.5025E-01	9098E-01	.5025E-01
	2.40	5652E+00	.3125E+00	5684E+00	.3119E+00	5653E+00	.3119E+00
	3.00	4234E+00	.2341E+00	4614E+00	.2335E+00	4237E+00	.2335E+00
3.	0.60	2259E+00	1636E+00	2328E+00	1645E+00	2270E+00	1645E+00
	1.20	.1968E+00	.1425E+00	.1998E+00	.1458E+00	.1969E+00	.1458E+00
	1.80	.5446E-01	.3943E-01	.7262E-01	.3786E-01	.5759E-01	.3786E-01
	2.40	2443E+00	1768E+00	2739E+00	1945E+00	2455E+00	1945E+00
	3.00	.1583E+00	.1146E+00	2019E+00	.9629E-01	.1376E+00	.9628E-01
5.	0.60	7065E-03	.1248E-04	2832E-01	8597E-02	1214E-01	8597E-02
	1.20	.1413E-02	2496E-04	.7930E-02	.2268E-01	2115E-03	.2268E-01
	1.80	2119E-02	.3744E-04	.7374E-01	1615E-01	.3199E-01	1615E-02
	2.40	.2826E-02	4992E-04	7762E-01	1153E+00	.1144E-02	1153E+00
	3.00	3532E-02	.6240E-04	1144E+01	1306E+00	2015E+00	1306E+00

Wave functions expanded for r < R and different k-values with the first 7 poles in the expansion. All parameters as in table 1.

m		7	-		-
. 1.	2	D		P	-
-	L.	2	-	-	-

V	n	e	exact	p=l		p=2	
N	Γ.	Reψ	Ιmψ	Reψ	Ιmψ	Reψ	Ιmψ
1.	0.60	.5301E+00	2930E+00	.5300E+00	2930E+00	.5301E+00	2930E+00
	1.20	.4824E+00	2667E+00	.4824E+00	2667E+00	.4824E+00	2667E+00
	1.80	9101E-01	.5031E-01	9093E-01	.5031E-01	9101E-01	.5031E-01
	2.40	5652E+00	.3125E+00	5649E+00	.3125E+00	5652E+00	.3125E+00
	3.00	4234E+00	.2341E+00	4352E+00	.2341E+00	4234E+00	.2341E+00
3.	0.60	2259E+00	1636E+00	226132E+00	1636E+00	2259E+00	1636E+00
	1.20	.1968E+00	.1425E+00	.196624E+00	.1424E+00	.1968E+00	.1424E+00
	1.80	.5446E-01	.3943E-01	.552425E-01	.3934E-01	.5448E-01	.3934E-01
	2.40	2443E+00	1768E+00	240924E+00	1765E+00	2442E+00	1765E+00
	3.00	.1583E+00	.1146E+00	.518446E-01	.1139E+00	.1577E+00	.1139E+00
5.	0.60	7065E-03	.1248E-04	129996E-02	.1127E-04	7344E-03	.1127E-04
	1.20	.1413E-02	2496E-04	.858544E-03	2381E-03	.1393E-02	2381E-03
	1.80	2119E-02	.3744E-04	.125885E-03	3653E-03	2001E-02	3653E-03
	2.40	.2826E-02	4992E-04	.123400E-01	.1450E-02	.3186E-02	.1450E-02
	3.00	3532E-02	.6240E-04	302488E+00	3256E-02	8251E-02	3256E-02

Wave functions expanded for r < R and different k-values with the first 22 poles in the expansion All parameters as in table 1.

131

References

[1]	J. Bang, F.A. Gareev, J.V. Puzynin and R.M. Jamaleev, Nucl. Phys. A261 (1976) 59
[2]	G. Gamov, Z. Phys. 51 (1928) 204 G. Gamow and C.L. Critchfield, Theory of nucleus and
[4]	nuclear energy sources, Clanendan Press, Oxford 1949 A.F.J. Siegert, Phys. Rev. 56 (1939) 750
[5]	J. Humblet, Thesis, University of Liege (1952) Mem. Soc. Roy. Sc. de Liege (8°)12, No. 4 (1952)
[6]	J. Humblet and L. Rosenfeld, Nucl. Phys. <u>26</u> (1961) 529 J. Humblet, Phys. Rev. <u>97</u> (1955) 1145
[9]	J. Humblet, Nucl. Phys. <u>31</u> (1962) 544 J. Humblet, Nucl. Phys. <u>50</u> (1964) 1
	J. Humblet, Nucl. Phys. <u>58</u> (1964) 1 J. Humblet, Nucl. Phys. <u>57</u> (1964) 386
[13]	L. Rosenfeld, Nucl. Phys. 70 (1965) 1 C. Mahaux, Nucl. Phys. 71 (1965) 241
[15]	T.A. Minelli and F. Zardi, Lett. Nuovo Cimento 2 (1969) 461
[16] [17]	T.A. Minelli and F. Zardi, Nuovo Cimento <u>6A</u> (1971) 655 J.S. Bell and C.J. Goebel, Phys. Rev. 138 <u>B</u> (1965) 1198
[18] [19]	C.J. Goebel and K.W. McVoy, Am. of Phys. <u>37</u> (1966) 62 K.W. McVoy and W.J. Romo, Nucl. Phys. <u>Al26</u> (1969) 161
[20]	W.J. Romo, Nucl. Phys. A209 (1973) 396 M.M. Nussenzweig, Causality and Dispersion Relations,
[22]	R.G. Newton, Scattering Theory of Waves and Particles, McGraw-hill, New York, 1966
[23]	J.R. Taylor, Scattering Theory, John Wiley and Sons, New York, 1972
[24]	V. de Alfaro and T. Regge, Potential Scattering, Nort-Holland, Amsterdam, 1965
[25]	T. Regge, Nuovo Cimento <u>8</u> (1958) 671, Nuovo Cimento <u>9</u> (1958) 491
[26]	K.W. McVoy, Fundamentals in Nuclear Theory, p. 419 (Ed. A. De-Shalit and C. Villi), I.A.E.A., Vienna, 1967
[28]	Ning Hu, Phys. Rev. 74 (1948) 131 Ya. B. Zel'dovich, JETP Sov.Phys. 12 (1961) 542
$\begin{bmatrix} 29 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 30 \end{bmatrix}$	B. Gyarmati and T. Vertse, Nucl. Phys. <u>A160</u> (1971) 523
[32] [33]	T. Berggren, Phys. Lett. <u>38B</u> (1972) 61 N. Hokkvo, Prog. Theor. Phys. <u>33</u> (1965) 1116
[34] [35]	R.G. Newton, Journ. Math. Phys. 1 (1960) 319 T. Berggren, Phys. Lett. 37B (1971) 240
[36] [37]	T. Berggren, Phys. Lett. 44B (1973) 23 J. Romo, Nucl. Phys. A237 (1975) 275
[38] [39]	R.M. Moro and E. Gerjuy, Phys. Rev. <u>A7</u> (1973) 1288 W.J. Romo, Nucl. Phys. <u>A302</u> (1978) 61
[40] [41]	J. Bang et al., Nucl. Phys. A309 (1978) 381 B.I. Serdobol'skij JETP 36 (1954) 1903
[28] [29] [30] [32] [32] [32] [32] [32] [32] [32] [32	 Ya. B. Zel'dovich, JETP Sov.Phys. <u>12</u> (1961) 542 T. Berggren, Nucl. Phys. <u>A109</u> (1968) 265 B. Gyarmati and T. Vertse, Nucl. Phys. <u>A160</u> (1971) 523 W.J. Romo, Nucl. Phys. <u>A116</u> (1968) 618 T. Berggren, Phys. Lett. <u>38B</u> (1972) 61 N. Hokkyo, Prog. Theor. Phys. <u>33</u> (1965) 1116 R.G. Newton, Journ. Math. Phys. <u>1</u> (1960) 319 T. Berggren, Phys. Lett. <u>37B</u> (1971) 240 T. Berggren, Phys. Lett. <u>44B</u> (1973) 23 J. Romo, Nucl. Phys. <u>A237</u> (1975) 275 R.M. Moro and E. Gerjuy, Phys. Rev. <u>A7</u> (1973) 1288 W.J. Romo, Nucl. Phys. <u>A302</u> (1978) 61 J. Bang et al., Nucl. Phys. <u>A309</u> (1978) 381 B.I. Serdobol'skij JETP <u>36</u> (1954) 1903 G. Garcia-Calderon, Nucl. Phys. A261 (1976) 130

[43]	T.A. Minelli, F. Zardi and A. Vitturi, Lett. al Nuovo
ГЦЦЛ	T A Minelli A Vitturi and F Zardi Il Nuovo Cimento
	14 (1973) 827
[45]	R.M. More, Phys. Rev. A3 (1971) 1217
[46]	R.M. More, Phys. Rev. A4 (1971) 1782
[47]	A. Herzenberg and F. Mandl, Proc. Roy. Soc. A274 (1963)
5407	253
[48]	Soc. London 89 (1966) 305
[49]	W. Romo, Nucl. Phys. A142 (1970) 300
[50]	T. Berggren, Nucl. Phys. A169 (1971) 353
[51]	G. Garcia-Calderon and R. Peierls, Nucl. Phys. A265
	(1976) 443
[52]	T. Berggren and G. Uhlen, Lett. al Nuovo Cimento / (19/3)
	G. Ohlén and T. Berggren, Nucl. Phys. A272 (1976) 21
[53]	J. Bang and J. Zimanyi, Nucl. Phys. Al39 (1969) 534
[54]	B. Gyarmati, T. Vertse, J. Zimanyi and M. Zimanyi,
	Phys. Rev. Cl (1970) 1
[55]	B. Gyarmati and T. Vertse, Nucl. Phys. A182 (1972) 315
[56]	B. Gyarmati, Magy. Fiz. Foly. 27 (1973) 465
[57]	Nuclear Reactions North-Holland Amsterdam 1969
[58]	J. Birkholz, Nucl. Phys. A189 (1972) 385
[59]	S. Krewald et al., Nucl. Phys. A281 (1977) 166
[60]	J. Bang and F.A. Gareev, Dubna preprint (1978) E4-11902
[61]	B. Gyarmati, R.G. Lovas and J. Zimanyi, Phys. Lett.
5007	<u>35B</u> (1971) 549
[62]	J. Usen and B. Gyarmati, ATUMKI Kozi, 16 (1977) 299 T. Bonggmon Phys. Lett. 22P (1970) 547
[64]	B Guarmati F Knisztinkovics and T. Ventse Phys Lett
	41B (1972) 110



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 135-146

THEORETICAL INVESTIGATION OF GAMMA-RAY INTERNAL CONVERSION IN OUTER ATOMIC SHELLS: A REVIEW +)

O, DRAGOUN

Nuclear Physics Institute of the Czechosl. Acad. Sci., 250 68 Řež near Prague, Czechoslovakia

Recent progress in the calculation of internal conversion coefficients for outer atomic shells is briefly reviewed. The role of atomic screening including ionization is discussed. The nuclear structure effect in hindered nuclear transitions is considered. Several applications of the outer-shell internal conversion and related problems are outlined.

1. Introduction

The internal conversion process is a result of direct electromagnetic interaction of the excited nucleus with surrounding atomic electrons. It is another way of nuclear deexcitation fully independent of and competing with the gammaray emission. The ratio of conversion electron and gamma-ray emission probabilities, the internal conversion coefficient (ICC), does not depend in most cases on details of the nuclear structure (see ch.3 for exceptions). This fortunate fact has enabled to determine the multipolarity and parity of many electromagnetic transitions in a way independent of the nuclear model assumptions. Thus, internal conversion has been an important means in the construction of nuclear decayschemes, which, in turn, have played a valuable role in the development and verification of present nuclear theory.

For the precise measurements of conversion electron energy and intensity, high-resolution magnetic spectrometers have been constructed [Si65, M176]. These instruments allowed to investigate the conversion process even at outer atomic shells. In addition, they formed a necessary basis for the discovery of the ESCA method [Si67], photoelectron spectroscopy for the investigation of chemical valency of atoms in thin surface layers. For electron spectroscopy at very low energies, the +)

+) This paper is based on an invited talk presented at the 28th All-Union Conference on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure (Alma-Ata, 28.-31.March 1978)

electrostatic spectrometers [Va78] appear to be promising instruments.

Formerly, the conversion electrons were measured in radioactive decay only, but now the number of conversion electron studies in nuclear reactions with neutrons as well as heavy particles is continuously increasing (See e.g. [Ma78, So77]).

For nuclear spectroscopy purposes, the internal conversion in the K-shell and L-subshells has been mostly utilized. During the last decade, the conversion in outer shells was applied also to atomic physics. It represents a rather sensitive test of electron wavefunctions computed in different atomic models. In several cases, conversion electron measurements were applied to determine the valence-electron density at the nucleus for atoms in a various chemical environment (see reviews [Em72, Do77]).

The numerical calculations of the internal conversion coefficients are rather involved and the pioneer work of Rose et al. [Ro51] is sometimes considered to be the first peaceful application of a digital computer. At present, extensive ICC tabulations as well as specialized computer programs are available, which cover most cases of an experimentalist's interest. Excellent treatments of the internal conversion theory were published recently by Pauli et al. [Pa75a] and by Band et al. [Ba76]. Borisoglebsky et al. [Bo72] investigated the process mainly for the M-shell electrons. Experimental aspects were reviewed by Hamilton et al. [Ha72, Ha75] and the interesting history of earlier ICC studies was described, too [M178].

2. Internal conversion coefficient

Let us consider a particular nuclear transition. In order to calculate the probability $N_{e,i}$ of a conversion electron emission from certain atomic subshell, i, a knowledge of both nuclear and electron wavefunctions is necessary:

$$N_{e,i} = N_{e,i} (\psi_N, \psi_{e,i}).$$
 (1)

For an isolated neutral atom or isolated ion, the $\psi_{e,i}$ can be obtained as a solution of the Dirac equation. The ψ_{N} , however, has to be treated in frame of a specific nuclear model. This is the case for electric monopole transitions. For other transition multipolarities (El, E2,..., Ml, M2,...), where competing deexcitation mode through gamma-ray emission is also possible, the situation is more favourable since the probability ratio N_e/N_p can be utilized instead of the absolute value of N_e .

In very good approximation, the gamma-ray transition probability does not depend on the properties of an electron cloud surrounding the nucleus, i.e. $N_{\gamma}=N_{\gamma}(\psi_N)$. The usefulness of the internal conversion phenomenon for nuclear physics is based on the fact that the conversion coefficient, α_i , <u>does</u> <u>not</u> depend in most cases on the ψ_N :

$$\alpha_{i} = \frac{N_{e,i}(\Psi_{N}, \Psi_{e,i})}{N_{\gamma}(\Psi_{N})} \simeq \alpha_{i}(\Psi_{e,i}).$$
(2)

For an idealized case of a point nucleus, the eq. (2) holds exactly, but the calculated ICC are in disagreement with the experiment, especially for Ml transitions in heavy elements. As recognized by Sliv [S151], it is caused by point - nucleus singularities in electron wavefunctions and transition potentials. For a finite-size nucleus, these singularities do not occur and the ICC depend very little on actual nuclear dimensions and charge distribution. In current ICC calculations, the spherical nucleus with either homogenous or Fermi charge distribution is assumed.

3. Nuclear structure effect

Selection rules governing the gamma-ray emission hold also for the internal conversion outside the nucleus. Therefore, both processes are suppressed in hindered electromagnetic transitions. On the other hand, the conversion process can take place also inside the atomic nucleus, even when the probability to find a bound electron there is very small. For this intranuclear conversion another selection rules may act. As a result, the ICC of strongly hindered transitions in some cases were found to deviate from their "normal" values by a few per cent up to a factor of twenty. Recently Listengarten summarized [Li78] the general conditions necessary for this effect to be pronounced.

These "anomalies" were measured for the $s_{1/2}$ - and $p_{1/2}$ subshells only, since the probability of other bound electrons to penetrate inside the nucleus is extremely small. It is interesting to note [Dr70, Dr71a] that these anomalies are almost the same for the outer shells as for the inner ones (see e.g. table 1).

4. Atomic screening

For outer shell electrons, the atomic screening is of great importance. Its role in the internal conversion process is elucidated in [Pa75a,Ba76]. First outer shell ICC for several transitions in Z=80 and 81 were calculated by Borisoglebsky [Bo67].

For pure Coulomb field of a point charge, the ICC can be expressed analytically [0'C65] and the computer code [Dr71b] is applicable to all atomic shells. The approximate corrections for a finite nuclear size and atomic screening enabled us to carry extensive tabulations for outermost shells [Dr69,Dr71c]. The ICC were found to be in a fairly good agreement with the experiments as well as with later precise calculations [A172, Ba77].

Table 1

Comparison of experimental ICC ratios for the hindered 58 keV El transition in ¹⁸⁰Hf with theoretical values, $(X_i/X_k)_{exp}/(X_i/X_k)_{th}$ (according to [Dr70])

Atomic		Subshell 1	ratio		
shell	S 1/2 / P 1/2		S 1/2 / P 3/2		
	η=0	η=-7.0	n=0	η=-7.0	
L	1.82±0.09	1.03±0.05	2.55±0.09	0.98±0.04	
М	68±0.10	0.96±0.06	2.74±0.12	1.01±0.05	
Ν	1.7 ±0.2	0.97±0.12	3.5 ±0.7	1.3±0.3	

The zero value of the nuclear current parameter η for electric transitions corresponds to neglecting the nuclear structure effect in internal conversion. The result η =-7.0±0.3 yields the theoretical ICC which agree with the experimental ones.

The simple screening correction

$$f_{scr} \simeq \psi^2(R)/\psi_c^2(R), \qquad (3)$$

where ψ^2 and ψ^2 are the bound-electron densities at nuclear vicinity for a realistic atomic model and for pure Coulomb field, respectively, was applied here (see fig.1). The success of this crude correction, suggested for the K shell already by Hinman [Hi56], was rather surprising for outermost shells, where the Coulomb ICC are 10 to 200 times larger than the experimental ones. It is connected with importance of the region of nuclear vicinity which is heavily weighted in the internal conversion process [Li61]. As it was pointed out by Brysk and Rose in their treatment of the electron capture [Br58]: "At the nucleus or near it, the potential felt by an electron is essentially unscreened - the nuclear charge is near and therefore acting strongly, while the other electrons are far away. As a result, the wave functions in the nuclear region have the same functional form as for a "hydrogen-like" atom, but with an altered normalization factor".

Recently these qualitative arguments were justified by Band et al. [Ba70] who determined numerically that most of the ICC are formed in the region between the nuclear surface and radius of the K-orbit even in the case of outer atomic shells.

During the last two decades, the Thomas-Fermi-Dirac model as well as the Hartree-Fock-Slater (HFS) model [He63,Lu71] were extensively employed in the ICC calculations. Recently, the more rigorous atomic model of Hartree and Fock (HF) was utilized for this purpose [Dr77]. For a few Ml and E2 transitions in ¹⁹⁹Hg, the conversion coefficients $\alpha_{\rm HFS}$ were found to be


Fig.l. The correction factor for atomic screening derived from bound-electron densities near the nucleus [He63] and applicable in the ICC calculations (see eq. 3).

systematically higher than the α_{HF} . The deviations increased from about 0.5 % for the K shell up to 30 % for the valence shell P₁. Similar behaviour was observed in the wide region of atomic numbers and transition energies [Ry78a].

5. Conversion coefficients for ions

Almost all ICC calculations were carried out for isolated neutral atoms. The influence on the ICC of removing one 5p1/2 electron from the valence O-shell in ¹¹⁹Sn was examined by Anderson et al. [An70]. As expected, the ICC of inner shells remained unchanged, while the effect of about 13 % was observed for the C1 subshell. Later, the ICC were calculated [An72] for neutral Sn atoms with various valence shell configuration as well as for isolated Sn ions. Similar calculations were carried out for the 14.4 keV transition in ⁵⁷Fe [Tr75]. It turned out [An72], however, that a change of the outer shell ICC, caused by different choice of parameters in the Cowan exchange term [Co68] in overall atomic potential, is comparable with the ICC changes corresponding to various atomic configurations. Obviously, the exact treatment of the exchange effects, averaged in the Slater or Cowan approach to simplify the Hartree-Fock equations, is of great importance here.

Ta	Ь1	e	2

Ionicity	Valence shell configuration			Atomic	Atomic subshell				
				N 4	N ₅	01	02	03	
	01	02	0 3	4d 3/2	4d 5/2	5s1/2	5p1/2	5P3/2	
Te ⁶⁺	0	0	0	4.30	3.03	0	0	0	
Te ⁵⁺	l	0	0	4.25	2.99	459	0	0	
Te ⁴⁺	2	0	0	4.20	2.96	844	0	0	
Te ³⁺	2	1	0	4.16	2.94	782	25.5	0	
Te ²⁺	2	2	0	4.13	2.93	725	44.9	0	
Te ¹⁺	2	2	1	4.12	2.92	672	39.5	2.40	
Те	2	2	2	4.12	2.91	626	34.4	4.09	
Te ¹⁻	2	2	3	4.12	2.91	592	29.8	5.09	
Te ²⁺	1	1	2	4.17	2.93	369	22.8	5.51	

The outer shell ICC, a x 10⁵, for the 35.892 keV Ml transition in ¹²⁵Te free ions [Ry78b]

These theoretical ICC were corrected for the nuclear structure effect in internal conversion of magnetic transitions $(\lambda=1.3)$ as well as for the proper occupation number in partially filled subshells.

Very recently, Ryšavý et al. [Ry78] calculated the ICC for the 35 keV M1+E2 transition in ¹²⁵Te by using the bound-electron wavefunctions of the relativistic HF model without any averaging in the exchange terms [Co66]. Seven configurations of the free tellurium atom or ion were considered. The ICC for the subshells, K,L₁₋₃,M₁₋₅, remained unchanged within ±0.5 % accuracy of the computer code [Ry77,Dr77]. The changes of the ICC for the subshells N₁ to N₃ caused by ionization of the tellurium atom did not exceed 1 %. Very small change of about 0.06 % was found for the total ICC, which is of the same order of magnitude as the typical half-life changes caused by chemical means [Do77]. The results for the outermost subshells are presented in table 2. For illustration, the radial distribution of the electron density in neutral tellurium atom is depicted in fig.2. The approximate relation [Ba76a] between the conversion coefficient for the particular subshell, α_i , and the corresponding bound-electron density at the nucleus, $\rho_i(R)$,

 $\alpha_{i}^{(1)}/\alpha_{i}^{(2)} \simeq \rho_{i}^{(1)}(R)/\rho_{i}^{(2)}(R), \quad i=K, L_{1},...$ (4)



Fig.2. The electron density distribution in the free neutral atom of tellurium [He63]. Note the square-root scales. The nuclear radius $R_N = 6 \times 10^{-5}$ Å.

was found to hold within 0.4 % even for the valence subshells. The indexes in eq.(4) refer to various electron configurations of the particular atomic model.

6. Tables and computer programs

The ICC for the subshells N_1 to N_5 are tabulated [Dr69b] for $60 \le Z \le 100$, transition multipolarities El...E4, Ml...M4 and transition energies from about 1 keV above the threshold to about 500 keV. The approximate ICC for the subshells N_{5-7} ,

O, P, P, S, Q, were published [Dr69a] as well as the contribution of the (N+0+...) shells to the total ICC [Dr71c]. As demonstrated in fig.3., the well known behaviour of the inner shell ICC is observed for the outer shells, too. After completing this review, new extensive tables of Rösel et al. [Rö78] appeared, where the ICC are presented for all natural atomic subshells, any Z from 30 to 104 and electron energy ranging from 2 to 1500 keV (to 5 MeV for the K shell).

In cases of a particular interest, the computer codes [Pa75b,Ba76b,Ry77] applicable to any atomic subshell can be used. The relativistic HFS potential is available for all elements [Lu71]. The dynamic correction coefficients, which are necessary for the nuclear structure effect analysis, can be computed for any atomic subshell with the code [Pa75b].



Fig.3. Internal conversion coefficients for the (N+0+...) atomic shells [Dr71c].

Since these coefficients depend little on the main quantum number, the values tabulated for the inner shells [Ha69] enable to estimate the corresponding ICC change also for the outer shells.

Higher-order corrections to gamma-ray and conversion emission, caused by the "electronic bridge" [Kr68], are included in the program of Der et al. [De78]. Calculations [Hi77] for the 2.17 keV E3 transition in ⁹⁹Tc revealed 0.9 % correction to gamma-ray emission while the effect on the conversion emission was negligible. It should be kept in mind, however, that this is only one part of the higher-order corrections the role of which is not yet exactly understood [Pa75a].

7. Applications

The importance of the outer-shell internal conversion to various research fields can be demonstrated by the following examples:

Johansson et al. [Jo67] observed N- and O- conversion lines of the 1.644±0.004 keV transition and proved the existence of the excited nuclear state at 1.64 keV in ¹⁹³Pt. Comparing the measured half-life of this low-energy state with the Weisskopf estimate, the authors [Jo67] determined the multipolarity of the 1.6 keV transition to be predominantly M1. From fig.l of their work, we estimated the conversion line intensity ratios $N_1/N_2=6\pm3$, $N_3/N_2<0.2$. The comparison with the theoretical values [Dr69b] clearly excludes any other multipolarity assignment.

Bocquet et al. [Bo66, Em70] measured conversion electrons from the 24 keV transition in ¹¹⁹Sn and derived the 5s (valence shell) electron density near the nucleus for the sources in different chemical form. This result, together with the value of Mössbauer chemical shift, yielded the change of the nuclear charge radius between the first excited and ground state of ¹¹⁹Sn.

From an internal conversion measurement of the 14.4 keV transition in ⁵⁷Fe, Fujioka et al. [Fu72,Sh74] obtained the contact charge density of conduction electrons for the Fe impurity atom in some transition and noble metals. Martin and Schulé [Ma73] studied the chemical effects in

Martin and Schulé [Ma73] studied the chemical effects in internal conversion of the 35 keV transition in ¹²⁵Te and compared the results with electron-density calculations for various tellurium ions. It was pointed out by Davidonis et al. [Da76] that these effects, if studied simultaneously for transitions of different multipolarity (e.g. Ml and M4 in ¹²⁵Te), can supply information about participating of s- and p- bound electrons in the chemical bond.

According to the calculations of Dautov et al. [Da75], the experimental ICC of the valence shell and the nearest lower shell (e.g. 0 and N shells in Te) are good for the determination of the nuclear-charge-radius change only when d- and f- electrons do not participate in the chemical bond. In transition and rare-earth elements, it is necessary to derive the ICC change with a good accurary at least in two and three outer s-shells, respectively.

The problems complicating the spectrum analysis [Fu74,Fu78] are the energy losses of conversion electrons within the source material as well as the line shape differences, probably due to the electron shake-off [Po71].

8. Conclusion

Almost all ICC calculations were performed in the lowest order of the perturbation theory by employing the spherically symmetrical one-electron wavefunctions. The results, in general, are in accord with the experiments. Increasing experimental accuracy and new applications require the refinement of the theory as well. Here, the effort was concentrated to the inner shells (see critical review [Li74], and also [Pa75] for the effect of vacuum polarization and [Ba78] for influence of screening and electron correlations at low-energy transitions).

During the last decade, our knowledge of the outer-shell internal conversion increased substantially. Undoubtedly, it is a promising field of an interdisciplinary research. At present, the exact treatment of quantum-electrodynamical corrections and of chemical environmental effects seems to be the most important task of the internal conversion theory.

Acknowledgement

I am obliged to numerous colleagues at Nuclear Physics Institute (Řež) and the Institute of Nuclear Research (Debrecen) for stimulating discussions.

References

[A172]	K. Alder, U. Raff and G. Baur, Helv. Phys. Acta 45 (1972) 771
[An70]	E.M. Anderson, M.A. Listengarten and M.A. Khanonkind, Izv. AN SSSR ser.fiz. 34 (1970) 850
[An72]	E.M. Anderson, M.O. Eglajs and V.F. Trusov, "Calculations of Atomic and Nuclear Constants" (in Russian) Vol.2, p.100, P. Stuchka Latvian State University, Riga, 1972
[Ba70]	I.M. Band, L.A. Sliv and M.B. Trzhaskovskaya, Nucl. Phys. Al56 (1970) 170
[Ba76a]	I.M. Band, M.A. Listengarten and A.P. Feresin, "Anomalies in Internal Conversion Coefficients of Gamma-Rays" (in Russian), Nauka, Leningrad, 1976
[Ba76b]	I.M. Band, M.A. Listengarten, M.B. Trzhaskovskaya and V.I. Fomichev, "RAINE-system of Programs. Relativistic Atom. Interaction of Electromagnetic Radiation and Nucleus with Atomic Electrons" (in Russian). Reports 289 (1976) and 298-300 (1977), Leningrad Nuclear Physics Institute of the Acad. Sci.
[Ba77]	I.M. Band, M.A. Listengarten and M.B. Trzhaskovskaya, Izv. AN SSSR ser.fiz. 41 (1977) 2035
[Ba78]	I.M. Band, V.I. Fomichev and M.B. Trzhaskovskaya, Sixth Int. Conf. on Atom. Phys., Abstracts, Vol.1, p.450, Phys. Inst. of the Latvian SSR Acad. Sci, LAFI
[B066]	J.P. Bocquet, Y.Y. Chu, O.C. Kistner and M.L. Perlman, Phys. Rev. Lett. 15 (1966) 809
[B067] [B072]	L.A. Borisoglebsky, J. Nucl. Phys. (SSSR) <u>5</u> (1967) 379 L.A. Borisoglebsky, E.M. Anderson, V.F. Trusov and G.S. Shulyakovsky, "Tables of Gamma-Ray Internal Conversion Coefficients for Higher Atomic Shells" (in Russian), Izd. Belorus, Gosud, Univ., Minsk, 1972
[Br58] [Co68] [Co66]	H. Brysk and M.E. Rose, Rev. Mod. Phys. <u>30</u> (1958) 1169 R.D. Cowan, Phys. Rev. <u>163</u> (1968) 54 M.A. Coulthard, "Computer program for the calculation of Relativistic Hartree-Fock Atomic Fields." Report UM-P-66/4. University of Melbourne, 1966
[Da75]	I.M. Dautov, M.M. Kadykenov and D.K. Kaipov. Proc. Int. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, Cracow 25-30 August 1975, p. 493
[Da76]	R.I. Davidonis, R.K. Zhirgulyavichyus, R.A. Kalinauskas and K.V. Makaryunas, Litovsky fiz. sbornik <u>16</u> (1976) 757
[De78]	R. Der, D. Hinneburg and M. Nagel, Computer Phys.
[Do77]	K-P. Dostal, M. Nagel, D. Pabst, Z. Naturforsch.
[Dr69a]	0. Dragoun, Z. Plajner and F. Schmutzler, Tables of Approximate Internal Conversion Coefficients for N_6-N_7 , O_1-O_7 , P_1-O_5 and Q_1 Atomic Subshells, Report MPIH-1969- V5, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1969

[Dr69b]	0. Dragoun, H.C. Pauli and F. Schmutzler, Nucl. Data
[Dr70]	0. Dragoun, Z. Plajner and B. Martin, Nucl. Phys.
[Dr7la]	0. Dragoun and H. Blumberg, Czech. J. Phys. <u>B21</u> (1971)
[Dr71b]	0. Dragoun and G. Heuser, Computer Phys. Commun. 2
[Dr7lc]	0. Dragoun, Z. Plajner and F. Schmutzler, Nucl. Data
[Dr77]	0. Dragoun, V. Brabec, M. Ryšavý and A. Špalek, 7. Physik A281 (1977) 347
[Em70] [Em72] [Fu7 2] [Fu74]	G.T. Emery and M.L. Perlman, Phys. Rev. <u>Bl</u> (1970) 3885 G.T. Emery, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 165 M. Fujioka and K. Hisatake, Phys. Lett. <u>40B</u> (1972) 99 M. Fujioka and T. Shinohara, Nucl. Instr. Meth. <u>120</u> (1974) 547
[Fu78]	M. Fujioka and M. Takashima, Application of a new Program of Conversion-Spectrum Analysis, ACSEMP, to the Derivation of Outer-Shell s-Electron Density of Fe, Int. Conf. on the Appl. of the Mössbauer Effect, Aug. 28-Sept. 1, 1978, Tokyo
[Ha69]	R.S. Hager and E.C. Seltzer, Nucl. Data Tables <u>6</u> (1969) 1
[Ha72]	J.H. Hamilton, A.V. Ramayya and J.C. Manthuruthil, Proc. Int. Conf. on Inner Shell Ioniz. Phenom. and Future Appl. Atlanta, 1972, ed. R.W. Fink et al., USAEC, Techn. Inf. Center, Oak Ridge, Tenn., 1973,
[Ha75]	J.H. Hamilton, "The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy", ed. W.D. Hamilton, North- Holland, Amsterdam, 1975, p.441
[He63]	F. Herman and S. Skillman, "Atomic Structure Calculations", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1963
[Hi56] [Hi77]	G.W. Hinman, Phys. Rev. <u>104</u> (1956) 1332 D. Hinneburg and M. Nagel, "Effect of Electronic Bridge on the ^{99 m} Tc Nucleus" (in German), Symposium "Wechselwirkung ionisierender Strahlung", Gera, 1977
[J067]	A. Johansson, G. Malmsten, A. Malerius, B. Nyman, H. Petterson and B. Svahn, Phys. Lett. 26B (1967) 83
[Kr68]	V.A. Krutov and V.N. Fomenko, Ann. Phys. Leipzig 21 (1968) 291
[Li61]	M.A. Listengarten, "Gamma-Rays" (in Russian), ed. L.A. Sliv, AN SSSR, Moscow, 1961, p.271
[Li74]	M.A. Listengarten and I.M. Band, Izv. AN SSSR ser. fiz. 38 (1974) 1588
[Li78]	M.A. Listengarten, Izv. AN SSSR ser. fiz. 42 (1978) 1823
[Lu71]	C.C. Lu, T.A. Carlson, F.B. Malik, T.C. Tucker and C.W. Nestor, Jr., Atomic Data 3 (1971) 1
[Ma73] [Ma78]	 B. Martin and R. Schulé, Phys. Lett. 46B (1973) 367 W. Mampé, K. Schreckenbach, P. Jeuch, B.P. Maier, F. Braumandl, J. Larysz and T. von Egidy, Nucl. Instr. Meth. 154 (1978) 127

- M. Mladjenović, "Development of Magnetic Beta-Ray [M176] Spectroscopy", Lecture Notes in Physics, Vol.52, Springer-Verlag, Heidelberg, 1976
- [M178] M. Mladjenović, to be published
- [O'C65] R.F.O'Connell and C.O. Carroll, Phys. Rev. 138 (1965) B1042
- [Pa75a] H.C. Pauli, K. Alder, R.M. Steffen, "The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy", ed. W.D. Hamilton, North-Holland, Amsterdam, 1975, p.341
- [Pa75b] H.C. Pauli and U. Raff, Computer Phys. Commun. 9 (1975) 392 and later correction at the CPC Program Library
- [Po71] F.T. Porter and M.S. Freedman, Phys. Rev. C3 (1971) 2285
- U. Raff and H.C. Pauli, Z. Physik A275 (1975) 145 [Ra75]
- [Ro51] M.E. Rose, G.H. Goertzel, B.I. Spinrad, J. Haar and P. Strong, Phys. Rev. 83 (1951) 79 F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder and H.C. Pauli, Atom.
- [Rö78]
- Data and Nucl. Data Tables 21 (1978) 91 M. Rysavy, O. Dragoun and M. Vinduška, Czech. J. Phys. B27 (1977) 538 [Ry77]
- [Ry78a] M. Ryšavý and O. Dragoun, to be published
- [Ry78b] M. Ryšavý, O. Dragoun and M. Fiser, Sixth Int. Conf. on Atom. Phys., Abstracts, Vol.2., p.31. Phys. Inst. of the Latvian SSR Acad. Sci., LAFI 1432, Riga, 1978
- K. Siegbahn, "Alpha-, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy", [Si65] ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965, p.79
- [Si67] K. Siegbahn, C. Nordling, A. Fahlaman, R. Nordberg, S.E. Karlson, I. Lindgren and B. Lindberg, "ESCA Atomic, Molecular and Solid State Structure studied by means of Electron Spectroscopy", Almquist and Wiksells, Uppsala, 1967
- T. Shinohara, M. Fujioka, H. Onodera, K. Hisatake, H. Yamomoto and H. Watanabe, J. Physique <u>35</u> (1974) [Sh74] C6-215
- [S151] L.A. Sliv, Zh. exp. teor. fiz. 7 (1951) 770
- [So77]
- P. Sona, Nucl. Instr. Meth. <u>146</u> (1977) 193 V.F. Trusov and E.M. Anderson, "Calculations of Atomic [Tr75] and Nuclear Constants" (in Russian) Vol.3. p.138, P. Stuchka Latvian State University, Riga, 1975
- [Va78] D. Varga, I. Kádár, Á. Kövér, L. Kövér and Gy. Mórik, Nucl. Instr. Meth. 154 (1978) 477

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 147-163

EMERGING NUCLEAR ENERGY SYSTEMS CONCEPTS

A.A. HARMS *

McMaster University Hamilton, Ontario, Canada

The basic nuclear and isotopic features of several emerging nuclear energy systems concepts are presented. It is shown that one characteristic of these systems is the integrated utilization of various complementary nuclear reactions so as to sustain a more efficient thermal fission economy. Although some scientific re-orientation is required for the attainment of these new energy options, much of the existing nuclear technology can continue to be utilized. This new nuclear energy systems synthesis can thus be viewed as offering an expanded and permanent nuclear energy base.

Introduction

Early in the developmental stages of the civilian nuclear power program it had been recognized that reactors based on the thermal fission reaction would eventually need to be augmented or supplanted by other nuclear processes. This view was imposed by the recognition that the terrestrial abundance of fissile material was insufficient to support a fission energy economy in the long term. The concept of a fast-breeder reactor and the prospects of nuclear fusion were thereupon identified as deserving of major research and developmental emphasis.

While both fast-breeder and fusion reactors currently represent major research and developmental commitments in several countries, it is becoming apparent that there may very well be a number of viable alternatives to these two independent energy options. The point of view which is emerging

Summary version of lecture presented jointly at Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences and Institute of Experimental Physics Kossuth University Debrecen, Hungary 22 November, 1978

is that additional distinct systems configurations are, in principle, possible based on the integrated utilization of fusion, fission and other reactions so as to create new nuclear energy systems choices. Descriptive labels such as Hybrid Reactors, Fusion-Fission Symbiotes, Spallation Breeders, and other names have already appeared in the literature to identify specific types of systems.

While the current iterest in these alternative - or expanded nuclear energy options may be reasonably dated to the late 1960's (Ref. 1-3), documents now declassified and in the public domain show that the initial ideas already emerged during the early 1950's (Ref. 4-6). The current decade has seen the appearance of numerous publications on a variety of aspects of these systems. An indication of activity in this field is readily obtained by noting the pertinent papers read at national[7] and international conferences[8]. The U.S.A. and U.S.S.R. have formally exchanged technical information on the subject[9] and have entered into an agreement on one specific developmental project[10].

It is our intent here to develop a generic description of these emerging nuclear energy concepts. Since these new options may better be described by a spectrum of characteristics rather than by a narrow set of parameters, it seems that an approach which is both illustrative and suggestive is most appropriate. Hence, we will emphasize the conceptual basis of these emerging systems and focus upon their underlying isotopic systematics[8,11,12]; nuclear physics, power flows and design details will be referred to as needed. The interested reader will find additional information in the cited references.

Reaction Systematics

The current generation of operating thermal fission reactors is principly based on the fission process of the terrestrially available nucleus ²³⁵U:

235
U + n → $_{5}v_{f}$ n + FP + ($_{190}$ MeV). (1)

Here, n represents a neutron, $5v_f$ is the average number of fission neutron appearing as a result of ²³⁵U thermal fission, and FP represents the fission products.

There are three features associated with Eq. (1) of particular relevance for the present purpose:

- the technology for utilizing this fission process is well developed and widely utilized;
- 2. the reaction possesses an extremely large energy gain;
- 3. the terrestrial supply of ²³⁵U is highly limited in relation to the potential future energy demand.

This latter point is, of course, a principle motivation for the development of the fast-breeder and fusion energy. This not withstanding, the fact that the thermal fission technology is well established (Point 1) and that the thermal fission reaction is energetically extremely favourable (Point 2) suggests its utilization to the largest extent possible.

With the exception of reactors based on 100% enrichment, Eq. (1) is generally accompanied by two other relevant reactions. One is the fast fission of 238U to aid in fission energy productions

$$^{238}U + n_{fast} \rightarrow 8^{\nu}f^{n} + FP + (^{190} MeV),$$
 (2)

and the other is the breeding of fissile fuel to aid in the replenishment of nuclear fuel

$${}^{23e}U + n \rightarrow {}^{239}U \rightarrow {}^{239}N_D \rightarrow {}^{239}P_U . \tag{3}$$

In current commercial fission reactors, fast fission contributes a few percent to nuclear energy while the breeding reactions typically replaces some 30% to 70% of the ²³⁵U destroyed with bred fissile ²³⁹Pu. For reasons of neutron physics, the fissile fuel is best utilized in separately designed reactors.

In order to complete here our discussion of pertinent fissile fuel breeding chains we list here the thorium chain - as a companion to the plutonium chain - Eq. (3):

$$^{232}\text{Th} + n \rightarrow ^{233}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U} . \tag{4}$$

The bred fissile 233U is the more efficient fuel for thermal fission reactors.

It is now useful to refer to Eq. (1) and relate it to its role as a fission neutron source for fissile fuel breeding while recognizing that ²³⁵U is terrestially limited. For this purpose we write Eq. (1) in the form which illustrates the neutron balance:

> maintain chain reaction $^{235}U + n \rightarrow 5^{\nu}f$ (one neutron required, (dependent on reactor design) (dependent on reactor design)

breed fissile fuel (Eq. (3),(4)).

Thus, under condition of the near term exhaustion of scarce terrestrial resources of ^{235}U and the feature that current thermal fission reactors are able to replace only a fraction of the destroyed ^{235}U by other fissile nuclei, it is evident that the history of thermal fission energy would be a short one. Hence, the existing thermal fission technology would be of limited duration and the high energy gain cannot be further utilized.

Aside of the fast breeder options, there is another alternative: briefly stated it is to develop a nuclear energy technology based on the supportive use of non-fission neutrons and fully utilize the breeding chains, Eq. (3) and Eq. (4). The extent to which this approach can extend a thermal fission reactor economy is essentially equivalent to that of the fast breeder: since ²³⁸U is about 140 as plentiful as ²³⁵U and since thorium is at least as plentiful as uranium, the total fission fuel re-sources, when thus fully utilized, can be expanded by a factor of 300 or more. Thus, such a technology could be viewed as another option to the fast-breeder or pure-fusion; as will be evident, this new alternative, in fact, draws upon both these technologies - as well as others.

We will discuss several specific options and system designs based on the above concepts.

The D-T Fusion-Fission Hybrid

The fusion reaction most extensively studied and which seems to be nearest to commercial utilization is the deuteriumtritium fusion process:

$$^{2}H + ^{3}H \rightarrow n + ^{4}He + (~17.6 MeV)$$
 (6)

The neutron here produced is required to breed tritium, ³H. It is commonly conceived to surround the plasma by a lithium containing blanket so that the fusion neutrons breed tritium by the reaction

The bred tritium is then extracted and fed into the plasma. For reasons of notational efficiency we describe both fusion and tritium breeding by combining both Eq. (6) and Eq. (7) into the form

 $D + T \longrightarrow n + \alpha$ $B_{T} \checkmark \qquad (8)$

where BT stands for tritium breeding.

Detailed blanket designs have shown that by the judicious utilization of blanket materials containing (n,xn) reaction -- and here one can include fission reactions - it is readily possible to generate more neutrons than required simply for tritium breeding; this excess can obviously be used for fissile fuel breeding. Equation (8) can hence be expanded to read

$$D + T + n + \alpha,$$

$$C_{B_{T}} \searrow_{B_{F}}$$
(9)

where B_F stands for fissile fuel breeding. Thus, one can bombine this fusion reaction with the fission converter reactor which is now partly supplied by bred fissile fuel from the fusion reactor and write

$$D + T \rightarrow n + \alpha; \qquad \begin{cases} 2^{33} \\ 2^{39} \\ Pu \end{cases} + n \rightarrow v_{f} + FP \\ B_{T} B_{F} B_{F} B_{F} \end{cases}$$
(10)

Here the internal fission reactor core breeding is also shown. As an aside, we point out that the coupling between a fast breeder reactor and a fission converter reactors possesses an identical form.

An examination of the energies of the fusion and fission neutrons combined with a study of the energy depend cross sections for the breeding of fissile and fusile fuel suggests the potential advantages of breeding tritium in the fission reactor either by incidental neutron capture in lithium bearing control/shim rods or in specially designed devices. Thus, Eq. (10) can be expanded to read

$$D + T + n + \alpha; \qquad B_T = 2^{33}U + n + v_f n + FP$$

$$B_T = B_F = 2^{39}PU = B_F$$
(11)

Of interest then is the question of how might such a reaction scheme be effectively utilized in a nuclear energy system? The D-T Fusion-Fission Hybrid [13-18] is the systems concept which utilizes these reactions; its main features are based on the following. A D-T fusion reaction is maintained in a suitable region. The fusion neutron penetrate into the surrounding blanket which contains lithium (for tritium breeding), fertile nuclei (for fissile fuel breeding), and fissile nuclei (for fission energy production). Other materials in the blankets are associated with structural, coolant and control functions. The movement and residence times of isotopes in the blanket is suitably controlled and both the fission and fusion energy suitably extracted and converted. Figure 1 provides a schematic description of a hybrid

Figure 1 provides a schematic description of a hybrid reactor. Using the notation suggested in this figure, we write the station electrical power output in simplified form as

$$P_{out} = \eta_{fi}P_{fi} + \eta_{fu}P_{fu} - Pi, \qquad (12)$$

where the η 's are the respective nuclear-to-electrical conversion efficiencies.

It is useful to note here that the plasma power-gain parameter, Q_{p} , which here may be defined by,

$$Q_{p} = \frac{\eta_{fu}P_{fu}}{P_{i}}, \qquad (13)$$

may be used as an independent variable of the station electrical output. Substituting then for P_1 in Eq. (12) yields

$$P_{out} = \eta_{fi}P_{fi} + \eta_{fu}P_{fu} (1-1/Q_p).$$
 (14)

Interestingly, while for a pure fusion reactor Q_p must of necessity exceed unity, this restriction can be relaxed for a hybrid scheme. Using now $P_{Out} > 0$ as the essential criterian, Q_p must satisfy the inequality



Fig.1. Simplified illustration of the major components and principle power flow of a hybrid reactor.

$$Q_{p} > 1 + (n_{fi}/n_{fu})(P_{fi}/P_{fu})^{-1}$$

(15)

We add here that though a more detailed power balance will include additional terms in the equations it will, however, not effect the important conclusion that, in this hybrid scheme, the price one pays for overcoming the fissile fuel exhaustion limitation with a $Q_p < 1$ plasma is simply a reduction of the total system efficiency.

The blanket physics of a hybrid represent complex analytical and design problems as suggested in Fig. 2. Nevertheless, it is appropriate to point out some pertinenet additional features of such a hybrid fusion-fission reactor which provide for a variety of design options:

- fusion reactions may be maintained by either magnetic or intertial confinement;
- the blanket fissile fuel inventory does not constitute a critical mass;
- based on nuclear considerations, such a hybrid reactor can be viewed as a breeder reactor possessing fissile fuel doubling times an order of magnitude shorter than conventional fast-breeder reactors;



Fig.2. Illustration of some blanket physics processes.

- 4. not all of the isotopic linkages in Eq. (11) are necessary for self-sufficient operation;
- 5. fundamental to the isotopic linkages is the recognition that a neutron used in support of fission yields an order of magnitude more energy than it would for the fusion part.

It is, however, obvious that while a hybrid reactor possesses some most appealing conceptual features and is characterized by remarkable breeding characteristics, it represents, nevertheless, a rather difficult and challenging engineering systems concept: depending upon ones point of view, it may be viewed as a fusion reactor surrounded by a fission reactor of a fission reactor with a plasma in its center. This not withstanding, considerable design work has already been reported in numerous in-house reports.

The D-T Fusion-Fission Symbiote

Some of the technical difficulties associated with the fusion-fission hybrid are attributable to the fission processes in the blanket. The D-T Fusion-Fission Symbiote[1,11,12,19-22] separates the fissile fuel production function from the fission energy production to a varying extent; the objective then is to create conditions such that fissile fuel production in the blanket occurs to the maximum extent possible while fission energy production in the blanket is minimized. Companion fission reactor(s) receive the bred fuel. Figure 3 illustrates the power flow for a symbiote which is essentially identical to that of the hybrid, Fig. 1; the isotope logistics however, differ considerably, Fig.4.

It is evident that the symbiote concept provides some



Fig.3. Schematic of symbiote fusion-fission system.

enhanced options simply by the expedient of separating both fusion and fission energy production functions. The fusion component of a symbiote is thus essentially a fissile fuel factory. One important feature appearing now is that the fertile fuel movement, as well as the intermediate isotope products, have to be more closely controlled in order to maximize breeding. FUSION REACTOR

FISSION REACTOR



Fig.4. Isotopic flow for a D-T fusion-fission symbiote reactor concept.

D-T vs D-D Fusion

It should be clear that the paramount emphasis in these new nuclear energy options is that fusion is utilized not only for its energy contribution but also for its neutron production. With this emphasis one may now wish to consider other fusion reactions particularly since, in comparison to pure fusion, some of the plasma requirements can now be relaxed.

The D-T fusion reaction is characterized by the need for a large inventory of tritium which contributes a significant fraction to the radiological hazard of a fusion driven fission energy system. Since, in an integrated system, the fusion break-even condition can be relaxed, it is obviously appealing to consider the next likely D-D fusion reactions which do not require the deliberate breeding of tritium.

The D-D fusion occurs via two equally likely reaction channels

$$D + D \rightarrow {}^{3}He + n$$
, (16-a)

$$D + D \rightarrow T + p. \tag{16-b}$$

Because of the large D-T cross section, T will fuse with D according to Eq. (6) giving a net balance of

$$5D \rightarrow ^{3}He + \alpha + p + 2n$$
 (17)



Fig.5. Isotope flow for a D-D fusion-fission symbiote.

This "semi-catalized" fusion reaction cycle[27] can then be coupled to the fission reaction by

the fission reaction = $D + D \rightarrow \frac{4}{5} n;$ $\begin{bmatrix} 2 3 3 \\ 2 3 9 \\ Pu \end{bmatrix} + n \rightarrow v_f n + FP \quad (18)$ $B_F = B_F$

which, in comparison to the D-T fusion-fission coupling, Eq. (11) is clearly simpler. In Fig. 5 we illustrate the D-D symbiote emphasizing its simplified isotope coupling. The possibility of using neutral injection[28] to feed the plasma with deuterium while concurrently heating it looks scientifically and technically very promising.

Some plasma physics and fusion reactor design implications for the D-D scheme, in comparison to the D-T cycle, can be identified. Generally, the D-D fusion cycle will be associated with a lower power density requiring therefore a larger fusion reactor for a given power output. The feature that now a larger fraction of the total fusion energy appears in the form



Fig.6. Neutron yield in a spallation target as a function of proton energy and target size/compositions.

of charged particles may render direct energy conversion appropriate. The reduction in average neutron energies, 2.4 and 14.1 MeV for D-D as compared to 14.1 MeV for D-T, will have the effect of reducing first-wall damage effects for a given neutron flux. However, the most significant consequence is clearly the elimination of neutron consumption for the breeding of the radiological hazard tritium.





The Accelerator Breeder

The next nuclear energy concept we consider here may be labelled the Accelerator or Spallation Breeder System[29-32]. The distinct feature of this system is that, instead of a fusion reactor, a high-energy, hig-current proton accelerator is used. The important reaction is that involving high energy protons striking high-Z nuclei such as lead or uranium. The number of neutrons thus produced is dependent on the proton energy, target composition, and target size; as indicated in Fig. 6, a lGeV proton can generate some 20-100 neutrons. These neutrons appear as a result of nuclear cascade interactions, neutron evaporation, and fast fission, Fig. 7. The neutron energy spectrum of the evaporation neutrons is known to be somewhat harder than a fission neutrons spectrum while the cascade neutrons possess even much higher energies.

In terms of our previous symbolic notation, the isotopic coupling between the accelerator target-blanket arrangement and the companion fission reactor can be represented by

 $P + \begin{cases} High-Z \\ Nucleus \end{cases} \xrightarrow{v_{s}n;} \begin{cases} 2 3 3 \\ 2 3 9 \\ B_{F} \end{cases} \xrightarrow{v_{f}n} (19)$

and may be compared Eq. (11) and Eq. (18). Figure 8 illustrates schematically the system layout of such a spallation breeder concept.

In addition to the power generated by the companion fission reactor(s). The accelerator target will contribute significantly to energy production. Typically, the proton beam is expected to consist of a ~300 mA current ~1000 MeV protons thus contributing some ~300 MW of thermal energy to the overall system power balance to which secondary reaction energies need to be added. The target/blanket is therefore a medium sized power plant and would have to be designed accordingly. It is

useful to note that to a first approximation, the power balance for such a spallation breeder system, Fig. 8, would be of the form used for the hybrid, Eq. (12) and Fig. 7. The injection power now refers to the electrical power required to drive the beam while the Q-value represents the efficiency with which this process can be accomplished.

As with the fusion hybrid and fusion symbiote, the combined accelerator and companion fission reactor - when viewed as one breeder system - can, in principle, also yield fissile fuel doubling times an order of magnitude shorter than those



Fig.8. Schematic representation of layout and isotope flow for a spallation breeder system.

of a fast breeder reactor. Experience with low-current linear accelerators suggests some vital technical challenges which need to be resolved[31].

Nuclear Fuel and Nuclear Waste Management Possibilities

In the preceding we have emphasized the fuel breeding aspect of a synergetic term of nuclear energy production. In addition to this basic and important feature of a more enduring energy system, we will indicate some interesting emerging options associated with nuclear fuel and nuclear waste management. One central and distinct feature of each of the several concepts discussed was the useful function of a blanket fed by neutrons whose source energies exceed those produced by fission. The useful nuclear consequences of this combination are based on the following:

- the higher neutron energies allow an expanded utilization of threshold reactions;
- the higher neutron energies combined with the reduced imperative for neutron conservation, allow more scope for neutron spectrum shaping;
- neutron fluxes (neutron/cm²s) greater than presently available may be achieved;
- 4. additional nuclear reactions achievable with sufficient magnitude and density may now be attained.

These considerations may be translated into the following practical consequences:

- 1. It is known that the capture-to-fission ratios of pairs of fertile-to-fissile nuclei, that is $\sigma_c (Th-232)/\sigma_f (U-233)$ and $\sigma_c (U-238)/\sigma_f (Pu-239)$, attain their maximum in the high keV neutron energy region. This suggests the possibility of in-situ enrichment and re-enrichment not only for large central nuclear power stations but also for small, more conveniently situated decentralized nuclear power stations[33-35].
- Since the neutron yield in a spallation target increases with proton number, it is suggested that the particularly hazardous actinides accumulated in spent nuclear fuel be used as accelerator target materials; thus, more neutrons are produced for fissile fuel breeding from the more hazardous nuclear wastes.
- 3. The protons released in the spallation-cascade reactions could be used to transmute neutron-rich fission products from spent nuclear fuels.
- 4. With the higher neutron flux available in an accelerator target/blanket arrangement as well as in the first wall region of a fusion blanket, it may now be more readily possible to transmute a larger number of the hazardous fission products.
- The expanded control over feed stock in a fusion or spallation blanket will now allow more control of the development of new and more proliferation resistant fuel cycles.

These various nuclear fuel and nuclear waste management schemes are schematically suggested in Fig. 9.



Fig.9. Illustration of nuclear fuel and nuclear waste management possibilities.

Concluding Comments

In the preceding we have attempted to provide a unified description of some emerging nuclear energy options. Because of the embrionic nature of these synthesized nuclear energy systems concepts, our emphasis was chosen to be anticipatory as well as suggestive.

It is, however, evident that these concepts posses features deserving of considerable research and developmental priority. The observation that the ²³⁵U depletion horizon can effectively be eliminated is clearly vital to a long-term stable energy economy. The expanded possibilities for design innovations suggests the establishment of more robust energy systems which may also be less sensitive to changing economic conditions. Finally, the possible introduction of new fuel cycles and the implementation of improved radioactive waste management schemes clearly promise a more acceptable nuclear energy future.

References

- [1] L.M. Lidsky, "Fission-Fusion Symbiosis: General Considerations and a Specific Example", Proc. Nuclear Fusion Reactors Conference, Culham Laboratory, U.K. (1969)
- [2] H. Jung, "Two Suggestions Regarding Controlled Fusion: Approximation Equations for Fusion-Fission Reactors and Fusion-Reaction-Tube Reactor", Nuclear Fusion, <u>9</u> (1969) 169
- [3] T.G. Church, ed., "Intense Neutron Generator (ING) Status Report", Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Canada, AECL-2750 (1967)

- [4] W.B. Lewis, "The Significance of the Yield of Neutrons from Heavy Elements Excited to High Energies", Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Canada, AECL-968 (1952)
- [5] California Research and Development Company, "Proposal for a Driven Thermonuclear Reactor", United States Atomic Energy Commission, Report #LWS-24920 (1953)
- [6] J.D. Lawson, "A Survey of Some Suggested Methods of Realising Fusion Reactors", Atomic Energy Research Establishment, Harwell, U.K., AERE-GP/M (1955) #185
- [7] See, for example, recent issues of Transactions of the American Nuclear Society and Proceedings of the Topical Meetings on the Technology of Controlled Nuclear Fusion (1974, 1976, 1978)
- [8] International Workshop on Emerging Concepts in Advanced Nuclear Systems, Technical University of Graz, Graz, Austria, 29-31 March 1978. The papers presented at this conference are to appear in two issues of Atomkernenergie, (Dec.1978)
- [9] Here we refer to the U.S.A.-U.S.S.R. symposia on fusionfission reactors held at Livermore, California, U.S.A. in 1976 and at Moscow/Leningrad, U.S.S.R. in 1977
- [10] W.C. Gough, "EPRI/Kurchatov Institute Joint Program on
- Fusion-Fission", Trans. Am. Nucl. Soc. 27 (1977) 340 L.M. Lidsky, "Fission-Fusion Systems: Hybrid, Symbiotic [11] L.M. Lidsky, and Augean", Nuclear Fusion 15 (1975) 151 [12] A.A. Harms, "Hierarchical Systematics of Fusion-Fission
- Energy Systems", Nuclear Fusion 15 (5) (1975) 339
- [13] H.A. Bethe, "The Fusion Hybrid", Nuclear News 27 (1978)
- [14] I.N. Golovin, "The Position of Hybrid Reactors in Power
- Generation Systems", Soviet Atomic Energy 39 (1975) 1035 [15] F.G. Tenney, et al., "The Princeton Beam-Driven Tokamak Fusion-Fission Hybrid Reactor", Trans. Am. Nucl. Soc. 24 (1976) 38
- [16] A.A. Harms, "Upper Bounds of Fissile Fuel Yield with Fusion Breeders", Can. J. Phys. 54 (1976) 1637
- [17] J. Maniscalco, "Fusion-Fission Hybrid Concepts for Laser
- Induced Fusion" Nucl. Tech. 28 (1976) 98
 [18] Y.I. Kolesnichenko and S.N. Reznik, "D-T Plasma as a
 Source of Neutrons for the Combustion of Uranium-238", Nuclear Fusion 14 (1974) 114
- [19] V.L. Blinkin and V.M. Novikov, "Symbiotic System of a Fusion and a Fission Reactor with Very Simple Fuel Reprocessing", Nuclear Fusion 18 (1978) 7
- [20] C.W. Gordon and A.A. Harms, "Comparative Energies of Three Fusion-Fission Symbiotic Nuclear Reactor Systems", Nucl. Eng. Design 34 (1975) 269
- [21] W. Seifritz, "The Symbiosis between Beam-Driven Hybrid DT-Fusion Reactors and Near-Breeder HTGR's, Atomwirtschaft 21 (1976) 205
- [22] R.N. Horoshko, H. Hurwitz and H. Zmora, "Application of Laser Fusion to the Production of Fissile Materials", Annals Nucl. Sci. Engr. 1 (1974) 223 [23] Y.I. Kolesnickenko and S.N. Reznik, "The D-D Nuclear
- Fusion Reaction in a Hybrid Reactor", Nuclear Fusion 16 (1976)

162

- [24] H. Nakashima, M. Okta and Y. Seki, "Nuclear Characteristics of D-D Fusion Reactor Blankets (I)", J. Nucl. Sci. Techn. 14 (1977) 75
- [25] K.F. Schoepf and A.A. Harms, "Characteristics of a Beam-Driven Deuterium Fuelled Fusion-Fission Reactor System", Nucl. Sci. Eng. (in press)
- [26] E. Greenspan, "Catalyzed Deuterium Fusion-Fission Hybrid Reactors", Trans. Am. Nucl. Soc. <u>27</u> (1977) 50
- [27] R.G. Mills, "Catalyzed Deuterium Fusion Reactors", TM-259, Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, N.J. 1971
- [28] D.L. Jassby, "Neutral-Beam-Driven Tokamak Reactors",
- Nuclear Fusion 17 (1977) 309
- [29] V.G. Vasil'kov, et al., "The Electronuclear Method of Generating Neutrons and Producing Fissionable Materials", Soviet Atomic Energy 29 (1970) 858
- Soviet Atomic Energy 29 (1970) 858 [30] P.R. Tunnicliffe, B.G. Chidley and J.S. Fraser, "High Current Proton Linear Accelerators and Nuclear Power", Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Canada, AECL-5622 (1976)
- [31] A.A. Harms and C.W. Gordon, "A Parametric analysis of the Spallation Breeder", Nucl. Sci. Eng. <u>63</u> (1977) 336
 [32] Proc. Information Meeting on Accelerator Breeding,
- [32] Proc. Information Meeting on Accelerator Breeding, Brookhaven National Laboratory, Upton, N.Y., 18-9 January 1977, CONF-770107
- [33] K.R. Schultz, et al., "A U-233 Fusion-Fission Power System Without Reprocessing", General Atomic Co., San Diego, Calif., September 1977, GA-A14635 (UC-20de)
- Diego, Calif., September 1977, GA-Al4635 (UC-20de) [34] A.A. Harms and W. Hartmann, "Spent Nuclear Fuel Re-Enrichment Without Reprocessing", Annals Nuclear Energy 5 (1978) 213
- [35] D.L. Jassby, "Fusion-Supported Decentralized Nuclear Energy System", Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, N.J., PPPL-TM-316 (1978)



ATOMKI Közlemények 21 (1979)165-180

THE CHARGE DISTRIBUTION OF ²⁰⁸PB

P.E. HODGSON

Nuclear Physics Laboratory, Oxford

An account is given of a series of attempts to understand in ever-increasing detail the charge distribution of ²⁰⁸Pb by the method of summing the squares of single-particle wavefunctions.

1. Introduction

The occasion of the 25th anniversary of the Institute of Nuclear Research at Debrecen, and the kind invitation from the Director, Professor Dénes Berényi, to contribute to the special issue of ATOMKI KÖZLEMÉNYEK, provides a welcome opportunity of describing a series of researches from a point of view somewhat different from that usually adopted in scientific publications.

In the present century the custom has developed, for very good reasons, of writing accounts of scientific research in an extremely dessicated style, devoid of human interest. The experiments and the calculations are described bleakly and concisely in a severely logical order, as if the work had been done by a machine. Seldom is there any indication of why that particular piece of work was done, and never does one even hint at all the false starts, absurd blunders, and humiliating failures that litter the path of research in the real world.

Yet all this is not without its interest and value, for it is the way scientific research is really carried out. It is particularly instructive for young research workers, immersed in the confusion of their own laboratory. They come to the laboratory full of shining enthusiasm for science as the most sure and logical and efficient way to truth, and are appalled by what they find. They start to read the scientific journals and are reassured to find that in other laboratories scientific research seems to be carried out in a properly logical and respectable way. How unfortunate they are to find themselves in the only laboratory in the world that lacks all acquaintance with scientific method! And then perhaps they visit another laboratory and are astonished to find it just like their own, and then gradually comes the realisation that all laboratories are more or less the same. Later on, with more experience, they will realise that scientific research has a deep inner logic of its own that is not immediately apparent to the casual observer or to the reader of the scientific literature.

This article is an attempt to give some account of this inner logic for a series of studies of charge distributions that has been in progress over the last few years in Oxford and at many other laboratories that have contributed to the work.

The main difficulty in writing such an account is that one simply does not remember all the false starts and blind alleys that form an integral part of any piece of research. All the time the mind is selecting, refining, concentrating on what is successful, in fact carrying out that process of refinement and distillation that culminates in the final paper. It is only by a considerable effort of memory, helped by notes and letters, that one can retrace the steps of a particular investigation.

2. Beginnings

This work on nuclear charge distributions had its roots in another series of studies of single-particle states. The simple shell model represents the action of all other nucleons on a particular nucleon by a one-body potential, and the energies and wavefunctions of the nucleons are then obtained as the eigenvalues and eigenfunctions of that potential. In the work on single-particle states the experimental single-particle energies, defined as the centroids of the fragments into which they are split by the residual interactions, are fitted by a potential of standard form. Some potentials were found that fit the states of many nuclei with an accuracy of 0.2 to 0.3 MeV, which is quite comparable with the uncertainties of determining the centroid energy. This work was published in a series of papers (Millener and Hodgson [1]; Malaguti and Hodgson [2] and several similar analyses have subsequently been made by other groups (Ishimatsu *et al* [3]; Calboreanu and Mancas [4]).

In the first paper, we thought that it would be a useful check of the correctness of the analysis to square and add the proton wavefunctions for several nuclei and compare the RMS radius of the resulting charge distributions with those obtained from electron scattering. Allowing for the RMS charge radius of the proton itself, we found that they agreed within the experimental uncertainties. (If they had not agreed, we would simply have repeated the whole analysis with different radius parameters until they did agree, but fortunately this was not necessary). The comparison between calculated and measured RMS charge radii was included as a table in the original draft of the paper, but it was cut out on the insistence of the referee.

This ended our brief interest in charge distribution, at least for a while. It was revived in a completely unexpected way. I happened to be in New York in November 1975, and decided to take the opportunity to visit Brookhaven and Yale. At Brookhaven I met Carl Dover and Jim Vary and learned from them that they had been using our single-particle potentials to calculate nuclear matter distributions for use in their folding model calculations of heavy-ion optical potentials (Vary and Dover [5]). They found that these matter distributions were at least as good as the matter distributions obtained in other ways. The reason for this is clear: our potentials are fitted to the experimental separation energies and thus the corresponding wavefunctions are particularly reliable in the surface region, which is just the region that is most important for heavy ion scattering. Later on the matter distributions were also used to calculate proton potentials, with similar success (Kujawski and Vary [6])*.

This work showed that our proton and neutron distributions, originally calculated just as a peripheral check, deserved to be taken seriously, and indeed that the method was potentially able to give results at least as good, and very probably much better, than those obtained in other ways. Of course the method is not new, and many calculations along these lines had already been made (Elton and Swift [7]; Donnelly and Walker [8]; Elton and Webb [9]; Sinha *et al* [10]; Li *et al* [11]). But for some reason interest had waned, and no-one seemed to be interested in pushing the method further. It was obviously a field ripe for development. That evening, in the Hotel in New Haven, I wrote to Franco Malaguti, whose ability, energy and enthusiasm I knew from our previous work, and suggested that we tackle this new problem together.

Back in Oxford, it was imperative to demonstrate that the method could give really accurate results. It was necessary to subject it to the most severe test. Since charge distributions are known much more accurately than matter distributions, these are obviously the best to use for that purpose.

At that moment there arrived from Donald Sprung a reprint describing the model-independent analysis he had made with his colleagues of the charge distribution of ²⁰⁸Pb (Sprung, Martorell and Campi [12]). In this paper they had done a very simple yet very revealing thing: they had plotted the charge distribution on a linear scale instead of on a logarithmic scale. On a logarithmic scale, the charge distribution of ²⁰⁸Pb looks very uninteresting: almost uniform in the interior and falling off exponentially in the region of the nuclear surface. But on a linear scale a most remarkable structure appears (Figure 1): there are three peaks of different height. Clearly this is the test we were looking for; if we could fit this structure then we are doing real physics and not just curve-fitting. We also found that a very similar distribution had been obtained by Friar and Negele [13].

This is, incidentally, a good illustration of the value of visiting other laboratories, even without specific objects in view. One so often learns things in conversations that are of seminal value for future work.



Fig.1. Model-independent charge distributions of ²⁰⁸Pb obtained by analysing the electron elastic scattering and muonic atom data.

The test calculation was made with a set of reasonable parameters for the potential; we could not do better as we had not made our systematic studies of single-particle states in this region of the periodic table. The result is shown in Fig.2. The overall fit is of course rather poor, but all the structure is there, in particular the three peaks. It would hopefully only be a matter of parameter adjustment to improve the fit. The serious work could now begin.

3. The First Analysis

Before embarking on an analysis of this type it is desirable to be clear about the objectives and the means to be used to attain them. Of course, we want to obtain as good a fit as possible to the model-independent charge distribution, but also we want our calculation to be well-based physically and not to depend on the adjustment of a number of rather arbitrary parameters. We may then hope that a similar calculation will fit the charge distributions of other nuclei, and that when we have verified that this is the case, we can use the same method with some confidence to calculate unknown charge distributions. This is the ideal, but as any method has its limitations we may expect some element of arbitrariness in our fitting, but we hope that the number of adjustable parameters will be small, and that they will be found to vary in a smooth way from nucleus to nucleus.

The first stage is therefore to refine the physics of the analysis, and if we find that this at the same time improves



Fig.2. Model-independent charge distributions of ²⁰⁸Pb compared with the first calculation by the method of summing single-particle wavefunctions.

the fit we may take this as encouraging evidence that we are on the right path.

We decided to start by studying peak at r=0, since this is due only to S-states and is thus much simpler than the other two peaks which are due to the superposition of a large number of different wavefunctions. The ls and 2s proton states are so strongly bound that we assume that they are fully occupied, but the 3s state is near the Fermi surface and is quite likely to be only partly unoccupied. Calculations showed that reduction of its occupation number from the simple shell-model value of 2 to 1.8 is sufficient to fit the peak. In principle this occupation number could be determined experimentally so we do not regard it as an adjustable parameter. In practice, however, it is not easy to determine with sufficient precision because the accuracy of the methods used to determine spectroscopic factors is insufficient to find it by pickup from ²⁰⁸Pb, and stripping would have to use ²⁰⁹Tl as the target, and this nucleus happens to be unstable.

The next stage is to try to fit the two peaks between 3 and 4 fm. It was soon found that it is not possible to fit at the same time their absolute magnitude and also the RMS radius known from electron scattering, even allowing some adjustment of the radius parameter of the outer shells. If the magnitude is correct the RMS radius is too large and vice-versa. We then remembered that we are using local wavefunctions whereas it is known from theoretical arguments that the potential is really non-local. It is more convenient to work in terms of the equivalent local potential, but as Perey and Buck [14] have shown the equivalent local and non-local potentials differ in the nuclear interior. This does not matter for analyses of elastic scattering since the wavefunctions are asymptotically the same, but it vitally affects the charge and matter distributions. Perey and Buck showed that the local and nonlocal wavefunctions are approximately related by the expression

$$\psi_{NL}(r) = \psi_{L}(r) \exp \frac{m\beta^{2}V(r)}{4\hbar^{2}}$$
(1)

where β is the non-locality parameter. This factor has the effect of reducing the wavefunction in the nuclear interior by about 20%. Including the factor in the calculations immediately removed the discrepancy and simultaneously gave the correct overall magnitude for the two peaks as well as the RMS charge radius, as shown in Fig.3. This is very encouraging and a sign that the work is proceeding in a physically-realistic way.



Fig.3. Model-independent charge distribution of ²⁰⁸ Pb compared with theoretical curve with parameters $r_s = r_0 = 1.1$, $a_s = 0.65$, $a_n = 0.52$, $r_n = 1.244$ for all states except $\lg_{7/2}$, $2d_{5/2}$, lh and 2d for which $r_n = 1.17$. Non-locality 11/2 3/2parameter $\beta = 1.06$.

By this time I had received a reply from Franco Malaguti saying that he would be very glad to join in the proposed work, and suggesting that his colleagues Arnaldo Uguzzoni and Ettore Verondini also join the team. This extra help was most welcome.

They set to work and greatly improved the computer program by including several refinements and corrections, in particular folding in the charge distribution of the proton itself, allowing for the neutron charge distribution, correcting for centre-of-mass and relativistic effects, and for the nonorthogonality of the wavefunctions. These are all important in principle and so should be included, though few of them make a significant difference to the charge distribution.

The fit shown in Fig.3 still leaves much to be desired, but it is not obvious what to do about it. We have taken account of all the physical effects we can imagine, so now there remains the adjustment of the radius and diffuseness parameters of the potential, always re-adjusting the potential depths for each state to maintain the fits to the experimental binding energies and the RMS charge radius. Already they had been optimised keeping their values the same for all the states, so all that can now be done is to allow them to depend on the state. But clearly we cannot let all the values differ, for the whole calculation would degenerate into almost meaningless curve-fitting beset with numerous ambiguities.

To help us to decide on the next step, all the wavefunctions were calculated, and are shown in Fig.4. It is then clear that they are grouped into classes according to the value of the principal quantum number N. We therefore allowed the radius parameter to differ for states of different N, and further parameter variation produced the final fit shown in Fig.5. This fit was good enough to publish, so the analysis was written up and submitted to Physics Letters.

Our satisfaction at this stage of the work was short-lived. Firstly, the paper was rejected by Physics Letters on the grounds that the calculations were not described in sufficient detail, an ironic reward for our attempts to achieve brevity and conciseness. Secondly, and more seriously, a new modelindependent charge distribution of ²⁰⁸Pb was published, based on more accurate and extensive data, and this completely disagreed with the distribution we had worked so hard to fit (see Fig.6).

On reflection, we rather tended to agree with the referee's comments, and in any case there could now be no question of publishing an analysis that disagreed with the latest data. So we abandoned ²⁰⁸Pb until the experimentalists achieved some consistency. We would have to start all over again with another nucleus.

One of the most unsatisfactory features of the ²⁰⁸Pb analysis was that only the binding energies of the states near the Fermi surface are known experimentally by nucleon transfer reactions. It was therefore necessary to use for the deeper states the average of the potential for the surface states, and there is no way of estimating the accuracy of this. We therefore wanted to choose our new nucleus so that as many as possible and preferably all of the binding energies of the proton states



Fig.4. Wavefunctions of the proton states of ²⁰⁸Pb.

are known experimentally. We also wanted the nucleus to be as heavy as possible to minimise centre-of-mass corrections and avoid the peculiarities of the lighter nuclei. All these criteria were best satisfied by ⁵⁸Ni, and so a full analysis of the charge distribution of this nucleus was carried out, and eventually published (Malaguti *et al* [16]). Subsequently similar analyses were made of the charge distributions of ³⁹K, ⁴⁰Ca and ⁴⁸Ca (Malaguti *et al* [17]), and the zirconium isotopes (Malaguti *et al* [18]). We did not forget ²⁰⁸Pb, but it was clear that before we

We did not forget ²⁰⁸Pb, but it was clear that before we returned to that nucleus we would have to find a way of tackling the deep states. The only way to do this was to find a potential that fits as well as possible the deep states in a wide range of nuclei. This work is described in the next section.



Fig.5. Model-independent charge distributions of 208 Pb compared with theoretical curve with r_n =1.21, 1.23 and 1.244 for states with N=1, 2 and 3.



Fig.6. Model-independent charge distribution for ²⁰⁸Pb found by Sick [15] compared with those of Sprung *et al* [12] and Friar and Negele [13].

4. The Deep States

The aim of this work was to find a simple potential that gives a good overall fit to the energies of both the surface and the deep states, so that it can be used whenever the energy of a particular state is not known experimentally. Since we were by that time interested in matter distributions as well as charge distributions, we wanted to include also the neutron states in the analysis.

There is in Oxford a scheme whereby undergraduates in the long vacation between their second and third year spend one month in a research group to gain experience that may be both interesting in itself and useful to them in choosing their future career. One of these students, Mr Keith Bear, was assigned to my group at this time, so I suggested that we should tackle this problem together.

Since it was already known that the local potentials corresponding to the deep states depend on energy, and that this energy dependence can be conveniently represented by a non-local potential, and that a non-local potential is physically realistic, it was originally intended to seek the best non-local potential. We therefore postulated a non-local potential with a depth depending on the asymmetry parameter

$$V_{NL}^{p,n} = V_{o} \pm \frac{N-Z}{A} V_{1}$$
(2)

This asymmetry term is a convenient way of assimilating proton and neutron potentials, but is not to be identified with the isospin potential, for reasons that have been explained elsewhere (Hodgson [19]).

This non-local potential is connected with an equivalent local potential by the relation

$$V_{NL}(r) = V_{L}(r) \exp \left\{\frac{m\beta^2 V(r)}{2\hbar^2}\right\}$$
(3)

so the first plan was to fix the form-factor parameters to the standard values $r_0=1.236$, a=0.62, to use an average local spin-orbit potential $V_s=7$ MeV and then to adjust the remaining three parameters V_0 , V_1 and β to give the best fit to the energies of single-particle states of a range of nuclei spanning the periodic table. The nuclei ${}^{12}C$, ${}^{16}O$, ${}^{40}Ca$, ${}^{48}Ca$, ${}^{58}Ni$, ${}^{90}Zr$ and ${}^{208}Pb$ were chosen for this purpose. We decided to do this by systematic trial and error at first, to be supplemented later on by a least-squares fit.

It was decided first of all to fix the value of the nonlocality parameter β to a good average value, and then to concentrate on V_o and V₁. Most of the analysis needed for this had already been completed a few weeks previously. The deep states of ⁴°Ca, ⁴⁸Ca and ⁵⁸Ni were compared with calculations with various values of β , and the best overall fit was obtained with β about 0.9. It was decided to adopt this value in the present work.
Using the relation (3) the local potentials fitted to the experimental centroid energies were used to obtain the corresponding non-local potentials, and these were used to obtain V_0 and V_1 . The values obtained varied markedly from one nucleus to another, and the V_1 's were unexpectedly high. Inspection of the actual values of the local and non-local potentials (Table 1) showed the reason: the proton local potentials are energy dependent (apart from ²⁰⁸Pb) whereas the neutron local potentials show no significant energy dependence. More precisely, the local potentials corresponding to states near the Fermi surface are independent of energy, while those corresponding to the deeper states (which are known only for protons) depend on energy.

TABLE 1.

Nucleon	State	⁵⁸ Ni Local	Non-local	State	⁹⁰ Zr Local	Non-local
Proton	lf 7/2	56.2	85.9	ld 3/2	67.3	88.5
	251/2	54.0	74.4	ld 5/2	63.4	80.3
	1d 3/2	57.7	80.1	1p1/2	74.6	90.1
	1d 5/2	63.1	84.5	1p3/2	72.9	86.6
	1p1/2	72.1	91.3	ls1/2	77.7	86.7
	1p3/2	74.0	91.6	lg7/2	50.0	69.1
	ls1/2	80.8	92.6	2d 3/2	51.2	71.3
Neutron	2p1/2	50.2	69.6	351/2	51.3	71.0
	2p3/2	50.3	68.6	2d 5/2	51.1	69.5
	lf 5/2	52.6	73.6	lg 9/2	50.4	65.0
	lf 7/2	51.6	67.4	2p1/2	48.1	60.2

Local and equivalent non-local potentials for states in ⁵⁸Ni and ⁹⁰Zr

The reason for this is clear: it is just the familiar effect that has been ascribed to the increase of effective nucleon mass near the Fermi surface (Brown, Gunn and Gould [20]; Batty and Greenlees [21]). It is thus necessary to distinguish in the analysis between the 'surface' states for which the local potential is independent of energy and the 'deep' states for which the local potential depends linearly on energy. It is clear that the distinction between these two types of states is not a sharp one, but nothing is known about the transition region so a gradual change from one to the other would be both devoid of theoretical basis and would unnecessarily increase the number of parameters. It was therefore decided to have a sharp though unphysical separation between the two classes of states. The energy at which this transition takes place is not critical or well-defined by the data. Certainly it is between 10 meV and 20 MeV so we fixed the boundary at 15 MeV. Subsequently we found that this is just the energy obtained in a theoretical calculation of the energy variation of effective mass due to core polarisation (Bertsch and Kuo [22]).

We thus decided to abandon, at least temporarily, the search for an optimum non-local potential, and instead to seek the best local potentials of the forms, for surface states,

$$V = V_0^{p,n}$$
 for $0 > E > -15$ MeV (4a)

and for deep states

 $V = V_{p}^{p, n} - \beta(E+15)$ -15>E MeV (4b)

where the superscripts refer to proton and neutron states respectively.

As before, we expressed the values of V_o for neutrons and protons in terms of a nuclear asymmetry potential V_1 ,

$$V_{o}^{p,n} = V_{o} \pm \frac{N-Z}{A} V_{1}$$
(5)

We did not include the usual 0.4 $Z/A^{1/3}$ term (Perey [23]) in the expression for V_0^p because V_0 does not depend on energy for the surface states, and there is in any case some theoretical uncertainty concerning this term. (Jeukenne *et al* [24]). The energy dependence of the deep states would give rise to a $Z/A^{1/3}$ term but it was not included because the energies of these states are not known with suffucient accuracy to justify this.

To find the parameters of the best overall potential we analysed the single-particle states of ${}^{12}C, {}^{16}O, {}^{40}Ca, {}^{48}Ca,$ ${}^{58}Ni, {}^{90}Zr$ and ${}^{208}Pb$. The form factor parameters were fixed to the values $r_0=1.236$ fm, a=0.62 fm and $V_s=7$ MeV. The potentials VB, ⁿ corresponding to the experimental centroid single-particle binding energies of the surface states were fitted by the relations (3) and the corresponding values of V_0 and V_1 are given in Table 2. The potentials corresponding to the deep states were fitted by the relation (4b) and the values of β are also given in the table.

The values of V_o , V_1 and β are essentially the same for all nuclei within the statistical uncertainties, and we adopt the average values $V_o=55.7$ MeV, $V_1=39.3$ MeV and $\beta=0.51$. The fitted lines are compared with the potentials in Fig.7, showing the overall validity of the potential for the deep states. This work has now been published [25].





NUCLEUS	vP	Vo	Vo	v ₁	β	
1 ² C	56.3	57.0	56.7		-	
160	56.4	55.5	56.0	-	_	
+ º Ca	56.1	55.8	56.0	-	0.61	
**Ca	61.2	48.5	54.9	38.1	0.32	
58Ni	56.0	53.2	57.4	40.0	0.64	
9°Zr	59.1	49.6	54.4	42.8	0.47	
208 Pb	62.1	46.8	54.5	36.2	_	
	Average	e values:	55.7	39.3	0.51	

TABLE 2.

5. The Second Analysis

Armed with this new potential for the deep states, we tried to fit the new model-independent charge distribution of ²⁰⁸Pb. The analysis proceeded in much the same way as before, but it was appreciably more difficult to obtain a satisfactory fit. The best result obtained so far is shown in Fig.8.



Fig.8. Model-independent charge distribution for ²⁰⁸Pb found by Sick [15] compared with theoretical calculation.

There are also some difficulties of principle that we think should be resolved before we go any further. Thus we have the local potential that is almost constant for the surface states, so is it correct to apply the Perey correction factor to these wavefunctions? A subsidiary calculation showed that removal of the correction for these states does not significantly affect the charge distribution, but one would like to be sure about whether to include it or not.

The work on the deep states also raised interesting questions about the effective mass of nucleons and its variation near the Fermi surface. These also deserve careful study. The deep potentials, since they are also defined for neutrons, can also be used to calculate nuclear matter distributions, and this immediately opens up a new field that is being energetically studied. With all these interesting things to do, the work on the charge distribution of ²⁰⁸Pb is likely to take second place for yet a while.

I thank all who have helped this work, in particular my collaborators Franco Malaguti, Arnaldo Uguzzoni, Ettore Verondini and Keith Bear, and also Dr. A.M. Lane, Dr. S.M. Perez and Dr. C.F. Clement for valuable discussions and suggestions, and Mrs. J. Long and Mr.K. Royall for assistance with the numerical work.

References

- [1] D.J. Millener and P.E. Hodgson, Phys. Lett. <u>35b</u> (1971) 495; Nucl. Phys. <u>A209</u> (1973) 59
- [2] F. Malaguti and P.E. Hodgson, Nucl. Phys. <u>A215</u> (1973) 243; <u>A257</u> (1976) 37
- [3] T. Ishimatsu, H. Saito, M. Yamabe, T. Awaya and H. Ohmura, Nucl. Phys. A246 (1975) 21
- [4] A. Calboreanu and S. Mancas, Nucl. Phys. A266 (1976) 72
- [5] J.P. Vary and C.B. Dover, Phys. Rev. Lett. <u>31</u> (1973) 1511
- [6] E. Kujawski and J.P. Vary, Phys. Rev. C12 (1975) 1271
- [7] L.R.B. Elton and A. Swift, Nucl. Phys. A94 (1967) 52
- [8] T.W. Donnelly and I.E. Walker, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1121
- [9] L.R.B. Elton and S.J. Webb, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 145
- [10] B.B.P. Sinha, G.A. Peterson, R.R. Whitney, I. Sick and J.S. McCarthy, Phys. Rev. C7 (1973) 1430
- [12] D.W.L. Sprung, J. Martorell and X. Campi, Nucl. Phys. A268 (1976) 301
- [13] J.L. Friar and J.W. Negele, Nucl. Phys. A212 (1973) 93

- [14] F.G. Perey and B. Buck, Nucl. Phys. 32 (1962) 353
- [15] I. Sick, private communication
- [16] F. Malaguti, A. Uguzzoni, E. Verondini and P.E. Hodgson, Nucl. Phys. <u>A297</u> (1978) 287
- [17] F. Malaguti, A. Uguzzoni, E. Verondini and P.E. Hodgson, submitted to Il Nuovo Cimento, 1978
- [18] F. Malaguti, A. Uguzzoni, E. Verondini and P.E. Hodgson, in preparation
- [19] P.E. Hodgson, Nucl. Phys. A150 (1970) 1
- [20] G.E. Brown, J.H. Gunn and P. Gould, Nucl. Phys. 46 (1963) 598
- [21] C.J. Batty and G.W. Greenlees, Nucl. Phys. A133 (1969) 673
- [22] G. Bertsch and T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. All2 (1968) 204
- [23] F.G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- [24] J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rev. C15 (1977) 10
- [25] K. Bear and P.E. Hodgson, J. Phys. G4 (1978) L287

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 181-192

NUCLEAR PROCESSES OCCURRING IN NATURE

W.ŻUK

Department of Nuclear Physics, Institute of Physics, Maria Curie-Skłodowska University, 20-031 Lublin, Poland

In the Earth's material and also in meteorites orbiting in the solar system different nuclear reactions occur, leading to the slow but constant evolution of matter, especially in changing the isotopic composition of elements. In spite of the very low intensity of nuclear processes, over a long period of time these processes cause well-marked changes in the isotopic composition of elements which are the products of nuclear reactions. In many cases mass spectrometry is the only possible way of investigating these processes.

Natural nuclear reactions on the Earth and in circumterrestrial matter can be divided into two groups. One of them comprises the disintegrating reaction of the radioactive elements, which have existed in the Earth's matter since the moment of its consolidation, the second comprises nuclear reactions occurring under cosmic radiation influence. Considering only the Earth's age exceeding 4.5.10° years, to the present time only the radioactive elements with sufficiently large half-life (comparable to the Earth's age) could persist. Thus, the first type of reaction is concerned only with the disintegration of nuclides with long half-life period, or with processes related to their disintegration. On the other hand, cosmic rays always cause activation of matter exposed to cosmic radiation such as especially meteoritic matter, or material on the surface of the Earth. In consequence, a large number of radioactive and/or stable isotopes may be produced, changing the primary isotopic composition (i.e. that existing at the moment of the Earth's formation) of the Earth's material. The list of radioactive elements found on the Earth and in meteorites is given in Table 1.

In the first column of Table 1 the symbols of radioactive isotopes are given, with the mass number increasing, in the next column the type of decay and the corresponding halflife period $T_{1/2}$ are shown. Letter P signifies an isotope congenital with primordial Earth matter and letter K signifies isotopes produced by cosmic radiation. The heavy parent radioactive elements of the radioactive decay series produce

Isotope	Type of decay	Half-life	T 1/2	Origin of the isotope
^з Н	β_	12.41	a	К
14C	β	5720	a	K
^{2 2} Na	β, К	2.58	a	К
2 6 Al	β+	7.4.105	a	K
32Si	β	710	a	K
3 6 Cl	β, К	3.1.105	a	К
³⁷ Ar	К	35	d	K
³⁹ Ar	β	325	a	K
4 ° K	β , β , κ	1.3.109	a	P
44Ti	К	200	a	K
4 5 Ca	β	164	d	K
4 6 Sc	β	84	d	К
4 8 V	β+	16	d	K
4 9 V	К	330	d	К
50V	β, К	4.8.1014	a	P
⁵¹ Cr	К	27.8	d	К
^{5 3} Mn	К	2.106	a	К
⁵ 4 Mn	К	291	d	К
56Co	β	77	d	К
57Co	К	270	d	К
58Co	β+	71	d	К
⁵⁹ Ni	К	8.104	a	К
6 °Co	β	5•24	a	К
⁸¹ Kr	К	2.105	a	К
87Rb	β	5.0.1010	a	Р
115 _{In}	α	6.0.1014	a	Р
124Sn	2β	2.1017	a	Р
¹³⁰ Te	2 B	1.0.1021	a	Р
138La	β,Κ	1.0.1011	a	Р
142 Ce	α	5.0.1015	a	P .

Natural radioactive isotopes found on the Earth and in meteorites

Table 1

Isotope	Type of decay	Half-life	T 1/2	Origin of the isotope
144Nd	α	5·10 ¹⁶	a	P
1 4 7 Sm	α	1.3.1011	a	P
176 _{Lu}	β ⁻	2.4.1010	a	P
¹⁸⁰ Ta	β - ,К	2.1013	a	P
¹⁸⁷ Re	β	5·10 ¹⁰	a	P
190Pt	α	5.9.1011	a	P
232Th	α	1.39.1010	a	P
235U	α,f	7.2.10 ⁸	a	Р
238U	α,f	4.5·10 ⁹	a	P

a large number of new radioactive isotopes; however, these are not shown in Table 1. Some heavy radioactive elements undergo α decay and also fission; this process is signified in Table 1 by letter f. Primary cosmic radiation affects, first of all, meteoritic matter.

The high energy protons crush the atomic nuclei of heavy and medium heavy chemical elements, such as those of nickel. As a result of this process new nuclei with masses in the range of 9-130 are produced. The best known of these nuclei are isotopes of Kr and Xe which can be easily separated from meteoritic matter, and then analysed. Some of the spallation nuclei are radioactive, others are stable. Table 2 contains a list of stable products of spallation reactions found in meteorites. The radioactive isotopes produced in spallation processes caused by cosmic ray protons are given in Table 1.

Use of radioactive decay for geological dating

Although Table 1 lists several radioactive isotopes found in the Earth's crust or in meteoritic matter, only part of them exists in appreciable amounts and is used for research, mainly for dating, and also in the detection of nuclear reactions ocurring in nature. Isotopes that can be used for dating due to their half-life period and concentration in nature are given in Table 3.

Tritium and radioactive carbon are used for water dating, radioactive silicon is used in the dating of glaciers. The concentration of these isotopes in surface water is very small, for tritium it is equal to 10^{-16} g/l (gramme per litre), for radioactive carbon 10^{-14} g/l and for radioactive silicon $5 \cdot 10^{-19}$ g/l, while in the surface layers of submarine sediments radioactive carbon concentration is 10^{-13} g/g and the 32 Si concentration is of the order of 10^{-16} g/g.

Ta	bl	е	2
----	----	---	---

Isotopes produced in meteorites by cosmic radiation

Target	Element	Mass number
	Не	3,4
Fe, Ni and other	Li	6,7
light elements	Ne	20,21,22
	Al	26 ^x
	Cl	36 ^x ,38,39 ^x ,40
	К	39,40 [×] ,41
	Ca	42,43,44,46
	Sc	4 5
	Ti	46,47,49,50
	v	50
	Cr	50,53,54
	Mn	53 [×]
Heavy elements	Kr	78,80,81 [×] ,82,84
	Xe	124,126,127,128, 130,131

x - Radioactive nuclides.

Table 3

Designation of method	Radioactive nuclide	T 1/2 years	Radioactive decay product	Stable nuclide as standard
³ Т	зH	12.4	³ He	Radioactivity
^{1 4} C	¹ ⁴ C	5720	¹⁴ N	measurement
^{3 2} Si	^{3 2} Si	710	^{3 2} S	method is used.
K-Ar	4 0 K	1,3.109	4 º Ar	³⁶ Ar, ³⁸ Ar
Rb-Sr	⁸⁷ Rb	5.0.1010	⁸⁷ Sr	⁸⁶ Sr, ⁸⁸ Sr
Re-Os	^{1 87} Re	4.3·10 ¹⁰	1870s	1860s
U-Pb	235U	7.2°10 ⁸	207 _{Pb}	20473
	238 _U	4.5.109	206Pb	207Pb
U-He	235U	7.2°108	1	
	2 3 8 U	4.5·10 ⁹	He He	³ He
Th-He	²³² Th	1.39.1010		

Natural radioactive nuclides used for dating

Mass spectrometers under advisable conditions, for example, when a thermoemission source is used and high vacuum is obtained, enable the detection of such a small number (10^5-10^6) of atoms. Obviously, in the detection of the three nuclides mentioned above, mass spectrometry cannot be applied because of the low concentration. In such cases only the radiometric method can be used. For all other nuclides given in Table 3, mass spectrometry is suitable for dating. Beginning with "K, these nuclides were incorporated into primary Earth or meteoritic substance and due to their long half-life period they still exist in substantial amounts and can be used for age determination of rocks and minerals. We suppose that the primary Earth and meteoritic matter contained stable and radioactive nuclides with definite isotopic abundances. Only elements consisting of stable isotopes could preserve their primary isotopic composition. For example, strontium consists of 4 stable isotopes of mass numbers 84, 86, 87 and 88; their common abundances in the element are 0.55 %, 9.75 %, 6.96 % and 82.74 % respectively. Similarly, lead consists of 4 isotopes: 204-1.37 %, 206-25.15 %, 207-21.11 % and 208-52.38 %. This "primary" isotopic composition of strontium or lead may be changed, however, if strontium is associated with Rb isotopes 85 (72.15 %) and radioactive 87 (27.85 %); or similarly, if lead coexists with uranium or thorium since the final products of the uranium and thorium decay are the stable lead isotopes excluding lead-204. On the other hand, the radioactive nuclides had a greater concentration in primary Earth substance, and knowing their half-life periods, it is easy to calculate that for example the concentration of isotope ²³⁸U at the time of planetary consolidation was twice and that of isotope ²³⁵U was ten times higher than nowadays.

The age of a mineral means the age of its formation e.g. crystallization. This age can be measured by the radioactive decay method, assuming that the radioactive elements contained in the mineral at the moment of its crystallization formed a closed system with the mineral, from which the products of decay could not be extricated. As a result of the nuclear disintegration, papent atoms e.g. ⁸⁷Rb were replaced by their decay products, in this case by ⁸⁷Sr. If in the mineral primary strontium was present, too, its isotopic composition would be changed by the decay

$$^{87}Rb \xrightarrow{\beta} ^{87}Sr.$$

Let the parent and daughter nuclides be denoted by A and B respectively, the numbers of atoms existing at present by N_A and N_B , and at moment zero in the past by N_{OA} and N_{OB} . The law of radioactive decay is expressed by the formula:

$$dN_{A} = -\lambda_{A}N_{A}d +$$
(1)

and after integrating:

 $N_{A} = N_{OA} e^{-\lambda_{A} + \frac{1}{2}}.$ (2)

The second equation contains the unknown quantity to be determined, i.e. the time interval from the formation of a closed system at t=0 to the present. The primary number of atoms of the radioactive nuclide N_{OA} is also unknown. It is easy to find it if the number of atoms of the nuclide produced in the decay process (N_B), and the number of atoms of the radioactive isotope still present (N_A) are known, since obviously

$$N_{OA} = N_A + N_B.$$
(3)

To determine the age, the present number of atoms or concenttration of the radioactive isotope N_A, e.g. 87 Rb in an investigated sample, and the concentration of the decay product e.g. 87 Sr should be measured. If nonradiogenic strontium is present in the sample, too, its amount should be estimated. This is possible if the ⁸⁷Sr/⁸⁶Sr isotopic ratio of normadiogenic strontium is known and the present isotopic ratio is measured. For samples of the same age, provided that they contain "background" strontium with similar isotopic compositions, the value of the ⁸⁷Sr/⁸⁶Sr isotopic ratios plotted against ⁸⁷Rb/⁸⁶Sr should yield a straight line called an isochron. The isochron method may also be applied in the case of uranium decay leading to lead isotopes. However, the application of the argon-potassium method requires the knowledge of the isotopic concentration ratio ⁴⁰Ar/⁴⁰K in the sample. The relationship between the number of ⁴⁰Ar atoms and that of ⁴⁰K atoms still existing in the sample can be obtained directly from the law of radioactive disintegration:

$${}^{40}\text{Ar} = \frac{{}^{\lambda}\text{K}}{\lambda} {}^{40}\text{K} (e^{\lambda \dagger} - 1).$$
(4)

Potassium-40 disintegrates by β decay producing calcium-40, or by K-capture producing the argon-40 isotope. The decay constants are respectively:

$$\lambda_{\rm K} = 0.557 \cdot 10^{-10} \text{ years}^{-1}$$
,
 $\lambda_{\rm B} = 4.72 \cdot 10^{-10} \text{ years}^{-1}$,

and their sum: $\lambda = \lambda_{\beta} + \lambda_{\kappa}$.

Solving eq. (4) we obtain:

$$+=\frac{1}{\lambda} \ln\left(\frac{\lambda}{\lambda_{K}} + \frac{40 \text{ Ar}}{40 \text{ K}} + 1\right).$$
(5)

After substituting the decay constant values into the last formula, the equation of age is obtained, which gives the model age, as a function of the atomic ratio ⁴⁰Ar/⁴⁰K:

The age and irradiation time of meteorites

The time which passed from the moment of meteoritic substance consolidation to the present is called the age of meteorites. If radioactive nuclides are present in a meteoritic body or in some meteorite mineral, and this system may be regarded as a closed one, through the measurement of the abundances of radioactive nuclides and of their decay products, an age determination can be carried out in a way similar to that for minerals of terrestrial origin. For this purpose some longlived nuclides, mentioned in Table 3, are suitable.

The result of age determinations of an achondrite by the Rb-Sr method is shown in Fig.l. The slope of the isochron gives an age of 4.7.10° years. During its presence in the cosmic space following the

During its presence in the cosmic space following the breakup of parent bodies, meteoritic matter is affected by cosmic radiation. Particularly, spallation reactions occur,



Fig.1. Age of Norton County achondrite found by the Rb-Sr method.

and as a result of these processes, radioactive nuclides, specified in Table 2 are produced. The outer layers of meteorites are irradiated most strongly, the inner ones are irradiated with smaller intensity, or not at all.

As a result of meteorite splitting, inner parts non irradiated previously may be affected by cosmic rays, too. Because of this fact, the consolidation age and irradiation time of meteorites are different, and the second is usually shorter than the first. In order to establish the time of cosmic ray exposure it is not sufficient to measure the abundance of a stable nuclide, but also the concentration of radioactive disintegration products should be determined. It is convenient if these products are the isotopes of the same element, for example: "⁰K, ³⁹K and ⁴¹K or ⁸¹Kr, ⁷⁸Kr, or another pair of nuclides like radioactive ²⁶AI and ²¹Ne. If the mean life-time of the radioactive nuclide is shorter than the time of irradiation and thus radioactive saturation can be assumed, we can write as follows:

 $t = \left(\frac{N_{s}}{N_{r}}\right) : \left(\frac{\sigma_{s}}{\sigma_{r}}\right) \tau$ (7)

where N_s and N_r are the concentrations of the stable and radioactive nuclides respectively, σ_s and σ_r are the production cross-sections of the given nuclides produced in the spallation process, τ is the mean life-time of the radioactive nuclide. For a long-lived nuclide, instead of (7) we may write:

$$\frac{+}{(1-e^{-\lambda+})} = \left(\frac{N_s}{N_r}\right) : \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_r}\right) \tau.$$
(8)

The formulas (7) and (8) become more complicated if it is necessary to introduce correction factors due to the admixture of nuclides from sources other than spallation reactions.

Use of mass spectrometry for nuclear research

Mass spectrometry makes possible the detection of very small changes in isotopic composition and the identification of new nuclides. This method is an efficient tool in the investigation of nuclear reactions, in the measurement of the cross-section of nuclear reactions. It is used in the identification of fission or spallation products, in measuring the efficiency of these processes and also in measuring the half-life period of very long-lived isotopes.



Fig.2. Mass spectrum of xenon from uranium deposits: n - part of xenon from (n,γ) reaction, f - xenon from fission reaction, $2\beta^{-}$ - from double decay reaction, i - other.

Mass spectrometry appears to be especially useful when the products of nuclear reactions are noble gases like Ar, Kr, Xe, or alkali metals. The noble gases may be easily extracted from irradiated material and then analysed. Similarly, ion currents can be easily obtained with great efficiency by using thermoionic ion sources from irradiated samples containing alkali metals as reaction products.

The mass spectrometric method of investigating nuclear reaction products is competitive with radiometric methods which are in general more sensitive and quicker. These methods may be efficiently used if the reaction products are radioactive nuclides, but they fail when the reaction products are stable or if the reaction yield is too small and the activities obtained are insignificant. However, if nuclear processes run with very small activity but over a very long period of time, the amount of products accumulated as a result of nuclear reactions or radioactive decay may be significant, and easily measured by mass spectrometric methods. Such cases are often found in nuclear geochemistry and cosmochemistry. As a typical example, the estimation of very long life-time of natural radioactive isotopes can be quoted. When the half-life periods are of the order of $10^{17}-10^{20}$ years, the activity is so weak that no radiometric method can be applied. In Table 1 some long-lived radioactive isotopes like 115 ln, 142 Ce, 144 Nd, 124 Sn and 130 Te are shown. This last nuclide disintegrates by double β decay, producing 130 Xe with $T_{1/2}=10^{21}$ years.



Fig.3. Mass spectrum of xenon extracted from chondrite. By the horizontal sections the peak heights of atmospherical xenon spectrum are denoted.

For a half-life period of $T_{1/2} = 10^{21}$ years in 1g of substance only about one disintegration per year occurs and this activity, of course, cannot be detected by any radiometric method. The measurement of the concentration of Te and ¹³⁰Xe extracted from minerals of known age makes it possible to calculate even such a long decay period. Xenon has 7 stable isotopes, some of ¹³⁰Xe may be the product of ¹³⁰Te decay, some, if uranium exists in the deposit, may be the products of uranium fission or of (n, γ) reactions i.e. thermal neutron capture. The comparison of the mass spectra of Xe with mass spectra of xenon contained in rocks allows to conclude on nuclear reactions ocurring in the sample. Mass spectra of xenon extracted from meteorites also indicate great variations in Xe isotopic abundances as compared to the isotopic composition of terrestrial xenon. These variations are the results of (n, γ) reactions which occur on 1271, 130 Te followed by the disintegration of the produced nuclides. The increase in the concentration of 129Xe is explained by 1291 decay.

In the case of meteorites containing uranium, Xe isotopes may be produced by uranium fission reactions. The isotopic compositions of noble gases contained in natural gas also indicate significant variations compared to the atmospherical values. The isotopic ratio of atmospherical argon is "⁰Ar/³⁶Ar=293, while for argon extracted from natural gas this ratio may reach



Fig.4. Mass spectrum of Ti extracted from an iron meteorite.

a value of 1000, and in some cases even 30000. Xenon extracted from natural gas may have increased abundances of the isotopes of mass numbers 132, 134, and 136 which are produced in spontaneous fission processes.

Krypton is also produced in fission processes but in amounts about 10 times less than Xe. At the same time, the admixture of krypton of nonradiogenic origin may be significant, and so the changes in the isotopic composition of krypton are imperceptible.

Mass spectrometric methods are widely applicable in studying nuclear reactions occurring under proton and neutron bombardment and may be significant also for the nuclear power industry in the control of fuel burn-up in reactors. The mass spectra enable to determine the cross-section of certain reactions and makes it possible to determine the production yield of nuclides. In fission or spallation reactions of heavy nuclides various new nuclides are produced and mass spectrometry allows their identification Using a thermoionic by mass. ion source, due to the different ionisation potentials, by controlled heating a separation of different elements can be achieved, and thus, the interference of isobars in the mass spectrum can be avoided. Thermoionic methods can be used in the detection of volatile-non-volatile element pairs like potassium and calcium, rubidium and strontium, uranium and lead, and also for less common elements like rhenium and 1870s (a product of disintegration of ¹⁸⁷Re), and also for titanium and vanadium. The thermoionic sources are characterized by their high ionisation yield and a small consumption of the investigated material. The great advantage of these sources is their high selectivity depending upon the various ionisation potential values of the respective elements.

KÖNYVTÄRA



Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

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

Kiadja a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős Dr.Berényi Dénes az Intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában Törzsszám:9863 Debrecen,1979/2 Példányszám:600

СООБЩЕНИЯ

TOM 21 / № 2

СОДЕРЖАНИЕ

научные сообщения

Г. Н. Флеров, Г. М. Тер-Акопьян, Эксперименты по поиску сверхтяжелых элементов в природе	93
Й. Банг, Резонансные состояния в ядерной физике	107
О. Драгоун, Теоретическое исследование внутренней конверсии гамма-лучей в внешних атомных оболочках	135
А. А. Хармз, Образующиеся понятия о системах ядерной энергии	147
П. Э. Ходжсон, Распределение заряда в ядре ²⁰⁸ Рb	165
В. Жук, Ядерные процессы в природе	181

стр.

BULLETIN

Volume 21 / Number 2

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

2	
G. N. Flerov, G. M. Ter-Akopyan, Experiments for the search of super-heavy elements in nature	93
J. Bang, Resonance states in nuclear physics	107
O. Dragoun, Theoretical investigation of gamma-ray internal conversion in outer atomic shells	135
A. A. Harms, Emerging nuclear energy systems concepts	147
P. E. Hodgson, The charge distribution of ²⁰⁸ Pb	165
W. Żuk, Nuclear processes ocurring in nature	181

Page

ATO SES ATO MARKING ATO MARKING KÖZLEMÉNYEK

21. kötet / 3. szám



MTA ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1979

9

ATOMKI Közlemények

21. kötet / 3. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

J.D.Lawson, Tehetetlenségi összetömörités fuziós plazmában – problémák és kilátások	195
Berényi D., Korszerű anyagvizsgálati módszerek az ATOMKI-ban	203
Langer G., Folyadékban oldott gázok vizsgálata tö- megspektrométerrel	221
MÜHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Székely G., Kellermann L-né, PDP-11 FORTRAN alap- programok a DIGIGRAF-1008 rajzgép off-line használatához	239
Berecz I., Papp I., Az ATOMKI ötmillió voltos Van de Graaff-gyorsitójának vákuumrendszere	249
Sámsoni Z., Pintér G., Feszültség-frekvencia konverzión alapuló integrátor atomabszorpciós spektro- fotométerhez	259
TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK ÉS ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉ- NYEK,ATOMKI, 1978	265
A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE ALAPITÁSÁNAK 25. ÉVFORDULÓJÁRA KIIRT NEMZETKÖZI PÁLYA- ZAT EREDMÉNYEI	281
AZ ATOMKI BELFÖLDI JUBILEUMI PÁLYÁZATÁNAK EREDMÉNY- HIRDETÉSE	287
INTÉZETI HIREK	289

539

HU ISSN 0004-7155

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 195-202

INERTIAL CONFINEMENT - PROBLEMS AND PROSPECTS +

J.D. LAWSON

Rutherford Laboratory, Chilton, Oxon, England

1. Introduction

It is one of the ironies of Nature that controlled thermonuclear fusion is so difficult to accomplish compared with the task of producing devastatingly destructive thermonuclear weapons. As so often in the history of science, military applications have preceded civil ones; the first thermonuclear explosion was achieved in 1952. Although fusion research for peaceful power production was already underway at this time, albeit on a very limited scale, it was not until the Geneva Atoms for Peace conference nearly 21 years ago that the subject became widely discussed, and the basic concepts of magnetic confinement exhibited.

Before the invention of the laser, controlled fusion research was centred on magnetic confinement. When, however, the potentialities of the laser for efficiently delivering enormous power densities in a very small volume were appreciated, the concept of controlled inertially confined fusion in small dense pellets of deuterium-tritium rapidly emerged. The first published suggestion was made in 1963, and the first published observation of laser produced neutrons occurred five years later. Research into this approach to controlled fusion has increased substantially during the past ten years.

Not only is the possibility of using laser photons for pellet heating being explored, but particle beams consisting of electrons, protons, or, more recently, heavy ions now have strong advocates. There are suggestions too for using macroparticles, very small specks of matter accelerated to several times 10' cm/sec.

Unlike magnetic confinement research, the inertial confinement programme is not directed solely to the production of power; the explosions which can be produced are of value in weapons

Invited paper presented at the European Nuclear Conference ENC'79, Hamburg May 6-11, 1979. This formed the basis of a talk given at ATOMKI on May 31, 1979.

simulation tests. This fact has undoubtedly helped the programme to get underway; nevertheless the connections with classified areas of research, particularly as it affects target designs, can also produce problems in open laboratories and collaborative ventures.

2. Conceptual outline, with some basic numbers

The basic physical ideas underlying the compression and heating of spherical pellets by laser light were outlined by Brueckner at the first European Nuclear Conference four years ago. The simplest form of target is a sphere of deuteriumtritium mixture, surrounded by a solid shell; absorption of energy in this shell causes the outer surface to ablate. The inner part of the shell is driven inward by rocket action, compressing and heating the DT until copious thermonuclear reactions occur, and the pellet explodes, depositing its energy partly on the walls of the containing vessel, and partly within the neutron absorbing blanket.

The parameter which characterizes the gain of the pellet, that is, the ratio of thermonuclear energy released to energy incident on the pellet is pr, the density-radius product in the compressed phase. This must exceed 0.1 g cm⁻² for the gain to exceed unity, and 3 g cm⁻² for high gain targets in which a-particles produced in the D-T reaction are trapped and thermonuclear burning achieved. At the same time sufficient energy must be delivered sufficiently rapidly to attain the required temperature. For a given value of pr it is readily shown that the density varies inversely as the square root of the mass. If the mass is too high, the energy required to explode the pellet, and the energy to be handled as a result of the explosion become excessive; if on the other hand the mass is too low, the energy density required to produce adequate compression becomes too high. Target characteristics which have been proposed for power production lie within the following range:

Energy on target per pulse	0.5-5MJ
Pulse Length	∿l0 nsec
Target Gain	30 - 500
Final DT density/liquid	
density (0.2g/cm ²)	$10^{3} - 10^{4}$
Number of beams on target	2 - 80

For simple targets, the rate of energy deposition needs to be carefully controlled, the power density rising at a rapidly increasing rate during most of the pulse. In advanced multilayer pellet designs this requirement is greatly relaxed. The feasibility of target gains as high as 500 is by no means firmly established, the design of such pellets will certainly be complicated, and production at an acceptable price may be a problem.

A number of studies have been made of the essential features of some future fusion reactor based on the use of either photons, electrons, light ions or heavy ions as drivers. Parameters generally lie within the following range: Electrical power output No of reaction chambers Repetition rate Explosion chamber radius Mean wall loading Driver efficiency

0.1-5 GW(e) 1-5 1-10 Hz 3-10 m 1-5 Mw/m² 3-40 %

Energy absorption from photon and particle beams

In order to compare different systems, a typical operating condition of 1 MJ energy input to the pellet during 10 ns, giving a power flux of 10¹⁴ watts will be assumed. Parameters to be decided are, for photons, the wavelength, and for charged particles the mass and energy. The actual choice depends of course both on driver technology and the physics requirements of the pellet. For both photons and charged particles it must also be decided how many beams should be focused on to the target during the pulse, and how symmetrically these need to be disposed. Targets in which the ratio of shell thickness to radius is small tend to be unstable, and these are likely to require more symmetrical irradiation.

Ideas on laser wavelength requirements have changed somewhat during the last tew years, as a result of experiments which have yielded new information on how the photon energy is absorbed in the outer layers of the pellet. The mechanism changes from inverse bremsstrahlung at short wavelengths (0.25μ) , where energy is communicated to electrons with an essentially Maxwellian distribution to non-linear three-wave absorption processes at long wavelengths (10μ), where the energy is transferred to a relatively small group of highly energetic electrons. At intermediate wavelengths (v1µ, where many of the experiments have been done) both processes occur. Problems which are particularly serious at this wavelength include 'preheat', by fast electrons which penetrate the interior of the pellet and cause it to expand prematurely, and stimulated Brillouin backscattering, a non-linear process which reflects the light from the outer regions of the corona surrounding the ablating pellet. Preheat can be avoided by having a double-shell target with an inner metal shell which does not permit the passage of fast electrons, and acts as a 'pusher' to compress adiabatically the DT contained within it. Details of the target physics are complex, but it is hoped that a pellet of this type may work efficiently at the longer wavelength of 10.6 µ, where the technically attractive CO2 laser is available.

The overall situation is not fully clear, and opinions differ. We can, however, distinguish two regimes, corresponding to short and long wavelengths. It may turn out that at the intermediate wavelength region of about 1 μ the pellet problems are most difficult.

For charged particles, the absorption mechanism is relatively straightforward and efficient, and is essentially the same as the well known slowing down by ionization and collisions in cold materials. In order to concentrate the energy in a small mass of material, it is important that the particle range should not be too long. This implies relatively low energy particles and high currents, unless very heavy ions, which have a short range even at high energy, are used. Typical figures might be:

Electrons 1	MeV	100	MA
Protons 5	MeV	20	MA
Cs ions 10	GeV	10	KA
J Ions 20	GeV	5	KA

In the case of electrons a longer pulse and lower current may be appropriate. Further, the range given by the classical range-energy curve is too short, (except at unrealistically low energy), and preheat is a problem. There is evidence, however, that an enhancement of the energy loss, perhaps by a factor of 5-10 occurs (or can be induced) as a result of self-generated magnetic fields together perhaps with some form of collective instability in the outer layers of the pellet. Recent developments in ion diodes, however, which make use of the same pulsed power technology as is required to produce electron beams, are now making light ions look more attractive compared with electrons.

4. The production and transport of beams

The performance of pellets designed for the optimum photon wavelength or the optimum particle energy is not expected to be very different. Optimum conditions for the pellet may not, however, be matched to the most readily or efficiently produced beams.

Requirements for the beam are:

- 1. High efficiency of energy transfer to beam in laser or accelerator.
- 2. Simple reliable technology.
- 3. Ability to transport the beam into the reaction chamber, and focus it on the target.

Particle beams can be more efficiently produced than laser beams, and the relatively simple pulsed power technology for producing electrons and light ions could be more efficient than the more complex accelerator installations required to produce heavy ions, though operation at sufficient repetition rate for a reactor is certainly more difficult. These efficiencies might be in the range of 15-40 %. Lasers are less efficient; the relatively simple CO₂ laser operating at 10.6 μ might approach 10 %. Operation at one or more shots per second at a wavelength of a fraction of a micron, where the pellet physics is more favourable, requires the development of a new laser; with the most promising candidates it will be difficult to exceed more than 3 or 4 percent.

A comparative judgement of which technologies can be developed to the point of being simple and reliable, and of the effort and expenditure involved, is difficult to make; this is a subjective matter on which a variety of opinions may be found. All techniques rely on an enormous degree of 'energy compression' both in time and space. Energy taken over a fraction of a second from a large volume has to be concentrated within millimetres and nanoseconds.

Focusing is relatively simple for the optical of lasers, despite the precision which is needed. For electrons and light ions the enormous currents pose fundamental questions which are not yet answered, though ingenious schemes for transportation through ionized current carrying plasma channels are under investigation. For weapons simulation, or significant intermediate experiments, a shorter transport path (and consequent destruction of part of the apparatus after each shot) may be acceptable. Thus, neutron producing explosions have been achieved with electrons in a configuration which would not be suitable for a reactor. For heavy ions beam transport looks much less difficult, but there may be problems with beam instabilities arising from interaction with the background gas; as yet, however, the physics is imperfectly understood.

Short pulses can be produced readily from some lasers, and with difficulty from others, {such as the KrF laser which is a candidate for operation at 4μ). For particle beams, on the other hand, this fundamental difficulty of producing very short times and sharp focusing results in a strategic disadvantage for schemes involving ions, especially heavy ions. It means that small scale experiments cannot be made, and that very large investment is needed before the first significant results can be obtained. This is not so with lasers, important experiments have been done with very small pellets and modest energies. (Most of these have made use of the 'exploding pusher' mode of operation, where the energy is deposited throughout a thin shell in a time short compared with the implosion time; though capable of producing high temperatures and significant neutron yields, the attainable density is too low to obtain useful energy gain).

To conclude this section a table is given showing the relative severity of the problem involved in the various technologies. This applies to the needs of a fusion reactor with net power output.

Such tables have been produced before, it must be borne in mind that they contain subjective judgements, which also vary with time.

	Pellet Physics	Driver	Beam Transport
Laser $(\sim \frac{1}{4}\mu)$	Fair	Early stage of development	Relatively straightforward
CO2 laser (10.6µ)	Uncertain	Moderate complexity and efficiency	
Electrons	Difficult	Relatively simple and efficient, but	
Light ions	Fair	difficult to operate at high repetition rate	Very difficult
Heavy ions	Fair	Complicated but could be efficient	Moderate

5. Reactor studies, and comparison with magnetic confinement

One striking advantage of inertial over magnetic confinement is that the reaction vessel is relatively isolated from the rest of the system. This considerably eases problems of access, maintenance, unwanted activation and wall replacement. It must, however, withstand considerable pulsed stresses, both mechanical and from irradiation. (100 MJ is as much energy as is obtained by burning over 20 litres of gasolene).

The way in which the explosion affects the wall depends very much on the nature and pressure of the gas at the instant when the explosion accurs. Various possibilities, from atmospheric pressure to high vacuum, appropriate to the various schemes have been examined; possibilities not open to magnetic confinement, such as a liquid lithium 'waterfall' (or array of jets) near the edge of the chamber, or a cascade of recirculating ceramic pellets containing lithium become possible. Solving the engineering problems, and adapting these ideas to accommodate a multiplicity of entering beams can, however, be difficult. Studies continue, opinions differ, and much remains to be done.

The plant outside the reaction vessel has many components. Some of it converts the heat produced in the reactor blanket to electrical energy; this will be similar to the plant in magnetic confinement systems, and indeed in any power station. Special equipment is required for the recovery and recirculation of tritium; this again is a requirement in any fusion reactor. That component of the plant which feeds back some of the generated electrical power to the pellet will be very different depending on which driver is used, and how many beams enter the reaction vessel.

All systems involve stages of 'energy compression'. Time compression can be obtained by 'filling and triggering' or 'bunching'. Energy stores are required, in the form of excited atoms, (in lasers), electric or magnetic energy, (in condensers or inductances), or energetic particles (in storage rings). (It is interesting to note that the ISR storage rings at CERN contain 3 MJ of protons. The 'trigger' for such a system is a beam extracting device, which in this case requires several microseconds to empty the ring).

An additional mechanism for compression, essential with charged particle beams is 'bunching'. A long slug of particles can be compressed if those at the rear are speeded up and those at the front slowed down. At high energies this requires space, and proposals for the use of heavy ions involve many kilometres of accelerator and beam line. Optical pulse compression techniques are needed too with some forms of laser, and these also require space.

Spatial compression in the transverse direction is accomplished by optical focusing. For this to be effective the beam must be of a good optical quality. Beam control techniques have been developed for use with lasers; with heavy ion beams great care must be taken not to impair the quality of the beam on its long complicated journey from source to target, and with

MACYAR

MOOMANYOS ARADER KONYVTÁRA

light ions and electrons the generation of an intense beam with adequate quality remains a fundamental difficulty.

A further problem to be solved is the mass production of pellets at acceptable cost. For the less efficient drivers, more sophisticated, and hence more expensive, multilayer pellets may be needed.

6. The present situation and future prospects

The present stage of inertial fusion research is a particularly interesting one. A great deal of money has been spent, and much has been learnt. Several approaches, each with their own enthusiasts are being pursued; no fundamental snags appear to have been found. On the other hand there is sufficient scope for suprises, pleasant and unpleasant, that it is not clear which, if any, of the approaches will lead to economic fusion. Logarithmic charts in parameter space of past and future milestones, with curves leading to a region in the top right hand corner marked 'reactor' are familiar in all these approaches; indeed, it is necessary to plan in this way if large scale funding is to be justified.

Contributions to progress have been made by many laboratories, large and small, throughout the world. It is not easy to pick out a single parameter to quantify this progress. Compression of deuterium-tritium mixture to densities of fifty times liquid density has been achieved at the Livermore Laboratories using the SHIVA laser installation. A deuteron current density of 150 K A/cm² at $1\frac{1}{2}$ MeV has recently been achieved on the Gamble machine at the Naval Research Laboratory, Washington.

It would be rash to pronounce on the relative merits of laser and particle approaches, though the latter is sufficiently promising that it now deserves a larger share of the available budget. It may be that light ions will not form the basis of a reactor, but will nevertheless provide the first experimental information on ion induced pellet fusion which is so urgently needed.

The relative status of magnetic and inertial confinement in the struggle towards fusion again cannot be quantified. Each has its attractive and unattractive features, its enthusiasts and detractors. In view of the world's energy needs, and increasing public interest in environmental and safety issues, it would seem prudent to pursue both courses with vigour at the present time.

Acknowledgements and references

The material in this paper has been derived from a wide range of published sources, and also from many private discussions; I should like to acknowledge the very helpful co-operation from colleagues both in Britain and overseas. Recent results and ideas are reported in:

> Inertial Confinement Fusion, Digest of Technical Papers at San Diego meeting, Feb. 1978. Optical Society of America 78CH1310-2QEA.

Proc. Seventh International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Innsbruck, August 1978. IAEA, Vienna.

Proc. Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Thermonuclear Fusion. American Nuclear Society, Santa Fe, May 1978.

Proc. First Topical Meeting on Fusion Reactor Materials, Miami Beach, Florida, Jan 1979.

The following papers review lasers, electrons and light ions, and heavy ions:

C.M.Stickley, 'Laser Fusion', Physics Today, May 1978, p.50. G.Yonas, 'Fusion Power with Particle Beams' Scientific American, Nov 1978, p.24. T.Godlove, 'Recent Progress and Plans for Heavy Ion Fusion', Particle Accelerator Conference, San Francisco March 1979. To be published in IEEE Transactions in Nuclear Science, June 1979.

Referee: L. Sarkadi

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 203-220 KORSZERÜ ANYAGVIZSGÁLATI MÓDSZEREK AZ ATOMKI-BAN *

BERENYI DENES

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

I. AZ ANYAGVIZSGÁLATI MÓDSZEREKRŐL ÁLTALÁBAN

Nyilvánvaló, hogy az anyagtudomány és eredményeinek gyakorlati alkalmazása nem képzelhető el megfelelő hatékony anyagvizsgálati módszerek nélkül. Valóban, különösen az utóbbi egy-két évtizedben ezek a módszerek bámulatos fejlődést mutatnak mind számukat, mind teljesítő képességüket tekintve. Ez teljesen megfelel annak a modern iparban is jelentkező tendenciának, amely szerint egyre speciálisabb tulajdonságokkal (tisztaság, pontos összetétel, extrém feltételek melletti igénybevehetőség stb.) rendelkező anyagokra és ezek paramétereinek minél megbizhatóbb és pontosabb ismeretére van szükség.

Az anyagvizsgálati módszereknek azonban nemcsak a száma igen nagy, de az anyagvizsgálat mint terület sem egységes, hanem igen szerteágazó a napjainkban felhasznált anyagok sokfélesége és még sokrétübb tulajdonságai miatt, amelyeket az anyagvizsgálat egyes módszereivel vizsgálat alá vehetünk.

Pontos rendszerezés és teljesség igénye nélkül - csak durva tájékoztatásul - a következő főbb anyagvizsgálati tipusokat különböztethetjük meg:

Fizikai anyagvizsgálat

Makroszkópikus fizikai tulajdonságok vizsgálata

- Ide számitjuk elsősorban a müszaki anyagvizsgálat különböző fajtáit, egészen a kifejezetten technológiai próbákig (pl. szakitó szilárdság, rugalmasság, keménység, kopásállóság).
- A müszaki anyagvizsgálatban külön csoportot képeznek a roncsolásmentes, főleg gyártásellenőrzésre használatos, repedés- és zárványmentességet ellenőrző anyagvizsgálati módszerek, amelyek elsősorban röntgen-, gamma-, neutron-, vagy ultrahangos besugárzást (átvilágitást) alkalmaznak.

Előadás az MTA 1979. évi közgyülése keretében tartott "Anyagtudomány és gyakorlat" c. tudományos ülésen. Ide sorolhatók azután más, "fizikaibb" paramétereket, mint hő- és elektromos vezetőképességet, mágneses és hangtani sajátságokat jellemző mennyiségeket stb. meghatározó módszerek is.

Mikroszkópikus fizikai tulajdonságok vizsgálata

Itt lényegében anyagszerkezeti vizsgálatokról van szó (kristályszerkezet, sávszerkezet, rétegszerkezet stb.), amelyek vizsgálati módszerei ma különösen gazdagok és egyre bővülnek. Ilyenek pl. – hogy csak néhányat emlitsünk – a röntgen-, a neutron- és az elektron-diffrakción alapuló módszerek, a fotoelektron-spektroszkópia (a szilárdtest sávszerkezet vizsgálatára), a nehéz töltött részek visszaszórását a csatorna-effektussal kombináló módszer, a pozitron szétsugárzásos analizis és számos más módszer.

Kémiai anyagvizsgálat

Ezt a csoportot különböző szempontok szerint osztályozhatjuk.

- A "klasszikus" nedves kémiai módszereket egyre nagyobb területen helyettesitik.
- a müszeres analitikai eljárások, amelyek esetenként számos előnyös tulajdonsággal rendelkeznek (gyorsaság, nagyobb pontosság, roncsolásmentesség stb.) Ezek sok területen nélkülözhetetlenek: pl. gyártás automatizálása, automatikus folyamatszabályozás stb.

Más szempontból megkülönböztethetjük a kémiai vizsgálatokban.

- az elemi analitikai módszereket (információ a minta elemi összetételéről).
- a kémiai szerkezeti analizist (az atomok kapcsolódása, vegyérték állapotai a mintában).
- nyomanalitika (szennyezések kimutatása egészen a ppm, sőt ppb szintig).

Az anyagvizsgáló módszerekre, azok egyes tipusaira vonatkozólag magyar nyelven lásd bővebben pl. az [1-5] irodalmi hivatkozásokat.

II. KORSZERÜ ANYAGVIZSGÁLATI MÓDSZEREK AZ ATOMKI-BEN

Felvillantva az anyagvizsgálat igen gazdag területét, különböző tipusait, nyilvánvaló, hogy teljes általánosságban még arra sem vállalkozhatunk, hogy a hazai lehetőségeket teljességükben áttekintsük.

Hazánkban számos mühelye alakult ki a legkorszerübb anyagvizsgálati módszerek kifejlesztésének, illetve felhasználásának. Minden teljesség igénye nélkül csak éppen megemlitjük a neutronfizikai és töltött részecske analitikai módszereket a KFKI-ban, az Auger-spektroszkópiát és az elektronszondás elektronmikroszkópiát a Müszaki Fizikai Kutató Intézetben, a SIMS-et (szekundérion tömegspektroszkópiai analizis) és pásztázó Auger-spektroszkópiát a Müszaki Egyetem Fizikai Intézetében, a tömegspektroszkópiás nyomanalitikai módszert a KFKI-ban és a Bányászati Kutató Intézetben. A sort minden bizonnyal lehetne folytatni tovább.

Ha azonban az előadás folyamán általánosságok helyett valami kézzelfoghatóbbat akarok nyujtani, akkor kénytelen vagyok arra szoritkozni, hogy az ATOMKI-ben kifejlesztett néhány korszerű anyagvizsgálati módszert ismertessem röviden. Ennek során nem lehetőségeket, hanem megvalósult alkalmazásokat, ill. azok közül egy-egy jellemző példát kivánok bemutatni. Őszintén remélem azonban, hogy a bemutatott példák rámutatnak a további alkalmazások gazdag lehetőségeire is.

1. Röntgenfluoreszcencia analizis

Az elve a következő. A vizsgálandó mintát, amelynek elemi összetételéről akarunk információt kapni, röntgensugárzással (esetleg gamma v. részecske nyalábbal) sugározzuk be (ezek többnyire radioaktiv izotópokból erednek), és a besugárzás által létrehozott vakanciák betöltődésekor kisugárzott karakterisztikus röntgensugárzás spektroszkópiai vizsgálatából kapjuk a kivánt anyagvizsgálati eredményeket (lásd részletesebben pl. [6-7]).

Intézetünkben a módszer kétféle válfaja is kialakult, ezeket mutatjuk be röviden az alábbiakban.

a. <u>Szcintillációs detektoros röntgenfluoreszcencia</u> analizis

A szcintillációs detektor pl. NaI(Tl), rosszabb feloldóképessége miatt általában akkor alkalmazható, ha a mintában csak egy-két elemi összetevőt kivánunk meghatározni (un. differenciál szürők alkalmazásával a módszer szelektivitása fokozható).

Ezzel a módszerrel oldottuk meg már évekkel ezelőtt az Ajkai Timföldgyár és Aluminiumkohó részére a <u>CaO tartalom</u> <u>meghatározását bauxit mintában</u>. A meghatározás 10 percen belül végezhető el üzemi körülmények között, beleértve a minta készitést is. A besugárzó forrásul titánban elnyeletett tricium preparátum szolgált [8]. A forrás, a detektor és a minta vázlatos elrendezését a 2.ábra mutatja, a berendezés fényképe pedig az 1.ábrán látható, a mintaelőkészitő rendszer nélkül.

A következő táblázat mutatja a mintákban meghatározott CaO tartalmat és a megfelelő pontossági adatokat.

CaO tartalom	Közepes relativ hiba %	Maximális relativ hiba %
0,3 - 1	± 15,8	± 30
1,0 - 2,0	± 16,3	± 20
2,0 - 10,0	± 7,4	± 10

táblázat
 CaO tartalom meghatározása bauxit mintákban



1.ábra. Szcintillációs detektoros röntgenfluoreszcencia analitikai berendezés fényképe a mintaelőkészitő rendszer nélkül. A müszer a CaO tartalmat határozza meg bauxit mintában. (Készült az ATOMKI-ben az Ajkai Aluminiumkohó és Timföldgyár számára.)

Elvben hasonlóan, de Cm-244 forrással és differenciál szürők alkalmazásával készül az ózdi Kohászati Üzemek számára az a hordozható müszer, amely ötvözött acélok Cu, Ni, Mn, Cr és Pb tartalmát határozza meg [9]. A müszer főbb jellemzőit lásd a 2. táblázatban.

b. <u>Félvezető detektoros röntgenfluoreszcencia</u> analizis

A félvezető detektor alkalmazása a nagyobb szelektivitás (rendszámban egymáshoz közel eső elemek meghatározhatósága egymás jelenlétében) és sok elem egyidejü meghatározhatósága miatt előnyös elsősorban. Ugyanakkor a kimutathatósági határ is sokkal kisebb ez esetben, és igy bizonyos körülmények között nyomelem analitikai alkalmazások is lehetségesek.

Eddig több, mint tiz olyan ipari kutatási szerződést teljesitettünk (és továbbiak vannak folyamatban), amelynek keretében vagy bizonyos minták (minta-sorozatok) elemi analitikai




vizsgálatát végeztük el, vagy egy ilyen meghatározott feladat elvégzésére szolgáló berendezést és mérési módszert fejlesztettünk ki és adtunk át. Mind a detektorok, mind a megfelelő feldolgozó és kijelző elektronika intézetünkben készült. Példaképpen az alábbiakban kettőt röviden bemutatunk.

A Csepel Müvek Fémmüve Székesfehérvári Gyáregysége részére sárgaréz elemző müszer készült, rézalapu ötvözetek alkotóinak gyors meghatározására [10]. A müködési elvet és a müszer főbb egységeit a 4.ábra szemlélteti, a 3.ábra pedig fényképét mutatja be. A mintát Am-241 forrás gerjeszti. A Si(Li) mérőfej üzemeltetéséhez szükséges cseppfolyós nitrogént kéthetenként kell ujratölteni. A 3. táblázat mutatja a berendezés főbb jellemzőit. A mérőprogram továbbfejlesztésével a berendezés alkalmas többalkotós rézötvözetek elemzésére is. 2. Táblázat ötvözött acélok Cu, Ni, Mn, Cr és Pb tartalmának mérésére szolgáló hordozható müszer főbb jellemzői

Kimutathatósági határ az ötvözőkre	0,1-0,2 %
Mérési idő	20-200 sec
Pontosság	0,2-1,0 absz. %
Teljes suly	kb. 10 kp
Kijelzés	 hat dekádos LED kijelző és %-os tartalmat jelző mu- tatós müszer
Tápfeszültség	220 V, 50 Hz

3. Táblázat A XRFA-5 sárgaréz elemző készülék főbb jellemzői

Meghatározandó alkotók	Cu	(50-70%),	Zn	(30-50)%	, Pb	(0-4	%)
Mérési idő			500	sec	gnites and a state of grant and	1964-1964 - Chronie General	ang da la gran da
Pontosság (relativ %)	Cu Zn	1%,	РЪ	4% (3%	konc.))	nte entre Rose quiesen et



3.ábra. Az XRFA-5 sárgaréz elemző készülék fényképe, amely az ATOMKI-ben készült a Csepel Müvek Fémmüve Székesfehérvári Gyáregysége részére.

A Gabona Tröszt részére olyan <u>berendezés</u> készült, amelyik főleg <u>nehézfém szennyezők kimutatására</u> használatos. A Tröszt minőségvizsgáló laboratóriumában ezzel importált takarmány alapanyagok, élelmiszerek, stb. <u>nehézfém</u> szennyezőinek vizsgálatát oldják meg (lásd pl. [21]).

2. Gázanalitika kvadrupól tömegspektrométerrel

A berendezés lényege: négy rudelektróda (kvadrupól=négy pólus) által létrehozott elektrosztatikus tér tömeg szerint szeparálja a bejuttatott gázokat, gőzöket, elgőzölögtetett folyadékokat (miután előzetesen ionizáljuk azokat). Szilárd felületeken abszorbeált vagy folyadékokban abszorbeált gázok is vizsgálhatók a módszerrel. A berendezés nagy előnye viszonylagos egyszerüsége (a mágneses tömegspektrométerekkel szemben), nagy érzékenysége, gyakorlatilag folyamatos üzeme és flexibilitása.

Az ATOMKI-ben közel husz ilyen tipusu berendezés készült különböző laboratóriumok és vállalatok számára gázanalitikai célra. A kvadrupól tömegspektrométerekhez intézetünkben készült vákuumrendszerek, tápfeszültség források és feldolgozó, kijelző elektronikus egységek csatlakoztathatók az igényeknek megfelelően. Megemlitjük itt – bár ez nem tipikusan anyagvizsgálati jellegü eredmény – hogy mintapéldány, prototipus és null-széria készült az ATOMKI-ben a MEDICOR számára, helyét a nyugati piacon is megálló orvosi légzésvizsgáló berendezésből, amelynek "lelke" szintén egy kvadrupól tömegspektrométer.



4.ábra. A 3.ábrán látható berendezés möködési elve és főbb egységei [10].

Egy vákuumrendszerrel és gázbeeresztővel egybeépitett, és az intézetben elkészitett kvadrupól tömegspektrométert mutat 5. ábránk. A 4. táblázat a megfelelő jellemző müszaki adatokat tartalmazza [11].

Az intézetben épült kvadrupól tömegspektrométerek konkrét anyagvizsgálati alkalmazására két példát szeretnék megemliteni. A Központi Kémiai Kutató Intézet és az ATOMKI közötti együttmüködés keretében megvizsgálták az aluminiumklorid, a vasklorid és a germániumklorid molekulaszerkezetét, kombinálva az EG-100 A elektrondiffrakciós berendezést egy ATOMKI-ben készült kvadrupól tömegspektrométerrel [12]. Ez utóbbinak az a szerepe, hogy az elektrondiffrakciós mérés alatt folyamatosan ellenőrizze, hogy a vizsgált anyag összetétele mennyiben változott meg (pl. a monomer és dimer molekulák aránya). Ilyen

müszer kombináció fontos uj lehetőségeket nyit meg a molekulaszerkezeti kutatásokban és a világon alig néhány hasonló müködik.

Közvetlenül az ipari gyakorlathoz kapcsolódik a Csepel Vasés Fémművek Fémtani és Technológiai Kutató Intézete részére készülő berendezés, amely fémek, fémötövözetek megolvasztása során felszabadult gázok összetételét vizsgálja, ill. az összetétel változását nyomon követi. Egy másik rendszer a Biogal Gyógyszergyárban az antibiotikumok gyártására használt fermentlevekben lévő, ill. az azokból eltávozó gázok összetételét fogja mérni folyamatosan. A mérés lehetőségének laboratóriumi igazolása már megtörtént.



5. ábra. Az NZ-850 kvadrupól tömegspektrométer a vákuum-, valamint gázbeeresztő rendszerrel egybeépitve (a teljes berendezés tipusa QGA-2).

	L	ł o	Táblázat		
NZ-850	kvadrupól	tà	ömegspektrométer	jellemző	adatai

Tömegtartomány	1-100 atomi tömeg egység			
Érzékenység	7 x 10 ⁻⁴ A/torr			
Felbontás	ΔM = 0,5 atomi tömeg egység (a ⁸⁴ Kr csucsának 10 %-ánál)			
Legkisebb detektálható parciális nyomás	2×10^{-11} torr			

3. Fotoelektron-spektroszkópia (ESCA-XPS)

Ha egy minta atomjaiból röntgenbesugárzással fotoelektronokat váltunk ki (a cimben szereplő rövidités jelentése: ESCA = Electron Spectroscopy for Chemical Analysis, XPS=X-ray Photoelectron Spectroscopy), a fotoelektron energiája az árnyékolási viszony különbözősége miatt kismértékben fog függni attól, hogy az atom milyen molekuláris kapcsolatban, ill. környezetben van. Ez lehetőséget ad a fotoelektronspektrum analizise alapján kémiai szerkezeti vizsgálatokra szilárdtestek felületén, gázokban és gőzökben, sőt folyadékok esetében is, de megfelelő feltételek biztositása esetén a felület különböző mélységeiben is követhetők a folyamatok, sőt az anyag belsejében is vizsgálható a kémiai, molekuláris szerkezet. A módszer különösen nagy jelentőségű a korrózióra, a katalizisre, az adszorpció különböző tipusaira vonatkozó vizsgálatokban, és számos más, a közvetlen gyakorlattól talán kissé távolabb álló, de szintén igen fontos területen, mint pl. a szilárdtestek sávszerkezetének tanulmányozásában (igy ötvözetek vezetési sávjának változása az ötvöző százalékarányának függvényében). Mindezekről lásd bővebben pl. [13-15].

Az ATOMKI-ben rendszeresen folynak ESCA-XPS mérések (egyre inkább szerződéses keretben) az intézetben épült megfelelő

elektrosztatikus elektronspektrométer és csatlakozó elektronika felhasználásával. Az ATOMKI-ben különben eddig három elektrosztatikus elektronspektrométer készült (egy ezek közül csehszlovák megrendelésre) és egy további kivitelezési, egy másik pedig tervezési stádiumban van. A 6. és 7. ábra a jelenleg is az ATOMKI-ben ESCA-XPS mérésekre használatos berendezést, ill. a csehszlovák megrendelésre készült berendezést mutatja (mind-

kettő nagy feloldásu. $\frac{\Delta E}{E} < 0,1$ %).

Konkrét példaként megemlitjük az Izotóp Intézettel közösen végzett vizsgálatot platina felület elektrolitikus oxidációjának tanulmányozására [16]. A 8.ábra mutatja a fotoelektronspektrum megfelelő részletét. Látható, hogy a vonalak elhelyezkedéséből nyomonkövethető a fémfelület oxidációjának megfelelő változás. Megemlitjük még, hogy jelenleg folynak az előkészületek rozsdamentes acél felületek korróziójának vizsgálatára, szerződésben a Paksi Atomerőmű Vállalattal.

4. Nagy tisztaságu anyagok szennyezettségének meghatározása maradék ellenállás méréssel

A folyékony hélium hőmérsékletén (4,2 °K) a fémek un. maradékellenállása szennyezőik összkoncentrációjától függ. Ennek mérésével nem tudjuk az egyes szennyezők koncentrációját külön-külön meghatározni, de megadható az integrális szennyezés mértéke a 4-től 7 kilencesig terjedő tartományban. A legtisztább fémek esetében azonban a szóbanforgó módszer ugyszólván az egyetlen (lásd részletesebben [17]).



6.ábra. Az ATOMKI-ben készült ESA-ll elektrosztatikus elektronspektrométer, amelyen ESCA-XPS mérések folynak az intézetben.



7.ábra. ESA-12 elektrosztatikus elektronspektrométer, amely a Prága-Rez-i Magfizikai Kutató Intézet részére készült.



8.ábra. Pt felület elektrolitikus oxidációjának tükröződése a fotoelektron spektrumban (az ESA-11 berendezéssel az ATOMKI-ben készitett felvétel).

A fenti módszerrel <u>5 és 6 kilences tisztaságu fémek</u> (elsősorban gallium, de Al, Cu is és különböző ötvözetek) <u>szennye-</u> zettségének a meghatározása történt az ATOMKI-ben [18]. Ezeket a méréseket az ALUTERV-FKI-vel és az Ajkai Timföldgyárral együttmüködésben, szerződéses megrendelésre végezzük.

Meg kell még emlitenem az un. <u>SQUID</u>-módszert is (Superconducting Quantum Interferometer Device). Ez a Nobel-dijas Josephson által felfedezett effektuson alapuló szupravezető rendszer, amellyel lehetővé válik igen kis mágneses terek és ennek megfelelő áramok és feszültségek (10⁻¹³-10⁻¹⁴ V tartomány) mérése. Az ATOMKI-ben ilyen SQUID-berendezés már elkészült és ma már ezzel folynak a fentebbi maradékellenállásmérések is. A SQUID alkalmazása itt számos előnnyel jár (pl. néhány mA áram elég a méréshez, A-ek helyett; nagy átmérőjü próbatestek használhatók). A SQUID alkalmazásának távlatai azonban igen nagyok, nemcsak a szilárdanyagok elektromos és mágneses tulajdonságainak vizsgálatában, de a biológia és az orvostudomány területén is. Az ATOMKI-ben készült SQUID berendezés fényképét mutatja a 9.ábra.



9. ábra. Az ATOMKI-ben kifejlesztett SQUID (Superconducting Quantum Interferometer Device) berendezés fényképe.

5. Analitikai vizsgálatok gyorsitóknál

Magfizikai gyorsitóknál (Van de Graaff generátor, neutron generátor) többféle módszer is használható kémiai analitikai (elemi analizis), főleg nyomanalitikai feladatok megoldására. Ezek közül azt a hármat mutatjuk be röviden, amelyekkel kapcsolatban már bizonyos saját tapasztalatok, eredmények vannak az ATOMKI-ben. Megjegyezem még, hogy a módszerekre vonatkozólag gazdag tapasztalatok állnak rendelkezésre a KFKI-ban is.

a. Rutherford visszaszórásos analizis (RIBS)

A gyorsitott protonok, alfa-részek, nehéz ionok rugalmas szórást szenvednek a minta atommagjainak a Coulomb-terén. Kiválasztott szögnél, az eredetileg meghatározott energiával rendelkező szórt részek energiája a minta atommagjainak tömegszámától, azaz attól függ, hogy milyen atomok vannak jelen a mintában. A szórt részecske energia-spektrumának analiziséből tehát lényegében elemi analitikai információt nyerhetünk. A módszer különösen alkalmas könnyű elemekből álló matrixban



10. ábra. 2,8 MeV-es Rutherford-szórást szenvedett protonok energiaeloszlása bizmut (un. termésbizmut) minta esetén [19].

nehéz elemek jelenlétének a meghatározására, de igen jól használható az alacsony rendszámu elemeknél is, különösen ha nehezek nincsenek jelen vagy koncentrációjuk nem tul nagy. Érzékenysége (kimutathatósági határ) kb. 1-0,01 ppm. Nagy érzékenység eléréséhez vékony, néhány µg/cm² vastagságu mintát kell készitenünk, ami hátrányként jelentkezik a módszernél.

Példaként egy bizmut minta (un. termésbizmut) vizsgálatát emlitjük. A 10. ábrán a szórt protonok spektruma látható (eredeti energiájuk 2,8 MeV), megjelölve az egyes csucsoknál, hogy milyen elem jelenlétének felelnek meg a mintában [19].

b. Töltött részecskékkel gerjesztett röntgenemissziós analizis (PIXE)

A módszer nagyon hasonló a röntgenfluoreszcencia analizishez, azzal a különbséggel, hogy a minta atomjainak gerjesztése itt röntgensugárzás helyett magfizikai gyorsitók nyalábjában történik (protonokkal, alfa-részekkel vagy nehéz ionokkal). A módszer fő előnye igen nagy érzékenysége (10⁻⁸-10⁻¹² g).

Az ATOMKI-ben a módszert <u>mélységi analizis</u>re sikerült alkalmazni az 1-10 µ nagyságrendű tartományban a felület közelében, felhasználva a gyorsitó adta lehetőséget a bombázó részek energiájának a változtatására és leküzdve a komoly számitási nehézségeket a kiértékelésnél. <u>Cinkkel ötvözött Al</u> <u>mintát vizsgáltunk [20]. A 11. ábra mutatja, hogyan változik</u> a Zn tartalom a minta felületétől számitott mélység függvényében.



ll.ábra. A Zn tartalom változása cinkkel ötvözött Al minta esetében a minta felületétől számitott mélység függvényében [20]. Megemlitem, hogy ugyancsak folyamatban van az ATOMKI-ben hajszál összetevőinek mérése a hajszál hossza mentén PIXE módszerrel.

c. Aktivációs analizis gyors neutronokkal

Ha kisebb gyorsitóban (100-150 kV vagy még kisebb gyorsitó feszültség) deuteronokkal tricium célanyagot bombázunk, 14 MeV energiáju gyors neutronokat kapunk. Ezekkel mintákat besugározva, a neutronok által létrehozott magreakciók radioaktiv anyagokat hoznak létre és ezek sugárzását vizsgálva egy nagyon szelektiv és érzékeny analitikai módszert (aktivációs analizis) kapunk a minta összetevőinek, főleg nyomszennyezőinek vizsgálatára.

Az intézetben több ilyen vizsgálat történt ipari és mezőgazdasági jellegű mintákon is. Egy szennyezés vizsgálatot kivánok példaképpen megemliteni. <u>Spektroszkópiai tisztaságu</u> <u>Os minta</u> (Th. Schuchardt, München) <u>nyomszennyezőit vizsgálták</u> 100 cm³-es nagy Ge(Li) gamma detektort alkalmazva [22]. Az 5. táblázat mutatja a nyomszennyezők meghatározott értékeit.

A gyorsitók felhasználásával különben (elsősorban a Van de Graaff generátort tartva most szem előtt) további anyagvizsgálati lehetőségek is vannak, igy pl. aktivációs analizis töltött részecske besugárzással, elvileg hasonló módon, mint a gyors neutronokkal történő aktivációs analizis esetében. A töltött részecske besugárzásos aktivációs analizis szelektiv és érzékeny, egészen a ppb tartományig. Különösen fontos tulajdonsága, hogy a legkisebb rendszámu elemek tartományában

5.	Táblázat	
-		

Spektroszkópiailag tiszta Os minta gyorsneutron aktivációs analizissel meghatározott nyomszennyezői

Si	279	±	58	ppm
Mg	14	±	3	ppm
Ru	457	±	54	ppm
Co	32	±	18	ppm
Fe	17	±	5	ppm
Pt	323	±	77	ppm

(Be, B, C, O stb.) is jól használható, ahol más nyomanalitikai módszerek már általában felmondják a szolgálatot. Ezek a lehetőségek a ciklotron laboratórium beindulásával nagymértékben bővülni fognak.

* * *

Az ATOMKI-ben kifejlesztett és használatos anyagvizsgálati módszereket röviden áttekintve szeretném még megemliteni, hogy az előbbiekben igyekeztünk csak a kifejezetten anyagvizsgálati alkalmazásokra, illetve módszerekre szoritkozni.

Az ismertetett módszerek közül több azonban más gyakorlatilag fontos területen is alkalmazásra került. Igy pl.

- a nyersanyagkutatásban,
- a környezetvédelemben,
- az orvosi diagnosztikában,
- a kriminalisztikában stb.

Néhány további gyakorlati szempontból fontos ATOMKI-ben kifejlesztett és az eddigiek során nem emlitett módszer:

- nyersanyagkutatás (urán, bauxit) félvezető nyomdetektorokkal,
- neutron dozimetria a paksi atomerőmű számára félvezető nyomdetektorokkal,
- geokronológiai vizsgálatok tömegspektrometriai módszerekkel (mágneses tömegspektrométerek felhasználásával),
- környezeti radioaktivitás mérése levegőben, esővizben,
- fiatal geomorfológiai, éghajlati, talajtani és régészeti kutatások C-14 módszerrel stb.

III. BEFEJEZŐ GONDOLATOK

Akár a gazdaságosság szempontjait nézzük, mint a

- szerkezeti anyagok tényleges teljesítőképességének kihasználása,
- tulméretezés elkerülése.
- megfelelő (se jobb, se rosszabb minőségü) alapanyagok felhasználása stb.,

akár a kifejezetten minőségi követelményeknek megfelelő alapés közbenső anyagok előállitását, vagy a számunkra annyira fontos: "anyagok megnemesitésének" szempontjait, nyugodtan mondhatjuk, hogy a korszerű anyagvizsgálati módszerek fejlesztése és széles körü felhasználása nélkül nemcsak tudományos, de alapvető gazdaságpolitikai céljainkat sem érhetjük el.

Irodalom

- [1] Természettudományi Lexikon I.kötet, szerk.: Erdey-Gruz T. (Akadémiai Kiadó, Budapest, 1964)
- [2] Gillemot L., Anyagszerkezettan és anyagvizsgálat (Tankönyvkiadó, Budapest, 1972)
- [3] Berényi D., ATOMKI Közl. <u>12</u> (1970) 17 [4] Pál L., Ujabb irányzatok a szilárdtestkutatásban. (Lásd főleg a 3. fejezetet.) A Szilárdtestkutatás Ujabb Eredményei 1 (Akadémiai Kiadó, Budapest, 1976) [5] Berényi D., Kémiai Közl. <u>49</u> (1978) 297
- [6] Bacsó J., Berényi D. és Szalay S., ATOMKI Közl. 15 (1973)
- [7] Bacsó J. és Berényi D., Izotóptechnika 17 (1974) 33
- [8] D. Berényi, I. Kádár, Gy. Mórik, D. Varga, E. Vatai, I. Somosi és J. Vitéz, Radioanalytical Chemistry, előkészületben

- [9] Vatai E., Kádár I., Cserny I. és Bolyki L., X. Kohászati Anyagvizsgáló Napok, Balatonaliga, 1979.május 2-6. szerk.: Borossay B., Somogyi Sz. Vasipari Kutató Intézet. Budapest, 1979 273.0.
- [10] Bacsó J. és mtsi., XRFA-5 Izotópos sárgarézelemző.
- Használati utasitás (ATOMKI, Debrecen 1978)
- [11] Berecz I., Bohátka S., Gál J. és Paál A., ATOMKI Közl. <u>19</u> (1977) 129 [12] S. Bohátka, I. Berecz, I. Tremmel és I. Hargittai, Proc.
- 7th Intern. Vac. Congr. and 3rd Intern. Conf. Solid Surfaces, szerk.: R. Dobrozemsky (Vienna, 1977) 193.0.
- [13] Berényi D., ATOMKI Közl. 17 (1975) 193
- [14] Berényi D., A Kémia Ujabb Eredményei 35 (1977) 71
- [15] Berényi D., A Szilárdtestkutatás Ujabb Eredményei 5 (1979) 131
- [16] L. Kövér, Cs. Ujhelyi, D. Varga, I. Kádár, A. Kövér, D. Berényi és J. Miller, J. Electron Spectr. Phenomena 14 (1978) 201
- [17] X-75/G-II-01/Kb-230 sz. együttmüködési szerződés az ATOMKI, a Fémipari Kutató Intézet és az Ajkai Timföldgyár között (Debrecen 1976)
- [18] Novák D., Mészáros L., Vad K., Mészáros I. és Somori I., Poszter az Egri Fizikus Vándorgyülésen 1977-ben. Megjelenés alatt (ELFT, Budapest)
- [19] Bornemisza Gy.-né, Koltay E., Somorjai E., Török I. és Uray I., Szolnoki Környezetvédelmi Szimpózium, 1978, megjelenés alatt
- [20] J. Végh, D. Berényi, E. Koltay, I. Kiss, S. Seif El-Nasr
- és L. Sarkadi, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 553 [21] Bacsó J., Kis-Varga M. és Palócz A., Izotóptechnika 20 (1977) 118
- [22] P. Bornemisza-Pauspertl, P. Kovács és I. Uray, ATOMKI Közl. 18 (1976) 355

Szakmai lektor: Bacsó József

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 221-238 FOLYADEKBAN OLDOTT GAZOK VIZSGALATA TOMEGSPEKTROME-TFRRFL

LANGER GABOR

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A cikk a folyadékban oldott gázok tömegspektrométeres mérési lehetőségéről számol be. Részletesen ismerteti a folyadékban lévő gázok vizsgálatára szolgáló tömegspektrométeres rendszer főbb egységeinek felépitését és ezek müködését. Megadja a mérőrendszer tervezéséhez, illetve az egyes szerkezeti elemek kiválasztásához szükséges szempontokat.

MASS-SPECTROMETRIC ANALYSIS OF GASES DISSOLVED IN LIQUIDS. The possibilities of the mass spectrometric determination of gases in liquide are reviewed. The construction and operation of the main parts of the mass spectrometer system suitable for analysing gases dissolved in liquide are described in detail. The aspects of designing the measuring system and of the proper choice of the elements are also given. ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВ, РАСТВОРЕННЫХ В ЖИДНОСТИ, С ПОМОЩНО МАСС-

СПЕНТРОМЕТРА.

В статье описываются возможности применения массспектрометра для измерения газов, растворенных в жидкости. Изложены построение и принцип действия основных частей системы, пригодной для изучения газов, находящихся в жидности. Обсуждаются условия, учитываемые при разработке системы и выборе элементов конструкции.

I. BEVEZETÉS

Cikkünkben a folyadékban oldott gázok tömegspektrométeres mérési lehetőségeiről számolunk be. Először röviden foglalkozunk a gázok folyadékban történő oldódásával és az oldott gázok mérésére szolgáló módszerekkel. Ismertetjük a folyadékban oldott gázok analizisére alkalmas tömegspektrométeres rendszer felépitését. Erről a témáról átfogó magyar nyelvü publikáció még nem jelent meg. Ez indokolja, hogy saját megfontolások és irodalmi adatok alapján részletesen tárgyaljuk a tömegspektrométeres analizáló rendszer főbb egységeinek felépitését és működését. Megadjuk a mérőrendszer tervezéséhez, illetve az egyes szerkezeti elemek kiválasztásához szükséges szempontokat.

II. FOLYADÉKBAN OLDOTT GÁZOK ÉS MÉRÉSÜKRE SZOLGÁLÓ MÓDSZEREK

II.1. Gázok oldódása folyadékban

Egy gáz vagy gázkeverék folyadékkal való érintkezése során a gázmolekulák mindaddig oldódnak (abszorbeálódnak) a folyadékban, amig a gáztérben a gáz parciális nyomása és a folyadékban a gáz koncentrációja között egyensuly nem áll be. A gáz parciális nyomása a folyadékban és a vele egyensulyban lévő gáztérben megegyezik [1]. Legtöbb gáz a folyadékban csak kismértékben oldódik, ezért telitett oldatuk hig. Egyes gázok (pl. NH₃) azonban igen jól oldódnak, mert az oldószerrel kémiai kölcsönhatás jön létre. Emiatt kétféle – fizikai és kémiai – oldódásról beszélhetünk.

A folyadékban a fizikailag oldott gázmennyiség meghatározására a Henry-Dalton törvény szolgál. Eszerint a feloldott gáz móltörtje (X = oldott gáz mólja per az oldatban lévő összes anyag módja) egyenesen arányos az oldat felett lévő gáz parciális nyomásával /p/

$$X = \frac{P}{k}$$

(1)

ahol k az oldhatóság (abszorpciós koefficiens), amely nyomástól független, az anyagi minőségen kivül csak a hőmérséklettől függ, mégpedig növekvő hőmérséklettel nő. A k dimenziója: nyomás.

A Henry-Dalton törvény csak ideális gázok esetében ad pontos eredményt, reális gázoknál a belőle számolt gázmennyiség értékek általában kisebbek, mint amennyi oldott gázt a folyadék tartalmaz. Amennyiben oldódáskor kémiai kölcsönhatások is fellépnek, (l) nem használható. Ilyen esetben a feloldott gáz mennyiségéről csak méréssel kaphatunk pontos információt.

II.2. Mérési módszerek áttekintése

A folyadékban oldott gázok mérésére kidolgozott módszereket két csoportra oszthatjuk:

- 1./ a vizsgálni kivánt folyadékból mintavételt igénylő eljárások
- 2./ folyamatos mérést lehetővé tevő, tehát mintavételt nem igénylő módszerek.

Az első csoportba tartozó módszereknél a mintavételnél ügyelni kell, hogy a folyadék a külső környezettel minél rövidebb ideig érintkezzen. Amennyiben a kivett mintában CO₂, O₂, SO₂, NH₃, Cl₂ vagy H₂S gáz van vizes közegben, alkalmazhatjuk az egyik legrégibb módszert: a kémiai uton, titrálással [2] történő mérést. Ha nem a fenti gázokat akarjuk vizsgálni, illetve azok nem vizben vannak oldva, akkor a kémiai módszer nem alkalmazható. Ebben az esetben a folyadékmintában lévő összes gázt valamilyen módon (például kémiai uton, vákuumozással) fel kell szabaditani, majd a kapott gázkeveréket analizálni. A folyadékból felszabaditott gázok vizsgálatára régebben kémiai abszorpción és hővezetésen alapuló eszközöket alkalmaztak, napjainkban már inkább gázkromatográfot, tömegspektrométert [2] használnak.

A második csoportba tartozó, folyamatos mérést lehetővé tevő eljárások közül a legelterjedtebbek azok, amelyek elektrokémiai uton adnak információt a folyadékban oldott gázok parciális nyomásáról. A megfelelő elektróda-elektrolit rendszert gázáteresztő membrán (például teflon, szilikongumi) választja el a vizsgálni kivánt folyadéktól. A membránon átdiffundáló gázmolekulák az elektrolitba kerülnek, ahol a megfelelő elektrokémiai reakció létrejön. A módszer gázonként más-más elektrolitot és elektródákat kiván. Jelenleg 02, N02, S02, C02 és NH2 [3] mérésére alkalmas elektródákat használnak.

A tömegspektrométerek szélesebb körben való elterjedése olyan, mintavételt nem igénylő mérési technika kidolgozására nyujtott lehetőséget, amellyel a folyadékban oldott bármely gáz vizsgálható, és a gázok parciális nyomásának változása folyamatosan megfigyelhető.

II.3. Folyadékban oldott gázok parciális nyomásának meghatározása tömegspektrométer segítségével

A folyadékban oldott tetszőleges gázok folyamatos mérésére szolgáló módszerről az első publikációt Woldring és munkatársai [4] közölték a 60-as évek közepén. E szerzők rendszerükben az abszorbeált gázok detektálására már tömegspektrométert használtak. Egy tömegspektrométerrel müködő, folyamatosan mérő rendszer blokkvázlatát az l.ábrán láthatjuk.

A berendezés egyik fontos része a gázáteresztő membrán. Ezt rendszerint egy speciálisan kiképzett fémcsőre (katéterre) épitik rá és közvetlenül a folyadékba helyezik. Az oldott gázmolekulák a membránon keresztül a katéterbe diffundálnak. Ez a membránnal ellátott katéter ugy csatlakozik egy körülbelül 1,5-2 m-es flexibilis gáz-átnemeresztő csővel a tömegspektrométer vákuumteréhez, hogy a csövön érkező gázmolekulák közvetlenül a spektrométer ionforrásába jussanak. Itt a semleges molekulák ionizálódnak, majd egy ionoptikai rendszeren keresztül a tömegspektrométer analizátorába kerülnek. Az analizátor az ionokat fajlagos tömeg szerint szétválasztja. Az egyes tömegszámoknál jelentkező ionáramok arányosak a tömegspektrométerbe jutó gázok parciális nyomásával.

A fent leirt módszer elvileg (a membrán anyagától függően) bármely folyadékban lévő tetszőleges gáz folyamatos analizisét lehetővé teszi. A továbbiakban az ilyen tömegspektrométeres mérőrendszer konstrukciós szempontjairól, megépitéséről, hitelesitési lehetőségeiről és néhány alkalmazásáról lesz szó.



- 1.ábra. Folyadékban oldott gázok mérésére szolgáló tömegspektrométeres rendszer blokkvázlata,
- Fig.1. Mass spectrometer system for the determination of gases in liquids.
- Рис.1. Блон-схема системы с масс-спентрометром для измерения газов, растворенных в жидности.
- III. A FOLYADÉKBAN OLDOTT GÁZOK MÉRÉSÉRE ALKALMAS TÖMEGSPEKTROMÉTERES RENDSZER FŐBB EGYSÉGEI ÉS A VELÜK SZEMBEN TÁMASZTOTT KÖVETELMÉNYEK

Az analizáló rendszert három nagyobb egységre bonthatjuk:

- a/ mintavevő rendszer
- b/ tömegspektrométer
- c/ vákuumrendszer

A következőkben ezen egységek felépitését, valamint a müködésüket befolyásoló tényezőket tárgyaljuk. Ennek során röviden néhány elméleti problémát is áttekintünk.

III.1. Mintavevő rendszer

A mintavevő rendszer két fő részből áll: a membránból és ezt a tömegspektrométerrel összekötő csőből. A rendszer legkritikusabb része a membrán, amelyen a folyadékban oldott gázmolekuláknak keresztül kell diffundálni, mielőtt a tömegspektrométerbe jutnának. Ahhoz, hogy a membránnal szemben támasztott követelményeket megértsük, foglalkozni kell a gázok membránokon át történő diffuziójával, illetve a membránok gázáteresztő képességével.

III.1.1. <u>A membránokon át történő diffuzió</u> <u>matematikai leirása</u>

Altalában diffuzión valamely anyagi rendszerben a részecskék olyan mozgását értjük, amely a koncentráció különbségek kiegyenlitésére irányul. A diffundáló anyag a környezet fizikai és geometriai sajátságai által meghatározott módon oszlik meg. A diffuzió elméletének célja az, hogy jól definiált fizikai helyzetekben a koncentráció helytől és időtől való függését leirja.

A membránokon át történő diffuzió elméletének részletes matematikai tárgyalása nem célunk. Erre számos összefoglaló jellegű irodalom áll rendelkezésre, például [5].

A következőkben a koncentráció eloszlást csak azokban az esetekben vizsgáljuk, amelyekben az anyag a membránon keresztül olyan közegből diffundál, amely elég nagy kiterjedésü ahhoz, hogy a diffuzió a membrántól távol a koncentrációt nem befolyásolja (majdnem végtelen közeg). Feltételezzük azt is, hogy a membrán másik oldalán a koncentráció állandó (a tömegspektrométeres mérőrendszer esetében gyakorlatilag nulla). A továbbiakban két jelenséggel foglalkozunk:

- A membrán válaszideje. (Tapasztalat szerint a membrán egyik oldalán történő hirtelen koncentráció változás a másik oldalon nem észlelhető ugrásszerüen, hanem a változás időben elkent, viszonylag hosszu folyamat.)
- A koncentráció eloszlás abban a közegben, amelyből a membránon keresztül az anyag állandó koncentrációju helyre áramlik.

III.1.1.1. Aválaszidő

Tételezzük fel, hogy a diffuzió csak egy irányban, a membránra merőlegesen történik. Vezessük be a következő jelöléseket:

- C = koncentráció (dimenzió nélküli)
- $t = id\delta$ [sec]
- x = a membrán felületére merőleges tér-koordináta [cm]
- F = egységnyi membrán felületen időegység alatt áthaladó gázáram [cm sec⁻¹]
- h = membrán vastagság [cm]
- D = diffuziókoefficiens [cm² · sec⁻¹]

indexek:

D_m = diffuziókoefficiens a membránban

C_m = koncentráció a membránban

Tegyük fel, hogy a membrán egyik oldalán állandó a koncentráció (C₁), a másik oldalán pedig a koncentráció értékét hirtelen C₁-ről C₂-re változtatjuk, C₁ \neq C₂ (2.ábra). Meg akarjuk határozni a koncentráció-eloszlást a membránban és a válaszidőnek a membrán paramétereitől való függését.



2. ábra.	Koncentráció-eloszlás a membránban azt
	követően, hogy hirtelen a C1 koncentráció
	C2-re változott az x=h felületen.

- Fig.2. Concentration distribution in a membrane after a sudden change in concentration (from C_1 to C_2)on surface x=h
- Рис.2. Распределение концентрации в мембране после многовенного изменения концентрации на поверхности x=h от значения C₁ на C₂.

Alapegyenleteink Fick I. és II. törvénye:

$$F = -D \frac{\partial C}{\partial x}$$
(2)
$$\frac{\partial C}{\partial t} = D^2 \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$$
(3)

A megoldáshoz szükséges kezdeti és peremfeltételek (2.ábra): ha o < x < h és t=o, akkor C = C_1 = konstans ha x=o és t > o, akkor C = C_1 = konstans ha x=h és t > o, akkor $C = C_2 = konstans$

Ezekkel a feltételekkel, itt nem részletezendő számitás szerint (a megoldás megtalálható például [6]-ban), a (3) differenciálegyenlet megoldását a következő alakban kaphatjuk:

$$\frac{C_{x,t}^{-C_{1}}}{C_{2}^{-C_{1}}} = \frac{x}{h} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{n} \sin \frac{n\pi x}{h} e^{-\frac{n^{2}\pi^{2} D_{m}t}{h^{2}}}$$
(4)

A C _-t mint az x függvényét különböző Dt/h² értékek mellett a'2. ábrán láthatjuk. Nagy t értékekre a (4) összefüggés exponenciális tagja elhanyagolhatóvá válik, igy a koncentráció eloszlás megközeliti a lineárist (t→∞ , (C _x,t-C1)/(C2-C1)=x/h), ami stacionárius állapot (dC _x,t/dt=0) kialakulását jelenti. Az x = 0 helyen, t időben átáramló anyagmennyiséget (a membrán válasza) a Fick I. törvényből (2) nyerhetjük, a (4) összefüggést felhasználva:

$$F_{o,t} = -D_{m} \left(\frac{\partial C_{x,t}}{\partial x} \right)_{x=0} = D_{m} \frac{C_{1} - C_{2}}{h}$$
 (5)

$$(1+2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n} e^{-(n^{2}\pi^{2}D_{m}/h^{2})})$$

Abban az esetben, ha t $\rightarrow \infty$, az F_{0, ∞} = D_m $-\frac{C_1-C_2}{h}$ összefüggést kapjuk, ami állandó nagyságu áramlást jelent. Az F_{0,t} és F_{0, ∞} hányadosát:

$$\left(\frac{F_{t}}{F_{\infty}}\right)_{X=0} = 1+2\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n} e^{-(n^{2}\pi^{2}D_{m}t/h^{2})}$$
(6)

a 3. ábrán láthatjuk a Dt/h² dimenzió nélküli paraméter (redukált idő) függvényében.

Az az idő, amely alatt a válasz végleges értékének adott százalékát eléri, a 3. ábráról leolvasható, vagy (6)-ból az alábbi helyettesitéssel számolható ki:

$$\left(\frac{F_{t}}{F_{\infty}}\right)_{x=0} = \frac{p}{100} , \qquad (7)$$

ahol p a végleges válasz adott százaléka. A p=50-re Dt/h²=0,14, vagyis az 50 %-os válaszhoz tartozó időkésés $t_{50} = \frac{h}{7D_m}$; p=99 esetén pedig $t_{99} = \frac{h}{2D_m}$. A fentiekből látható, hogy a vá-

laszidő egyenesen arányos a membránvastagság négyzetével és forditottan arányos a membránon átdiffundáló anyag diffuziókoefficiensével.



3.ábra. A membrán válasza mint a redukált diffuziós idő függvénye.

Fig.3. Membrane response as a function of the reduced diffusion time.

Рис.З. Ответ мембраны как функция приведенного диффузионного времени.

III.1.1.2. Koncentráció-eloszlás a membránt körülvevő közegben

A következőkben a második probléma tárgyalására térünk rá (ehhez felhasználtuk [7]-t). A koncentráció-eloszlást keressük csaknem végtelen közgben, amelyből az anyag a membránon keresztül olyan közegbe diffundál, ahol a koncentráció gyakorlatilag zérus. A számitások egyszerüsitése érdekében feltételezzük, hogy a membránon keresztül történő diffuzió egyensulyt ér el még jóval azelőtt, hogy egy stacionárius koncentráció eloszlás alakulna ki a csaknem végtelen közegben. Igy a membránon át az anyag áramlása a felületen lévő anyag koncentrációkülönbségével lesz arányos: $F = (D_{\rm /h}) \cdot (C_{\rm m1} - C_{\rm m2})$, ahol $C_{\rm m1}$ és $C_{\rm m2}$ a membrán felületén mért koncentrációk. Tételezzük fel, hogy a $C_{\rm m2}$ egyensulyban van a majdnem végtelen közeg x=0-nál levő felületi koncentrációjával (4.A.ábra), és vezessük be a dimenzió nélküli $\lambda = C_{\rm m2}/C_{\rm m2}$

Figyelembe véve, hogy a tömegspektrométeres mérésnél alkal-mazott vákuum miatt $C_{m1}=0$, a membránon keresztüli áramlást a következőképpen fejezhetjük ki:

 $F_m = -\beta C_{x=0}$, ahol $\beta = \frac{D_m \lambda}{h}$. Mivel az x=0 felületen a diffundáló anyag nem halmozódik fel, ezért az itt átáramló anyagmennyiségnek ($F_{x=0}$) egyenlőnek kell lennie a membránon keresztül áramlóval ($F_m = F_{x=0}$): vagy

$$\frac{dC}{dx} = \frac{\beta}{D}C, \quad ha = x = 0,$$

ahol D-vel a közeg diffuziókoefficiensét jelöltük. Mivel számitásainkat nemcsak nyugalomban lévő közegre akarjuk elvégezni, feltételezzük, hogy az anyag valamilyen külső erő hatására (pl. keverés) áramlik. Ennek matematikai kifejezésére bevezetjük w-t, amely azt az áramlási sebességet jelzi, amelynél a közeg adott térfogatából a membránon keresztül eltávozott anyag hasonló-térfogatu, eredeti koncentrációju anyaggal pótlódik. Igy egy térfogatelem koncentráció-változásának sebességét (dC/dt) a diffuzió, valamint a külső erő hatására létrejött térfogatcsere határozza meg:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \omega (C_2 - C), \qquad (9)$$

ahol C₂ a közeg eredeti koncentrációja. Összefoglalva: a probléma megoldására a következő kezdeti és peremfeltételeket kaptuk (4A ábra):

$$\frac{dC}{dx} = \frac{\beta}{D}C, \qquad ha \quad x=0, \quad t>0$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \omega (C_2-C), ha \quad x>c, \quad t>0$$

$$C=C_2, \qquad ha \quad x>0, \quad t=0$$

0 < x < 00

 $F_m = -\beta C_{\times=0} = F_{\times=0} = -D \left(\frac{\partial C}{\partial \times}\right)_{\times=0}$

A fentieket felhasználva, a koncentráció eloszlására a következőt kapjuk:

$$\frac{C_{x,t}}{C_{2}} = 1 - \frac{\beta}{\beta^{2} - \omega D} \left[\frac{\beta - \sqrt{\omega D}}{2} e^{-x\sqrt{\omega/D}} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} - \sqrt{\omega t} \right) + \frac{\beta + \sqrt{\omega t}}{2} e^{-x\sqrt{\omega/D}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} + \sqrt{\omega t} \right) - \beta e^{-(\beta/D)x + (\beta^{2}/D - \omega)t} + \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} + \beta \sqrt{\frac{t}{D}} \right) \right]$$
(10)

A (10) egyenlettel leirt függvényt grafikusan a 4.ábrán láthatjuk. A relativ koncentrációt $(C_{x,t}/C_2)$ az $x/2\sqrt{Dt}$ (redukált távolság) függvényeként ábrázoltuk. Paraméterként a dimenzió nélküli $\beta t/\sqrt{Dt}$ szerepel, amely a membránon átáramló anyagmennyiséggel arányos. A 4A ábra nyugalomban lévő közeg esetén, a 4B és 4C ábra pedig különböző keverési sebességeknél mutatja a közegben kialakuló koncentráció-eloszlást.

Megfigyelhetjük, hogy β és t növekedése a görbét lefelé és jobbra tolja el, tehát a koncentráció a membrán és a közeg érintkezési sikjától (x=o) mért x távolság függvényében csökken (kiürül a membrán környezetében a közeg). A közegben a diffuziókoefficiens és ezzel a diffuzió sebességének növekedése a görbét

(8)



4.А.В.С.ábra. Koncentráció-eloszlás a membrán körül nyugvó, illetve áramló közegben.
Fig.4.А.В.С. Concentration distribution in a stirred and unstirred medium surrounding the membrane.
Рис.4.А.Б.Ц. Распределение концентрации в покоющейся и текущей среды, окружающей мембраны.

felfelé és balra tolja, vagyis kisebb méretü a kiürülés. A 4.A.B.C ábrán láthatjuk, hogy a keverés sebességének növekedése hasonló effektust okoz, mint a diffuzió sebességének növekedése a közegben. Számunkra különösen fontos az x=o felületen (a membrán-közeg érintkezésnél) történő koncentráció-változás, hiszen a membránon keresztül a tömegspektrométer vákuum-terébe jutó anyagmennyiség ezzel arányos. Az 5. ábrán a relativ koncentráció változását az x=o helyen a redukált diffuziós idő függvényeként mutatjuk be.

Az 5.ábráról látható, hogy amennyiben a folyadékot keverjük, egy gyors esési szakasz után a felszini koncentráció konstans értékre áll be. Ennek nagysága:

 $\frac{C_{x=0}}{C_2} = \frac{\sqrt{\omega D}}{\beta + \sqrt{\omega D}}$ (11)

Nyugalomban lévő közegben a membrán felületén a koncentráció t→∞ esetén elméletileg nullára csökken. Az előbbiekből is kitünik, de a 6.ábra még világosabban mutatja, hogy a membrán felszinén levő folyadékréteg koncentrációja ($C_{x=0}$) akkor tartható az eredetihez (C_2) közeli értéken, ha a keverés sebessége (ω) nagy, vagy ha β/\sqrt{D} , azaz a membránon átáramló anyagmennyiségnek és a közeg diffuziókoefficiensének hányadosa kicsi.

Az előbbieket összefoglalva elmondhatjuk, hogy a membránt körülvevő közegben a koncentráció eloszlás bonyolult függvénye a membránon időegység alatt átáramló anyagmennyiségnek, a membrántól mért távolságnak, időnek, a közeg diffuziókoefficiensének és a keverési sebességnek.



- 5.ábra. A relativ koncentráció változása a membrán felületén a redukált diffuziós idő függvényében különböző keverési sebességeknél.
- Fig.5. Change of the relative concentration on the surface of the membrane as a function of the reduced diffusion time for different stirring rates.
- Рис.5. Изменение относительной концентрации на поверхности мембраны в зависимости от приведенного диффузионного времени при разных скоростях смешивания.

III.1.2. <u>Membránok gázáteresztő képessége és mérése</u> tömegspektrométerrel

A gázok membránon való átjutásakor két különböző fizikai folyamat játszódik le: szorpció és diffuzió. Először a membrán felületével érintkezésbe kerülő gázmolekulák abszorpció (oldódás) révén behatolnak a membrán felszini rétegébe, igy koncentráció különbség jön létre a mélyebb rétegekhez viszonyitva. A kialakult különbség a gázmolekulákat a membrán belseje felé történő diffuzióra készteti. Természetesen ez forditva is igaz, ha a membránban a gáz nyomása nagyobb, mint a környezetében, gázmolekulák válnak szabaddá a membrán felületéről (deszorpció) és a koncentráció gradiens kifelé irányuló diffuziót eredményez. A membránban lejátszódó diffuziót Fick I. és II. törvénye (2), (3) irja le. Ezek az egyenletek a koncentrációval kapcsolatosak. Amennyiben gázokkal dolgozunk, célszerü koncentráció helyett nyomást használni. A kettő közötti kapcsolatot az ideális gáztörvény adja meg. Az abszorpciós folyamat leirására a Henry-Dalton törvényt (1) használjuk. Az előbbiekben láttuk, hogy a gázok membránon történő átjutásakor abszorpció, diffuzió, illetve deszorpció



- 6.ábra. A koncentráció változása a membrán felületén a közeg keverési sebességének függvényében.
- Fig.6. Change of concentration on the membrane surface as the function of the stirring rate of the medium.
- Рис.6. Изменение концентрации на поверхности мембраны в зависимости от скорости смешивания среды,

játszódik le. A továbbiakban feltételezzük, hogy az adszorpció és deszorpció folyamata pillanatszerü: a membrán felületi rétegében lévő koncentráció, amelyet a vele közvetlenül érintkező gáz parciális nyomása szab meg, minden időben egyensulyban van ennek a gáznak a parciális nyomásával.

Amennyiben az előbbi feltevést elfogadjuk, a membrán felszini rétegében a gázkoncentrációt a Henry-Dalton törvényből kaphatjuk meg. Ezt felhasználva, ha (1)-et (2) és (3)-ba helyettesitjük:

 $F = -D_{m} \frac{\partial X}{\partial x} = -\frac{D_{m}}{k} \frac{\partial p}{\partial x} \text{ adodik,} \qquad (12)$ illetve $\frac{\partial X}{\partial t} = D_{m} \frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2}}$ vagy $\frac{\partial p}{\partial t} = D_{m} \frac{\partial^{2} p}{\partial x^{2}} \qquad (13)$ Megfigyelhetjük, hogy a (13) egyenlet, amely a koncentráció vagy nyomás eloszlást irja le, nem tartalmazza a "k" abszorpciós koefficienst. Az F a (12)-ben az adott komponens diffuziójának sebességét reprezentálja, a dimenziója cm/sec. Ha ezt cm³ cm⁻²sec⁻¹-nek irjuk át, láthatjuk, hogy hasonlóképpen jellemzi azt a térfogatot (cm³-ben), amely az oldott komponensből egységnyi idő alatt egységnyi felületen áthatol. (Természetesen a gáztérfogat nincs definiálva, ha nyomását nem határoztuk meg, ezért a következőkben, ha csak külön nem hangsulyozzuk, mindig atmoszférikus nyomásu gáztérfogatról beszélünk).

A (12)-ben a D_m/k mennyiséget a membrán áteresztőképességének nevezik. A dimenziója cm² sec⁻¹ nyomás⁻¹ és l cm² felületü és l cm vastagságu membránra vonatkoztatják.

Ha egy adott A felületű, h vastagságu membrán áteresztőképességét valamely gázra ismerjük, akkor abból a gázból a membrán felületén másodpercenként áthaladó gázmennyiséget (Q):

$$Q = \frac{D_m}{k} \frac{A}{h} \Delta p \qquad (14)$$

alapján kapjuk meg. Δp a membrán két oldala közötti nyomáskülönbséget jelenti. Ha a membrán egyik oldalán a nyomás gyakorlatilag zérus (ami tömegspektrométer alkalmazása esetén teljesül),akkor Δp egyenlőnek vehető a másik oldallal érintkező gáz parciális nyomásával.

A membrán gázáteresztő-képességének mérése tömegspektrométerrel egyszerüen elvégezhető, ha a spektrométert gázáramra hitelesitettük. Ez azt jelenti, hogy ismerjük – különböző gázokra – adott beömlés esetén a spektrométer kimenetén megjelenő jel nagyságát (kimenő volt per cm³ sec⁻¹ gázáram). Ismeretlen gázáteresztő-képességü membrán esetén gázáramra hitelesitett rendszer segitségével a membránon időegység alatt átáramló gázmennyiség (Q) megkapható. Ezzel a membrán felületének, vastagságának és a nyomásviszonyoknak az ismeretében (14) -ből D_m/k kiszámitható.

> III.1.2.1. A membrán áteresztőképességének hőmérsékletfüggése

A diffuzió és az oldékonyság egyaránt hőmérsékletfüggő folyamat. A hőmérséklet hatását a Clausius-Clapeyron egyenlet

$$\frac{dY}{Y} = \frac{E}{R} \frac{dT}{T^2}$$
(15)

vagy ennek integrálja

$$\ln \frac{Y_2}{Y_1} = \frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$$
 (16)

irja le, ahol Y: az oldékonyság vagy a diffuziókoefficiens, T: a hőmérséklet K°-ban, R: a gázállandó (2 cal·mól⁻¹·fok⁻¹) és E: a folyamat aktiválási energiája (cal mol⁻¹).

Mivel a membrán áteresztőképessége a diffuziókoefficiens és az oldékonyság hányadosaként áll elő, az áteresztőképesség hőmérsékletfüggésének leirására is a Clausius-Clapeyron egyenlet használható.

Ha azonos nyomásviszonyok mellett két különböző hőmérsékleten ismerjük a mebránon átáramló gázmennyiséget (Q), akkor (16)-ból az aktivációs energia a következőképpen kapható meg:

$$E = \ln \frac{Q_2}{Q_1} \cdot R \cdot \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1}$$
(17)

Az áteresztőképesség aktiválási energiájának ismerete segitséget nyujt a tömegspektrométeres analizáló rendszer különböző hőmérsékleten történő hitelesitésében.

III.1.3. <u>A membrán csatlakozása a tömegspektrométer</u> <u>hez</u>

A mintavevő rendszer másik eleme a membránt a tömegspektrométerrel összekötő cső. Ez a csatlakozás számos hiba forrása lehet. Például a csőfal lassu kigázosodása vagy jó gázáteresztőképessége miatt a membrántól származó jel nagysága megváltozik, a rossz vezetőképessége miatt a válaszidő megnő.

Kigázosodás során a cső falán abszorbeált gázok,elsősorban a tisztitáskor használt szerves oldószerek és vizgőz,válnak szabaddá. Szobahőmérsékleten ez elég lassu folyamat, de a hőmérséklet növelésével meggyorsitható és az általa okozott hiba hamarabb elhanyagolhatóvá válik.

Jelentősebb az összekötő cső falának nagy gázáteresztő-képessége következtében fellépő hiba. A falon átdiffundáló molekuláktól származó jel hozzáadódik a membrán jeléhez, ami a mérést meghamisitja. Ügyelnünk kell tehát arra, hogy az összekötő cső anyagának áteresztőképessége legalább 4-5 nagyságrenddel kisebb legyen a membránénál, mivel a csatlakozás felülete általában 1000-szerese a membránénak. A célnak leginkább megfelelőek a gyakorlatilag gáz-átnemeresztő fémcsövek, bár sok esetben hátrányuk, hogy kevésbé flexibilisek.

Az alkalmazott cső átmérőjét, hosszát körültekintéssel kell megválasztanunk, mivel a gyenge vezetőképesség a mintavevő válaszidejét nagymértékben ronthatja. Az 1. ábráról látszik, hogy az összekötő cső közvetlenül a tömegspektrométer vákuumteréhez csatlakozik, igy a nyomás benne kisebb, mint 10⁻⁴ mbar. Amennyiben képezzük az r·P_k mennyiséget (ahol r a cső sugara cm-ben, P_k a benne lévő átlagos nyomás mbar-ban), és ha r·P_k<5.10⁻³, akkor a csőben lévő áramlás molekuláris [8]). Esetünkben általában r<l cm, tehát molekuláris áramlással kell számolnunk.

Molekuláris áramlás esetén a kör keresztmetszetü, hosszu cső vezetőképességét a

$$B = 3,05 \cdot 10^4 \frac{r^3}{L} \sqrt{\frac{r}{M}}$$
(18)

formulából kaphatjuk, ahol B a cső vezetőképessége cm³/sec-ban, r a sugara cm-ben,L a hossza cm-ben, T a hőmérséklet °K-ban, M az áramló gáz molekulasulya. A (18) egyenlet 25 °C hőmérsékletü levegőre a következőképpen irható:

$$B_{lev} = 9,8.10^4 \frac{r^3}{L}$$
(19)

A [8]-ban megtalálható számitás szerint egy V térfogatból a benne lévő gáz 90 %-ának B vezetőképességgel történő eltávolitásához szükséges idő:

$$t_{90} = \frac{2,3V}{B}$$
 (20)

Ha V-t cm³-ben a B-t cm³/sec-ban fejezzük ki, az időt sec-ban kapjuk. Ha az előbbi megfontolásokat egy L hosszuságu, r sugaru, azaz V=r² π L térfogatu csőre alkalmazzuk, amelyben molekuláris áramlás történik, akkor a cső által okozott időkésés (18) és (20) felhasználásával:

$$t_{90} = 7,5.10^{-5} \frac{L^2}{r} \sqrt{\frac{M}{T}}$$
 (21)

25 °C-os levegőn (21)-ből a

$$t_{90} = 7,4 \cdot 10^{-5} \frac{L^2}{r}$$
 (22)

kifejezést kapjuk. A (22)-ből 100 cm hosszu és 0,2 cm átmérőjü csőre 7,4 sec válaszidő adódik.

III.1.4. <u>A mintavevővel szemben támasztott</u> <u>követelmények</u>

Az előző fejezetben a mintavevő felépitésével és működését meghatározó fizikai tényezőkkel foglalkoztunk. A következőkben a mintavevővel szemben támasztott követelményeket foglaljuk össze.

A membránnal szemben a következő követelményeket állitjuk:

- Legyen átjárható arra a gázra, amelyet vizsgálni kivánunk, és lehetőleg ezt jobban engedje át, mint a többit.

- A válaszidő legyen rövid. Ez szabja meg, hogy a rendszer milyen gyors koncentrációváltozásokat képes követni. A III.l.l. fejezetből látszik, hogy a vékonyabb membrán használata célszerü, ügyelve arra, hogy még kellő mechanikai szilárdsággal rendelkezzen.

- A membránon át történő diffuzió lehetőleg ne mutasson erős áramlásfüggést. A III.l.l.2-ben leirtak alapján, ha a membrán nyugvó folyadékkal érintkezik, a folyadék a diffuzió miatt idővel gázszegénnyé válik (kiürül), és ezért a membránon egyre kevesebb gáz diffundál át. Ha a folyadék áramlik a mebrán körül, akkor bizonyos áramlási sebességek fölött a jelenség elhanyagolható.

- Legyen fizikai, kémiai és mechanikai szempontból stabil, ugyanis a diffundáló molekulák fizikai vagy kémiai uton megváltoztathatják a membrán tulajdonságait.

- Lehetőleg a membránon keresztül történő diffuzió ne függjön erősen a hőmérséklettől.

A mintavevő másik eleme a membránt a tömegspektrométerrel összekötő cső. Ez lehetőleg gáz-átnemeresztő anyagból készüljön. Hosszát és átmérőjét ugy kell megválasztanunk, hogy minél kevésbé növelje a membrán válaszidejét. Abban az esetben, ha a folyadékmintát a tömegspektrométerhez közel tudjuk vinni, nem jelent nehézséget a cső paramétereinek optimális megválasztá sa. Ellenkező esetben minél rövidebb és vastagabb cső alkalmazására kell törekednünk (III.1.3).

III.2. A tömegspektrométer

A folyadékban oldott gázok mérésére szolgáló rendszer következő eleme a tömegspektrométer. Feladata a membrán által szolgáltatott gázminta összetételének, illetve az egyes komponensek koncentrációjának megállapitása. Az analizist végző tömegspektrométerrel szemben fennálló követelmények közül a legfontosabb, hogy olyan tömegtartományban legyen képes mérni, amelybe a vizsgálni kivánt gázok tömegei esenek. Ha csak a normál körülmények között előforduló gázokat vesszük figyelembe, ahhoz elég az 1-50 a.t.e.-ig terjedő tartomány, de a 150 a.t.e.-ig müködő rendszer már a legtöbb mérési feladat megoldására alkalmas.

Nem szabad figyelmen kivül hagyni a tömegspektrométer érzékenységét sem. Ez szabja meg, hogy a rendszer milyen nagyságu koncentrációváltozásokat tud követni.

Fontos szempont még a spektrométer hosszuidejü stabilitása, valamint kis terjedelme és sulya. Napjainkban két tipus, a mágneses és a kvadrupól tömegspektrométer terjedt el szélesebb körben. Mindkét tömegspektrométer többé-kevésbé eleget tesz a fenti követelményeknek. Amennyiben azonos áru kvadrupól, ill. mágneses tömegspektrométert összehasonlitunk, az előbbi rugalmasabban történő felhasználhatósága, az érzékelő fej kis terjedelme, gyorsasága miatt alkalmasabb a folyadékban oldott gázok mérésére szolgáló rendszer analizátoraként.

A kvadrupól tömegspektrométer [9] két fő egységből áll: a vákuumtérbe merülő érzékelő fejből és az ezt kiszolgáló elektronikus tápegységből (7.ábra).

Az érzékelő fejet 3 részre oszthatjuk: az ionforrásra, rudrendszerre és iondetektorra.

Az ionforrás a vizsgálandó anyag semleges atomjaiból (molekuláiból), többnyire elektronütközés révén, ionokat állit elő. Ezek egy ionoptikai rendszeren keresztül az érzékelő fej következő részébe, a rudrendszerbe kerülnek. A rudrendszer négy (derékszögü hiperbola keresztmetszetü) párhuzamos rud, amelyek közül a szemköztiek azonos potenciálon vannak. A rudpárokra egyenfeszültségre szuperponált nagyfrekvenciás feszültséget kapcsolnak. Az itt kialakuló tér azzal a tulajdonsággal rendelkezik, hogy (feszültségviszonyoktól függően) mindig csak egy adott e/m-mel rendelkező iont enged át, a többi kiszóródik a rudakra. A rudakon lévő feszültségeket változtatva lehetőség nyilik a tömegspektrum felvételére. Iondetektorként rendszerint Faraday-kalitka vagy elektronsokszorozó szolgál. Az iondetektor jele további erősités után oszcilloszkópon vagy regisztrálón figyelhető meg.

VÁKUUMKAMRA



- 7. ábra. A kvadrupól tömegspektrométer elvi rajza.
- Fig.7. Schematic diagram of the quadrupole mass spectrometer.
- Рис.7. Принципиальная схема квадрупольного массспектрометра.

III.3. Våkuumrendszer

A mérést végző tömegspektrométer müködtetéséhez jobb, mint 10^{-*} mbar nyomás szükséges. Ennek előállitására különböző nagyvákuum szivattyukat használhatunk. Adott szivósebességü szivattyufajta kiválasztásánál elsősorban arra kell törekednünk, hogy a végvákuuma minél kisebb legyen, valamint a különböző gázokat közel azonos szivósebességgel szivja. A végvákuumra vonatkozó megszoritások azért fontosak, mivel a folyadékból aránylag csak kis mennyiségü gázminta kivételére van lehetőség (kiürülés, III.1.1.2.), igy a nagyobb háttér a mérés pontosságát erősen ronthatja.

Az előbbi szempontokat figyelembe véve, szivattyuként legideálisabb a turbomolekulár pumpa lenne. Ez azonban napjainkban még magas ára miatt nehezen hozzáférhető. Ezért választási lehetőségünk leszükül a getter-ion vagy a diffuziós szivattyura.

A folyadékban oldott gázok mérésekor sok esetben nemcsak un. tiszta gázokat (Ar, CO₂, O₂, N₂ stb.), kell analizálni, hanem például szerves anyagok gőzeit is. Ilyen használat mellett a getter-ion szivattyuk hamar elszennyeződnek és használhatatlanná válnak. Ezért célszerünek látszik a folyadékban oldott gázok mérésére használt tömegspektrométer vákuumrendszerébe diffuziós szivattyut épiteni. A megfelelő szivósebességű szivattyu kiválasztásához a mintavevőn másodpercenként átáramló gáz mennyiségét és a vákuumrendszer térfogatát kell figyelembe venni. A háttér csökkentése érdekében a szelepeknél, csatlakozásoknál fém vagy viton tömitéseket célszerű használni.

Irodalom

- [1] Bálint Péter, Orvosi Élettan, Medicina Könyvkiadó, Budapest, 1972.
- [2] A.I. Vogel, A Text-Book of Quantitative Inorganic Analysis (Longmans, London, 1961) 1056.0.
- [3] Analytical methods quide gyári ismertető (Orion Research, Inc. Cambridge, USA, 1975)
- [4] S. Woldring, G. Owens és D.C. Woolford, Science 153 (1966) 885
- [5] W. Jost, Diffusion in Solids, Liquids, Gases (Academic Press, New York, 1960)
- [6] A. Wald, W.K. Hass, F.P. Siew és D.H. Wood, Med. and biol. Eng. 8 (1970) 111
- [7] S. Woldring, I. Assn. Advan. Med. Instrum. 4 (1970) 43
 [8] A. Guthric és R.K. Wakerling, Vacuum Equipment and Techniques (McGraw-Hill Book Company, Inc. New York, 1949)
- [9] W. Paul és H. Steinwedel, Z. Naturforsch. 8a (1953) 448

Szakmai lektor: Balogh Kadosa

MÜHELYCNKBÖL, LABORATORIUMUNKBOL

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 239-248

PDP-11 FORTRAN ALAPPROGRAMOK, A DIGIGRAF-1008 RAJZGEP OFF-LINE HASZNALATAHOZ

SZEKELY GEZA, KELLERMANN LASZLONE * ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A DIGIGRAF-1008 sikasztalos rajzgép vezérlését megkönnyitő PDP-11 FORTRAN szubrutinokat ismertetünk felhasználói szinten és mellékeljük listájukat.

Bevezetés

A DIGIGRAF-1008 sikasztalos rajzgép - melynek fontosabb adatai az l.ábrán láthatók, saját maga által kirajzolva számos tudományos és müszaki feladat megoldásában, illetve megjelenitésében alkalmazható. Müködtetése ugy történik, hogy vezérlő egységébe olyan információt olvasunk be, melyet képes értelmezni és ennek alapján az adott rajztollat kivánt sebességgel, a kivánt utvonalon elmozgatni. Mivel e bemenő információ szintaktikáját szigoru, a felhasználó számára többnyire kényelmetlen szabályok irják elő [1], ezért célszerü a rajzgép közvetlen vezérléséhez szükséges rajzutasitásokat (a továbbiakban rajzblokkoknak nevezzük őket) egy külön e célra megirt szubrutinrendszerrel elvégeztetni. Ez a rendszer képezheti majd a különböző célfeladatok (pl. koordináta-tengelyek, hisztogram, egyváltozós függvény, stb. rajzolása) megoldására irt szubrutinokból álló rajzgépi programcsomag alapvető szintjét [2]. Ilyen célorientált programcsomag már több hazai számitóközpontban létezik dokumentált formában [3]-[4], igy ezek átvételének és felhasználásának egyetlen helyi feltétele az emlitett alapprogramok elkészitése.

E cikkben a PDP-11/40 számitógépen, FORTRAN nyelven megirt alapprogramokat irjuk le, melyek felhasználói programokból hivhatók és alkalmazásuk jelentősen egyszerübbé teszi a DIGIGRAF rajzgép használatát.

Megjegyezzük, hogy a FORTRAN gépi reprezentációját azért hangsulyozzuk a cimben, mert kihasználtuk a standard FORTRAN-IVgyel szembeni előnyeit. Enélkül csak assembly rutinok beiktatásával lett volna lehetséges a rajzblokkok szintaktikájának kielégitése. A cimbeli off-line jelző arra utal, hogy a PDP-11-en csak adathordozóra visszük az információt, majd a rajzgép ezt számitógép nélkül, önállóan értelmezi valamilyen olvasó berendezés segitségével. (Esetünkben az adathordozó * KLTE Számitóközpont, Debrecen lyukszalag, az olvasó pedig FS-1501 lyukszalagolvasó.)

DIGIGRAF - 1008 RAJZGEP

RAJZFELÜLET 1000 MM X 800 MM ALAPLÉPÉS ÉS PONTOSSÁG 0.05 MM RAJZTOLLAK SZÁMA 4 VONALTÍPUSOK SZÁMA 3 MAXIMÁLIS SEBESSÉG 250 MM/SEC VEZÉRLÖEGYSÉG TÍPUSA D3G.1 DAPOS KÉTFÉLE RAJZUTASÍTÁS (RAJZBLOKK) ;

1. EGYENES SZAKASZ VAGY KÖRTV,

2. KARAKTER 3-FELE MERETBEN

ÉS 16-FÉLE ELFORGATÁSSAL NAGYÍTÁS VAGY KICSINYÍTÉS KÉZI

VEZÉRLÉSSEL (1:2, 1:1, 2:1)

TOLLKIVÁLASZTÁS PROGRAMOZOTTAN VAGY KÉZI VEZÉRLÉSSEL

l.ábra. A rajzgép fő jellemzői.

Az alapprogramok leirása

A rajzgép egyetlen rajzblokk hatására képes egy szakaszt, egy körivet vagy egy karaktert* kirajzolni. Szakasz vagy köriv rajzolását a SZAKOR, karaktersorozat rajzolását a SZOVEG nevü szubrutin végzi. A két modul hivja (a nyilak irányában) a SEBLIM, TEST, UJTOLL, PUNCH, KIHAGY és EKEZET modulokat, melyek különböző segédfeladatokat látnak el.



E szubrutinok egymás közötti, valamint a hivó programmal való együttmüködésük során egy LAST nevü COMMON-t is felhasználnak a formális-aktuális paramétercserén kivül.

Karaktereken az irógépen kiirható jeleket értjük.

240

Ez teszi lehetővé, hogy

- 1. abszolut koordinátákban számoljunk,
- 2. a toll aktuális poziciója állandóan elérhető legyen,
- a rajzgép aktuális állapotát leiró paraméterek értéke is állandóan elérhető legyen,
- 4. a rajzgép számára készitett információ az adathordozón minimális hosszuságu legyen.

A szubrutinok részletes felhasználói leirását e közös adatmező elemeinek leirásával kezdjük.

COMMON/LAST/ XL, YL, NBLK, LMOD, LSEB, LVON, LTOLL, LRAST, LSZOG, SCALE

XL,YL - a rajztoll jelenlegi x és y-koordinátái a hivó programban használt mértékegységben

> A rajzolás megkezdése előtt a gépkezelő számára meg kell adni, hogy a tollat a papir melyik poziciója fölé helyezze. Az alapprogramok XL,YL=0.0 kezdőértéket tételeznek fel, tehát ott lesz a koordinátarendszer origója, ahová a gépkezelő a tollat viszi. Az XL és YL körültekintő változtatásával koordinátatranszformációk érhetők el.

- NBLK a legutóbb előállított rajzblokk sorszáma, 0<NBLK<1000</p>
- LMOD a rajzgép legutóbbi tevékenységét leiró paraméter (a karakterrajzolás ezt nem módositja)
 - =1 szakasz interpolálása végpont előtt lassitással
 - =2 köriv interpolálása pozitiv irányban,végpont előtti lassitással
 - =3 köriv interpolálása negativ irányban,végpont előtti lassitással

=4 - Ugyanaz, mint l, csak ez a rajzblokk mindig l:l arányban kerül kirajzolásra függetlenül a kézi vezérléstől. Kézi tollkiválasztásnál ezt a blokkot a rajzgép nem veszi figyelembe. Használata tollváltásnál előnyös.

- =5 ugyanaz, mint 2 és lásd 4-et
- =6 ugyanaz, mint 3 és lásd 4-et
- =7 ugyanaz, mint 1, csak nem lassit a végpont előtt
- =8 ugyanaz, mint 2, csak nem lassit a végpont előtt

=9 - ugyanaz, mint 3, csak nem lassit a végpont előtt

=0 - a rajzolás lezárása

LSEB	- a rajztoll legutóbbi mozgási sebessége
	- i - v _i mm/sec (O <i<9)< td=""></i<9)<>
	$\underline{v} = (0, 2, 4, 8, 15, 30, 60, 120, 250, max.)$
LVON	- a legutóbb használt vonaltipus
	=0 - folytonos vonal ()
	=1 - szaggatott vonal ()
	=2 - szaggatott pont-vonal ()
LTOLL	- a legutóbb használt toll, illetve a toll helyzete
	=0 - felemelt toll
	<pre>=1,2,3 vagy 4 - az l.,2.,3. vagy 4. tollat jelenti letett állapotban</pre>
LRAST	 a legutóbb kirajzolt karakter méretét adja meg (a rajzolás után a toll általában továbbhalad egy betüköznyit)
	=0 - 3.2×4.8 mm + 0.8 mm betüköz
	=1 - 4.0×6.0 mm + 1.0 mm betüköz
	=2 - 4.8×7.2 mm + 1.2 mm betüköz
LSZOG	- a legutóbb kiiratott karakter dőlésszöge
	=i - szög = i×360°/16 (0 <i<15)< td=""></i<15)<>
SCALE	 a felhasználó által adott skálafaktor, mely az x,y-koordináták értékeit rajzgépi alaplépés (0.05 mm) egységekbe számolja át. Ha nem adjuk meg, akkor az alapprogramok mm mértékegységet tételeznek fel, azaz SCALE=20.0-at.

A hivó program felhasználhatja a COMMON/LAST/ elemeit, de ajánlatos, hogy ne, vagy csak igen körültekintő módon változtassa értéküket. Ha a hivó programban nem szerepel a COMMON/LAST/, akkor a rajzolás a koordinátarendszer origójából indul és a mértékegység mm.

A továbbiakban gyakran hivatkozunk a COMMON elemeire, ezért csak a nevüket fogjuk feltüntetni.

SUBROUTINE SZAKOR(X, Y, OX, OY, MOD, SEB, VON, TOLL)

Szakasz vagy köriv rajzolását végzi, majd módositja a COMMON/LAST/ elemeit.

Х,Ү		ahová a tollat mozgatni kivánjuk (mértékegysége ugyanaz, mint az XL-ben és YL-ben)
0X,0Y		a rajzolni kivánt kör origója, a dimenzió azonos az X,Y-éval.
MOD		a kivánt tevékenység, értékeit lásd LMOD-nál
SEB		a kivánt sebesség, értékeit lásd LSEB-nél
VON	- ;	a kivánt vonaltipus, értékeit lásd LVON-nál
TOLL		a kivánt toll, értékeit lásd a LTOLL-nál
Megjegyzés: A rajzgép [1] dokumentációjában adottak a különböző körátmérőkhöz tartozó maximális sebességek. A SZAKOR szubrutin ennél nagyobb bemenő SEB érték esetén a táblázatból veszi az adott átmérőnél megengedhető legnagyobb sebességet. Ezért köriv rajzolása esetén legkényelmesebb a SEB=9 használata.

SZUBROUTINE SZOVEG (TEXT, N, SEB, VON, TOLL, RAST, SZOG)

N karakterrel megadott szöveget rajzol ki ékezettel ellátva az adott paraméterek szerint, utána módositja a COMMON/LAST/ elemeit.

TEXT - olyan tömb, amely a kiirásra szánt szöveget és az ebben előforduló ékezetes betükre vonatkozó információt tartalmazza. Az ékezetes betü 2 karakterből áll: az ékezet nélküli betüből és az ékezet tipusát előiró különleges, a DIGIGRAF jelkészletében nem szereplő karakterből. A lehetséges ékezetek és a hozzájuk tartozó különleges karakter: \$= 1 vonás, #= 2 vonás, @= 2 pont). Például a KÖTŐGÉP szó kiirásához a TEXT-tömb a következő K0@T0#GE\$P.

A szubrutin az alábbi karaktereket képes kirajzoltatni: betük A-Z, számok 0-9, és jelek: betüköz !"%&'()+,-./:<=>§.

N	-	a	TEXT-tömb elemeinek száma. Példánkban N=10
SEB	-	a	kivánt sebesség, értékeit lásd LSEB-nél
VON	-	a	kivánt vonaltipus, értékeit lásd LVON-nál
TOLL	-	a	kivánt toll, értékeit lásd LTOLL-nál
RAST	-	а	kivánt karakterméret, értékeit lásd LRAST-nál
SZOG	-	a	kivánt elforgatási szög, értékeit lásd LSZOG-nél
Megjegy pont es	zé	s: én	Az ékezetet a betű fölött vonás esetén 2r-5r, 2.5r-3.5r magasságban rajzolja, ahol r=(4+RAST)/10 mm.

A SEBLIM, UJTOLL, TEST, KIHAGY és PUNCH modulokkal a felhasználó nem kerül közvetlen kapcsolatba, igy nem irjuk le külön őket.(Müködésük egyébként a mellékletben adott listájukról leolvasható.) Az előbb tárgyalt két modul hibás paraméterekkel való hivása esetén hibaüzenetet kapunk és a program STOP utasitásra áll le (lásd a TEST listáját).

A mellékletben található annak a programnak a teljes listája, mellyel a 2.ábrát előállitottuk (az ábra mérethü). A lista az ábrához szükséges főprogramból és a rajzgépi alapmodulokból áll. A rajzolási idő 2.7 perc volt.



EXPONENCIÁLIS SPIRÁLOK

2. ábra. A melléklet programjának eredménye.

Irodalom

- [1] J. Bruna, J. Dovrtél, V. Hodousek, J. Masek, V. Plechác, ОКР - Общая программа черчения - ДИГИГРАФ D3G.1 (KSNP, Praha, 1977) 1-15
- [2] Székely V., Benkő T.né, Karakterisztikák-diagramok-nomogramok (Müszaki Kiadó, Budapest, 1975) 55
 [3] Babos J.-né, Bakos J., A DIGIGRÁF rajzgép (Egyetemi Számi-
- tóközpont, Budapest, 1976) 29
 [4] Bentő T.-né, Székely V., Arató A., Benkő T., R-plotter kézikönyv (KFKI-675, Budapest, 1976) 13
 [5] DEC, PDP-11 FORTRAN Language Ref. Man. (Maynard, 1975)
- 1.1-1.7 fejezet

Szakmai lektor: Zolnai László

Melléklet

	C	PROGRAM EXSPIR - EXPONENCIALIS SPIRALOK RAJZOLASA			
0001		REAL*8 CIM(3)			
0002		COMMON/LAST/ XL, YL, IDUM(7), SCALE			
0003		DATA PI2+E2P1/6,283153,535,49166/+12+13/0+-1/			
0004		DATA CIM/8HEXPONENC,8HIA%LIS S,8HFIRA%LOK/			
	C	CALL ASSIGN(2, 'PP:')			
	()	12 SPIRAL, 360/48 FOKONKENT EGYENESSEL KOZELITVE			
0005		DATA N:M/12:48/			
	C	MERTEKEGYSEG 0.1 MM			
0006		SCALE=2+0			
0007		Ii=M-1			
0008		DAL=PI2/N			
0009		DFI=PI2/M			
0010		DO 2 J=1.N			
0011		ALFA=(J-1)*DAL			
0012		R1=1,0			
0013		IF(I3,L7,0) R1=E2PI			
	()······	KEZDOPONTBA ALLITAS			
0015		CALL SZAKOR(R1*COS(ALFA), R1*SIN(ALFA),0.,0.,1,7,0,0)			
0016		DO 1 I=11,12,13			
0017		R=EXP(I*DFI)			
0018		FI=I*DFI+ALFA			
	C	SPIRAL KOZELITESE EGYENES SZAKASZOKKAL			
0019	i	CALL SZAKOR(R*COS(FI), R*SIN(FI), 0, ,0, ,1,7,0,1)			
0020		13=13			
0021		12=M			
0022		IF(I3,LT,0) 12=0			
0024	2	11=12-I3*(M-1)			
	C	KOR RAJZOLAS A SPIRALOK KORE			
0025		CALL SZAKOR(XL, YL, 0, , 0, , 2, 9, 0, 1)			
	()·····	SZOVEG ALAIRAS ES ALAHUZAS			
0026		CALL SZAKOR(-435.,-700.,0.,0.,1,7,0,0)			
0027		CALL SZOVEG(CIM+24+5+0+1+0+0)			
0028		CALL SZAKOR(XL-8.,YL-15.,0.,0.,1,7,0,0)			
0029		CALL SZAKOR(-435.,YL,0.,0.,i,7,0,i)			
	()	KEZDOPONTBA ALLAS ES LEZARAS			
00:30		CALL SZAKOR(0.,0.,0.,0.,i,7,0,0)			
0031		CALL SZAKOR(0.,0.,0.,0.,0,0,0,0)			
0032		END			

0001	SUBROUTINE SZAKOR(X,Y,OX,OY,MODE,SEB,VON,TOLL)
	C EGYENES SZAKASZ VAGY KORIV RAJZOLASA
0002	INTEGER SEB, VON, TOLL
0003	LOGICAL\$1 C(45)+PL+MI+JEL(4)
0004	DIMENSION D(4), IP(4)
0005	COMMON/LAST/ XL, YL, NBLK, LMOD, IZ(3), LRAST, LSZOG, SCALE
0006	COMMON/ALL/ MIND
0007	DATA PL, MI/1H+, 1H-/
0008	DD(2,ZL)=AINT(SCALE*(2-ZL))
0009	CALL TEST(MODE,SEB,VON,TOLL,LRAST,LSZOG,IP)
0010	XF(MODE.EQ.O) RETURN
	C KOR=2 SZAKASZ, KOR=4 - KORIV
0012	KOR=2
0013	IF(MOD(LMOD;3).NE.1) KOR=4
	C AZ ELNOZDULASOK SZAMITASA ES ELOJELEIK BEALLITASA
0015	n(3)=0.0
0016	(1)(4) = 0.0
0017	D(1) = DD(X, XL)
0018	D(2) = I(D(Y, YL))
0019	IF(KOR.EQ.2) GUTO 1
0021	D(3) = DD(UX, XL)
0022	0(4)=DD(OY,YL)
0023	1 10=0
0024	100 2 I = 1 + KOR
0025	JEL (X)=PL
0026	IF(D(T), (T, 0, 0), JFL(T) = MT
0028	IF(n(1), FP, 0, 0) $IO=IO+1$
0030	2 CONTINUE
0000	CONTINUE DE MOTDIN AC MIGNYADAN NEW KICTIN DA 1701 OKK.
	C DE A KOUETKEZO DI OKKDAN MINDEN PARAMETEDI KI KELI IDA
00.31	TECTORE KORI NIMES
0037	TE(MIND, EQ. 1) RETURN
0000	C KORTU ESETEN & SERESSES FLLENORZESE
0035	TECKOR ED. A) CALL SERI IM(D(2), D(A), TP(2))
•••••	Comment of the second s
00.17	ENCODE (44.100.C) NELS TEST (1) (TELSTABER)
00.37	*10/01.10/20
00.10	*AFV2774FV37 (00 EDBAT/CUN, T7, CUC, T2, CUV, A1, E2, 0, 714, CUV, A1, E2, 0, 724,
0000	+107.65.67.6.722.101.61.67.6.76.30.301.15.100.123
00.20	
0041	TEATACAS TA CALL KINACY(C.A.A.)
0041	TEATAZIERE II GR. ANDREAGE ANAL
0045	DO T THE A
0045	$DU = 3 \pm 1$ (4) $D = 0$ (5)
0040	2 CONTINUES CONTRACTOR CONTRACTOR
0040	S CURTINUE
00.40	
0047	
0031	
11 11 12 70	CHARTER MICHAELEN AND AND AND AND AND AND AND AND AND AN
0053	UNITED STATES
0054	
0055	ENU

0001	SUBROUTINE SZOVEG (TEXT, N, SEB, VONAL, TOLL, RASTI	ER, SZOG)
	C SZOVEG KIRAJZOLASA EKEZETTEL	
0002	INTEGER SEB, VONAL, TULL, RASTER, SZUG, 1P(4), KOD	(64)
0003	LOGICAL#1 TEXT(N),C(18)	
0004	COMMON/LAST/ XL, YL, NBLK, LMOD, IZ(5), SCALE	
	C ASCII - EBCDIC (DIGIGRAF) KODKONVER210	
	C EKEZETEK: \$ - 1 VONAS, \$ - 2 VONAS, @ - 2	PUNT
0005	DATA KOD/64,79,106, 2,-1,108,80,125,77,93,23	1,78,107,96,75,97,
	\$240,241,242,243,244,245,246,247,248,249,122,	122,76,126,110,175,
	*-3,193,194,195,196,197,198,199,200,201,209,2	10,211,212,213,214,
	\$215,216,217,226,227,228,227,230,231,232,233,	77,64,93,64,64/
0006	IF (N.LE.O) RETURN	
	C AZ ELFORGATAS BEALLITASA	
0008	R=20#(RASTER14)/SCALE	
0009	FI=0.3926991#SZOC	
0010	DX=R#COS(FI)	
0011	DY=R#SIN(('I)	
0012	DO 2 I=1.N	
0013.	CALL TEST (LMOD, SEB, VONAL, TOLL, RASTER, SZOG, IP))
	C CSAK 32 ES 95 KOZE ESO KODU JELEKET RAJZOL KI	I
0014	K0D1=64	
0015	IF(TEXT(I), GE, 32, AND, TEXT(I), LE, 95) KOD1=KOD	(TEXT(I)-31)
	C HA KODI <0, AKKOR E2 A JEL EKEZET RAJZOLASAT	RJA ELO
0017	IF(KOD1.GT.O) GOTO 1	
0019	CALL EXEZET (IABS(KOD1), DX, DY)	
0020	SOTO 2	
	COMPANY A RAIZELOKK FLOALLITASA A C TOMBBEN	
0021	1 ENCODE (12, 100, C) NRLK, 1P(2), KOD1, (P(4), (P(3))	
0022	100 FORMAT (1HN, 17, 1HF, 11, 1HD, 17, 1HH, 17, 1HD, 12)	
0023	(E(IP(2), ED, 1)) CALL KTHACY(C.5.4)	· ·
0025	VE(VP(A), EQ. 1) CALL KTHACY(C. 11.1A)	
0027	IE(IP(3), EQ, 1) CALL KINACY(C, 15, 17)	
0	C AZ AKTHALIS KODDINATAK REALLITASA	
0029	YI =YI IDY	
0030	YI #YI INY	
0031	CALL PUNCH(C. 17)	
0032	2 CONTINUE	
0033	RETURN	
0034	END	

0001	SUBROUTINE TEST(MOD, SEB, VONAL, TOLL, RASTER, SZOG, P)	0001	
	C ELLENORZI ES DIGIGRAF FORMABA KONVERTALJA A PARAMETEREKET		C
0002	INTEGER SEB, VONAL, TOLL, RASTER, SZOC, P(4), G(9)	0002	
0003	COMMON/LAST/ XL, YL, NBLK, LMOD, LSEB, LYON, LTOLL, LRAST, LSZOG, SCALE	0003	
0004	COMMON/ALL/ MIND	0004	
0005	DATA SCALE, XL, YL, NBLK, LNOD, LSEB, LYON, LTOLL, LRAST, LSZOG, NZTOLL/		C
	\$380.0.0.6811/.6/1.2.3.41.42.43.91.92.93/	0005	
	C HA A SCALE-T NEN ADTAK MEG, A KOURDINATAKAT MN-BEN VESZI	0006	
0006	IF (NBLK, EQ. 0. AND, SCALE, EQ. 0.0) SCALE=20.0	0007	
	C HA MOD=0: LEZARJUK A RAJZOLAST	0008	
8000	IF (MDD, ED, Q) CALL (INCH(C,Q)	0010	
0010	IF (MOD. EQ. O) BETTIEN	0011	
0012	K=Q	0012	
	MUREMORDETT EDTENIEK & DADAMETEDEKT	0017	
0013	IF (MD) (T, 1, 00, MD) (T, 0) K=1	0014	۹.
0015		0014	
0010	TECONIC TO CONTRACT STREET	0013	
0017	IF (VORAL, LT.O. UK, VURAL, GT.2) K*3	0016	
0019	IF (TOL., LT. 0. UK, TOL., (ST. 4) K=4	0017	
0021	IF (RASTER.LT.O.OK.RASTER.GT.2) K=5		C
0023	IF(SZ05.L.T.0.0R.SZ0C.GT.15) K=6	0018	
	C NEA. HIBAUZENET ES STOP	0019	
0025	IF (K.GT.O) GOTO 2	0021	
	Gamma IGEN, KONVERTALAS DIGIGRAF RAJZBLOKK FORMARA	0023	
0027	P(1)=G(MOD)	0024	
0028	F(2) = SEB	0026	
0029	P(3)=10#V0NAL+T0LL	0028	
0030	P(4)=40#RASTER1SZOC		ε
0031	IF(NBLK.EG.O) GOTO 1	0029	
	Comment TOLLVALTAS+ HA SZUKSECES	0030	
0033	IF (TOLL.ER.NZTOLL.OR.TOLL.ER.O.OR.NZTOLL.EQ1) GOTO 11	0031	
0035	CALL UJTOLI (TOLL + N2TOLI)	0032	
0036	6070 1	0033	
0037	11 IF(MIND.NE.O) GOTO 1		
0039	IF(MOD, EQ, LMOD) $f'(1) = 1$		
0041	IF(SEB, EQ, LSEB) $f'(2) = -1$		
0043	TE (UDNAL, ED. LUON, AND, TOLL, ED. LTOLL) P(3) =-1		
0045	IF (RASTER, ED. RAST, AND, SZ06, ED. SZ06) P(4)=-1		
	C & COMMON/LAST/ ELEMETNEK AKTUALIZALASA		
0047			
0048	I SE BASCER		
DOAS			
0050			
AAN S			
00601			
0032			
0053	BIND=0		
0054	KILLUKN		
0055	2 PRINT 100, K, MOD, SEB, VONAL, TULL, RASTER, SZOG		
0056	100 FURMAILY A >12, ', PARAMETER HIDAS: MOD=',12,' SEB=',12,		
	# _ VUNAL=', I2, ' TOLL=', I2, ' RASTER=', I2, ' SZOG=', I2)		
0057	STOP		
0058	LMD		

0001		SUBROUTINE EXEZET(L, DX, DY)		
	C	A KIRAJZOLT BETU FOLE EKEZETET TESZ		
0002		INTEGER P(4)		
0003		COMMON/LAST/ XL, YL, NBLK, IP(4), LRAST, LSZOG, SCALE		
0004		COMMON/ALL/ MIND		
	C	AZ ELFORGATAS BEALLITASA		
0005		X(I,J)=XL+O,i*(I*DX-J*DY)		
0006		<pre>(X1*Tite in the interval and interval a</pre>		
0007		R=2\$(LRAST+4)/SCALE		
8000		IF(L.LT.1.OR.L.GT.3) KETURN		
0010		DO 1 I=1,4		
0011	1	P(I)=IP(I)		
0012		IF(L.GT.1) GOTO 2		
	C	AZ EKEZET 1 VONAS		
0014		CALL SZAKUR(X(-6,14),Y(-6,14),0.,0.,1,7,0,0)		
0015		CALL SZAKOR(X(0,3),Y(0,3),0.,0.,1,7,0,P(4))		
0016		CALL SZAKUR(X(6, -17),Y(6, -17),0.,0.,1,7,0,0)		
0017		6010 3		
	C	L=2 - 2 VONAS, L=3 - 2 PONT AZ EKEZET		
0018	2	CALL SZAKOR(X(-8,14),Y(-8,14),0.,0.,1,7,0,0)		
0019		IF(L.EQ.2) CALL SZAKOR(X(0,3),Y(0,3),0.,0.,1,7,0,P(4))		
0021		IF(1.EQ.3) CALL SZAKOR(XL, YL, XL, YL+0.5\$R, 2, 2, 0, P(4))		
0023		CALL SZAKOR(X(4,0),Y(4,0),0.,0.,1,7,0:0)		
0024		IF(L.EQ.2) CALL SZAKOR(X(0,-3),Y(0,-3),0.,0.,1,7,0,P(4))		
0026		IF(1.EQ.3) CALL SZAKOR(XL,YL,XL,YL+0.5*R,2,2,0,P(4))		
0028		CALL SZAKOR(X(4, 14), Y(4, 14), 0., 0., 1, 7, 0, 0)		
	C	A KOVETKEZO BLOKKBAN MINDEN PARAMETERT KI KELL IRNI		
0029	3	MIND=1		
0030		DO 4 I=1,4		
0031	4	Ib(I)=b(I)		
0032		RETURN		
0033		END		

0001	SUBROUT I
	C DIGIGRAF
0002	LOGICAL #
0003	COMMON/L
0004	DATA K/1
	\$201,202,0
0005	IF (N.EQ.
	Commen AZ FREDMI

0001	SUBROUTINE FUNCTION	0001		SUBROUTIN
0001	C DIGYURAE RAJZBLOKK KIIRASA A 2 SZAMU PERIFERIARA		C	TOLL VAL TAS
0002	LOGICAL #1 C(N) K(41) - EOR - EOF - B	0002		INTEGER U.
0003	COMMON/LAST/ XL . YL . NRLK . 17(6) . SCALE	0003		LOGICAL #1
0004	NATA K/127.128.51.180.53.54.183.184.57.58.9#0.68.0.198.71.0.	0004		COMMON/LAS
	#201,202,0,0,77,78,0,0,209,6#0,216,87/,EOB,EOP/10,1H:/	0005		DATA PL.M.
0005	IF(N.EQ.0) G010 3		C	KET TOLL I
	COMMAN AZ EREDNENY (END OF BLOCK'-KAL KEZDODIK	0006		IY=ABS(OT
0007	IF(NBLK.EQ.O) WRITE(2,200) EDB	0007		JL=P1.
0009	i. = 1	0008		IF (OTL.LT
0010	DU 1 I=1.N		C	AZ Y-ELMO
0011	B=C(I)	0010		ENCODE (20
0012	IF (B.FQ.O) GOTO 1		C	A G41 MIA
0014	IF (B, EQ, 32) B=48	0011	100	FORMAT(1H
0016	IF(B, CT, 4B) B = K(B-4B)		C	A RAJZBLO
0018	C(1) = k	0012		CALL PUNCI
0019		0013		OTI.=UJTL
0020	1 CONTINUE	0014		RETURN
0021	2 C(L)=EOB	0015		END
0022	IF(L,LE,5) RETURN			
	COM KIIRAS, HA A SURSZAMNAL TOBB INFORMACID VAN A BLOKKBAN			
0024	WRITE(2,200) (C(I),I=1,L)			
	C ELLENORZU KIIRATAS	0001		SUBROUTIN
0025	D PRINT 100, NBLK, XL, YL, (C(I), I=5+L-1)		C	KORIV RAJ
0026	D 100 FURMAT(14.2E10.2.5X.40A1)		C	D = KORATI
V	C A 999, BLOKK LITAN AT 1. BLOKK KOUFTKETTK	0002		D=0.01#SQ
0027	NBI KAMBI KAS	0003		J=3
6029	TE(NEW) K. ED. (000) NIN K=1		C	J A MEGENI
0030	RETIEN	0004		IF (D.GT.1.
0000	AT UTOLSO KTIRAS (END OF PROCESS)	0006		IF (D.GT.3.
0031	3 MRTTE(2,260) EOP	8000		IF (D.GT.10
0032	2(0 EDRMAT(4541)	0010		IF (D. GT. 20
0033	RETINN	0012		IF (D.GT.40
0034	ENI)		C	A KIVANT
0004	1	0014		IF (ISEB.G)

0001		SUBROUTINE UJTOLL (UJTL, OTL)
	C	TOLLVALTAS MIATTI Y ELMOZDULAS VEGREHAUTASA
0002		INTEGER UUTL. OTL
0003		LOGICAL#1 PL,MI,C(20)
0004		COMMON/LAST/ IZ(4), NDLK, IZZ(6), SCALE
0005		DATA PL, MI/1H+, 1H-/
	C	KET TOLL KOZOTTI TAVOLSAG 2 CM
0006		IY=ABS(OTL-UJTL)=2000.
0007		JL=P1.
0008		IF(OTL.LT.UJTL) JL=MI
	C	AZ Y-ELMOZDULAST OKOZO RAJZBLOKK ELOALLITASA
0010		ENCUDE(20,100,C) NBLK, JL, IY
	C ·····	A G41 MIATT KEZI TOLLKIVALASZTASNAL EZ A BLOKK HATASTALAN
0011	100	FORMAT(1HN, 13, 4HC41Y, A1, 15, 5HF7R00)
	C	A RAJZBLOKK KIIRASA A 2 SZAMU PERIFERIARA
0012		CALL PUNCH(C, 20)
0013		OTL=UJTL
0014		RETURN
0015		END
0001	C	SUBROUTINE SEBLIM(X,Y,ISEB) KORIV RAJZOLASI SEBESSECENEK ELLENORZESE ILL. BEALLITASA
0000	.,	
0002		
0000	C	LA MEGENGEDETT LECHACYOPP CENCORD
0004		IF (D. GT. 1. 0) IFA
0006		IE(D,CT,Z,G) (=5)
0008		II (D (T (T (D (0)))) = 0
0010		IF(D, GT, 20, 0) = 7
0012		IF (D. GT. 40.0) 1=8
	C	A KIVANT SERESSED HELVETT I. HA AT NECKORD I HEL
0014	-	IF (ISEB, GT., I) ISEB !!
0016		RETURN
0017		END
0001		SUBROUTINE KIHAGY(KAR, 11, 12)
	C	A KAR TOMB 11 12. ELEMEIT KINULLAZZA
0002		LOCICAL#1 KAR(45)
0003		DO 1 I=I1,I2
0004	1	KAR(I)=0
0005		RETURN

END

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 249-258 AZ ATOMKI ÖTMILLIÖ VOLTOS VAN DE GRAAFF-GYORSITÖJÄNAK VAKUUMRENDSZERE

BERECZ ISTVAN, PAPP ISTVAN

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

1. Bevezetés

Az ATOMKI ötmillió voltos Van de Graaff generátorával (VdG-5) kapcsolatban több közlemény [1-3] jelent meg, s ezek részletes ismertetést adnak a generátor különböző egységeinek a tervezéséről, üzemi paramétereiről. Az alábbiakban a VdG-5 fő- és kisegitő vákuumrendszerének tervezésével, felépitésével foglalkozunk.

A VdG-5 részecskegyorsító vákuumrendszerét elvileg két részre oszthatjuk. Az egyik az un. fővákuumrendszer, amelynek az a feladata, hogy a gyorsítócsőben biztosítsa a megfelelő (legalább 10⁻⁶mbar) vákuum elérését, illetve fenntartását. A másik a kisegítő vákuumrendszer, amely több, egymástól független, azonos felépítésű, az előzőtől kisebb vákuumállványt [10] foglal magába. Az utóbbi szivattyu egységek biztosítják a több irányba szétágazó iontranszport rendszerben a vákuumot.

2. Fővákuumrendszer

A VdG-5 gyorsitócsöve [4] vákuumtechnikai szempontból is az egész berendezés egyik legkritikusabb része. A 3,84 m hosszu, 120 db szigetelő üveg gyürüből és közel ugyanannyi speciális alaku fém elektródából (lásd 1. ábrát) összeragasztott gyorsitócső 5 millió volt feszültségnek, ugyanakkor kivül 10 atm. nyomásnak van kitéve. A gyorsitó müködésekor 10⁻⁶mbar körüli vákuum biztositásáról kell gondoskodni az egyébként bonyolult szerkezeti felépitésű (ionoptikai elektródarendszert tartalmazó) gyorsitócsőben.

Fontos tényezőként vettük figyelembe, hogy a gyorsitócső felső végén müködő ionforrás (lásd 2.a. ábrát) állandó gázbeömlést szolgáltat, és beömlés mellett kell a szivattyurendszernek a megfelelő vákuumról gondoskodni. A gyorsitócső szivattyurendszerének megtervezésénél mindenekelőtt becsléseket végeztünk a gyorsitócső vezetőképességére. Az 1. ábrán látható vázlat szerint a gyorsitócső áramlástani szempontból elég bonyolult blendesornak tekinthető. Közelitő számitások [5]



1.a. ábra. A gyorsitócső elektródarendszere.

alapján az egész gyorsitócső yezetőképessége H₂ gázra 50±10 % 1/sec -nek adódott, amely 10[°] mbar+1/sec H₂ gázbeömlés esetén 2.10⁻⁵ mbar vákuum fenntartását teszi lehetővé a gyorsitócső ionforrás 5.1őli végén. Ez a vákuum akkor érhető el, ha a gyorsitócsövet szivó effektiv szivósebesség legalább tizszerese a gyorsitócső vezetőképességének [5]. Az alábbiakban láthatjuk, hogy a fenti követelmény olajdiffuziós szivattyuval is teljesithető, megfelelően méretezett olajcsapdák, szelepek és csővezetékek alkalmazása esetén.

Az egyik problémát az okozza, hogy a diffuziós szivattyut nem helyezhetjük a gyorsitócső közvetlen közelébe. Igy a közbeeső csővezeték vezetőképessége már maga jelentősen csökkenti a gyorsitócsőnél elérhető effektiv szivósebességet. Igaz, a cső átmérőjének a növelésével javithatjuk a csővezeték vezetőképességét, azonban az átmérő növelésének is korlátai vannak. A szivósebességet leginkább a diffuziós szivattyuknál alkalmazandó gőzterelő, valamint a kifagyasztócsapda csökkenti. Nyilvánvaló, hogy a vizzel vagy a cseppfolyós N₂-nel hütött csapdák annál hatásosabban kondenzálják a leszivandó térbe diffundáló szerves gőzöket, minél többszöri ütközésre kényszerülnek a csapdán való áthaladáskor. Ez viszont nagymértékű vezetőképesség csökkenést idéz elő, tehát az effektiv szivósebesség a szivattyu tényleges szivósebességének egy tört részére csökken.

A szivattyurendszer és a leszivandó tér között feltétlenül szükséges egy nagyvákuumszelep alkalmazása is. Esetünkben a csővezetéknek megfelelő ATOMKI-NA-300-as pillangószelepet használunk, ami konstrukciójából eredően elhanyagolható vezetőképesség csökkenést eredményez.

A 2.a. ábrán vázlatosan mutatjuk be a fővákuumrendszert, mig a 2.b. ábra e rendszer fényképe. Amint látható, tetemes hosszuságu csővezetéket kell alkalmaznunk a szivattyu és a gyorsitócső alsó vége között. A gyorsitócső és a hozzá csat-



l.b.ábra. A gyorsitócső vázlata.









2.b. ábra. A fővákuumrendszer fényképe.

lakozó függőleges csőszakasz jelentős része nagynyomásu térben (kb. 10 bar) van, ezért annak az átmérője csak egy megengedett mértékig növelhető. Ugyanakkor a tartályon kivüli csővezetékek (könyökcsövek, vizszintes csődarab, stb.) nagyobb átmérővel rendelkeznek. A pillangószelep előtti térben a diffuziós szivattyu fölött helyezkedik el egy vizzel hütött olajgőzterelő, valamint egy cseppfolyós N2-nel hütött kifagyasztó csapda. Ezeknek a méretezését természetes módon a csővezeték és a diffuziós szivattyu adatai szabták meg. A diffuziós szivattyut többirányu megfontolás alapján 2000 1/sec szivósebességüre terveztük (levegőre vonatkoztatva) [7], [8]. Az elkészült szivattyu tényleges szivósebessége levegőre közel 3000 1/sec-nak adódott. A csővezetékek [5] alapján számitott és a csapdák kimért [6] vezetőképessége összesen C=370 l/sec-ot tett ki levegőre (H2-re 1480 lit/sec). A gyorsitócső alsó végén az effektiv szivósebesség 330 l/sec-nak adódott levegőre vonatkoztatva. Mivel H2-re mind a diffuziós szivattyu szivósebessége (5400 lit/sec), mind a csövek vezetőképessége na-gyobb, 330 lit/sec helyett 1160 lit/sec effektiv szivósebességgel számolhatunk. Ez bőven kielégiti az előzőekben támasztott igényeket.

A 2.ábrán látható szivattyurendszer egy Edwards ES-250 15 m³/ó szivóteljesitményű forgószivattyuból, egy ATOMKI-ODF-400 és ATOMKI-ODF-2000 olajdiffuziós szivattyuból, valamint a hozzájuk tartozó vákuumszerelvényekből áll [6]. Az ATOMKI-ODF-400 diffuziós szivattyu alkalmazásával egyrészt az volt a célunk, hogy a forgószivattyuban használt olaj gőzének a nagyvákuumtérbe való feljutását megakadályozzuk. Másrészt ilyen módon biztositottuk az ATOMKI-ODF-2000 szivattyu számára a lényegesen jobb elővákuumot, ami hosszutávon kedvézően hat annak müködési körülményeire (pl. hatásosabb olajtisztulás).

Az elővákuum vezetékben egy Zeiss-VVm 32 mágneses biztonsági szelepet alkalmaztunk, amely hálózatkimaradás esetén lezárja a diff. szivattyukat. Az itt alkalmazott puffer tartály kb. 10 perc időtartamra biztositja az ATOMKI-ODF-400 számára az elővákuumot áramkimaradás esetén. A két diffuziós szivattyu között egy vizhütéses ATOMKI-GT 400 gőzterelő helyezkedik el. Kisegitő szivattyuként 1 SC 450'25 m³/óra szivóteljesitményü) forgószivattyut használunk, amelyik az esetenként fellevegőzött gyorsitótér elővákuumra való leszivását teszi lehetővé. Itt a forgószivattyu szivócsöve felett egy kis méretü cseppfolyós nitrogénnel hüthető csapda van, hogy megakadályozzuk a forgószivattyu olajgőzének a rendszerbe való feljutását.

A fent ismertetett fővákuumrendszerben elérhető végvákuum gázbeömlés nélkül 2x10⁻⁷ mbar, de az ionforrás müködésekor sem romlik el 10⁻⁶ mbar-nál rosszabb értékre. Természetes, hogy a viszonylag nagy ellenállásu gyorsitócsőben a gázáramlás nagyságától függően a cső ionforrás felőli végénél a nyomás 2-3.10⁻⁵mbar. Ez a vákuum feltétlenül szükséges az itt lévő nagyfeszültségü elektródák elektromos szigeteléséhez.

A fővákuumrendszerben az elővákuumot TUNGSRAM-Mü-72 Pirani vákuummérő müszerrel és H8L mérőcsővel mérjük, több mérőhelyen. A nagyvákuum mérése TUNGSRAM-MÜ-81 ionizációs vákuummérővel történik TUNGSRAM-IM-22 mérőfejekkel. A mérőhelyek a 2.ábrán láthatók.

Végül megemlitjük, hogy a nagyvákuumrendszert egy biztonsági szelep védi a nagynyomásu térből történő esetleges gázbetörésnél, amely megakadályozza 0,5 bar-nál nagyobb tulnyomás kialakulását a vákuumtérben.

3. Kisegitő-vákuumrendszer

A fővákuumrendszer és a nyalábcsatornák rendszere az analizáló mágnes, egy mágneses kvadrupollencse és a kapcsoló mágnes közvetitésével csatlakozik. Az emlitett elemek részletes leirása és a nyalábtranszport rendszer teljes elrendezési rajza a [9] közleményben található. A vizszintes irányba eltéritett, majd több irányba szétágazó 15-20 méteres ionnyaláb-vezető csövekben is megfelelő vákuumot kell biztositanunk. Ezen csővezetékek méretét nem volt célszerű ATOMKI-NA-80-as-nál nagyobb átmérőjüre választani, mivel a bennük alkalmazott szerkezeti elemek, rések, szükületek amugy is részekre tagolják a vezetékrendszert. (3.a. és b.ábra). Igy adódott az a megoldás, hogy a kialakult csőszakaszokat egy-egy kisebb teljesitményű vákuumállvánnyal (segédvákuum-egység) szivattyuzzuk, amely egy teljes, önálló nagyvákuum rendszer, leirása a [10] közleményben található meg.

A vizszintes iontranszport rendszer csővezetékei ATOMKI-NA-80-as pillangó-szelep és csőmembrán közbeiktatásával csatlakoznak a segédvákuum-egységekhez. Az iontranszport rendszer NA 80-as nagyvákuumzsilippel választható le a fővákuumrendszerről a függőleges csővezetékben. A kapcsolómágnes után lévő öt



3.a.ábra. Az iontranszportrendszer analizáló- és kapcsolómágnes közötti részének fényképe.



3.b.ábra. Az iontranszportrendszer kapcsolómágnes utáni öt ioncsatornájának fényképe.

ionnyaláb-vezeték egyes szakaszai szétválaszthatók egy-egy ATOMKI-NA-80-as vákuumzsilip segitségével. Az iontranszport rendszer csővezetékei szabványositott hosszuságu (l modul = 0,5 méter) darabokból épülnek fel, ami tág változtatási lehetőséget biztosit a különböző célu mérőcsatornák kiépitéséhez.

A fő- és kisegitő-vákuumrendszer csővezetékrendszere Ko-36-os rozsdamentes acélból készült. Vákuumtömités céljára Edwards nitril"O" gyürüket használunk.

Megemlitjük, hogy a teljes vákuumrendszerben alkalmazott összes vákuumtechnikai eszközök, szerelvények (a forgószivattyuk, a mágneses biztonsági szelep és vákuummérők kivételével) tervezése és kivitelezése az ATOMKI-ban történt.

A VdG-5 fent ismertetett szivattyurendszere közel egy évtized óta több, mint 20000 órát müködött.

Az intézet legnagyobb elektrosztatikus részecskegyorsitó berendezésének egyik legfontosabb müködési feltétele a megfelelő vákuum biztositása. A vákuumrendszer megbizható üzemével hozzájárul a müködő gyoristóberendezés tervszerű kihasználhatóságához.

Ezuttal mondunk köszönetet mindazoknak, akik közremüködtek a VdG-5 vákuumrendszeréhez szükséges eszközök kivitelezésében, összeszerelésében és üzembehelyezésében.

Irodalom

- [1] E. Koltay és A. Szalay, ATOMKI Közl. <u>16</u> (1974) 181
- [2] A. Kiss, E. Koltay, I. Papp és A. Szalay, ATOMKI Közl. 18 (1976) 1
 [3] E. Koltay, Gy. Mórik és E. Somorjai, ATOMKI Közl. 17
- [3] E. Koltay, Gy. Mórik és E. Somorjai, ATOMKI Közl. <u>17</u> (1975) 131
- [4] I. Berecz, A. Kiss, E. Koltay, I. Papp, A. Szalay és R. Dzmuran, ATOMKI Közl. 19 (1977) 379
- [5] A. Guthrie és R.K. Wakerling, Vacuum Equipment and Techniques (McGraw-Hill Book Company, Inc., New-York -Toronto - London, 1949)
- [6] Berecz I. és Papp I., Nukleáris Gépészeti Konferencia kiadványa, szerk.:Csőke A. (Gépipari Tudományos Egyesület, Bp., 1970) 81.0.
- [7] Berecz I. és Papp I., ATOMKI Közl. 16 (1974) 175
- [8] Berecz I., ATOMKI Közl. 12 (1970) 61
- [9] E. Koltay, Gy. Mórik, I. Papp, Gy. Szabó és Gy. Bácskai, ATOMKI Közl. 20 (1978) 181
- [10] Berecz I., Papp I. és Szabó S., ATOMKI Közl. 12 (1970) 69

Szakmai lektor: Koltay Ede

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 259-264

FESZULTSEG-FREKVENCIA KONVERZION ALAPULO INTEGRATOR ATOMABSZORPCIOS SPEKTROFOTOMETERHEZ

SAMSONI ZOLTAN, PINTER GEZA

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A szerzők egy saját fejlesztésü integrátort ismertetnek, amely az analóg kijelzésü atomabszorpciós spektrofotométer mérési eredményeit pontosabbá és reprodukálhatóbbá teszi. Az integrátor tulajdonképpen egy feszültség-frekvencia konverter, amelynek a kimenetén adott idő alatt megjelenő impulzusok száma arányos a bemeneti feszültség átlagértékével és a mérési időtartammal. Egy minta teljes mérésének ideje 35 s, ebből 20 s az impulzusok számának mérési időtartama.

Bevezetés

Néhány évvel ezelőtt forgalomba hozott egyszerübb atomabszorpciós spektrofotométerek nagyobb hányada nem tartalmaz integráló egységet, hanem csak egyszerü analóg kijelzésű műszert. Többek között ilyen az ujnak számitó jénai Zeiss AAA-1. atomabszorpciós spektrofotométere és a MOM Spektromom-190. is.

Bezur és munkatársai a XX. CSI-n ismertettek [1] egy általuk megtervezett és elkészitett, automatikus korrekciós rendszerrel kiegészitett elektronikus integrátort.

Optikai és elektronikus felépitésében egyébként azonos készülék beépitett integrátorral és digitális kijelzővel 30-50 %-kal drágább az egyszerű analóg kijelzésű műszert tartalmazó készüléknél. Analóg kijelzés esetén a mért érték leolvasása meglehetősen bizonytalan. A kijelzett érték nyugalmi helyzetben a skála végkitérésére számitva 0,5-1,0 %-nyi pontossággal olvasható le. A láng kis mértékü, de elkerülhetetlen egyenetlensége folytán a kijelzett érték állandóan változik. Ez az ingadozás többféle módon csökkenthető, de nem szüntethető meg. Ily módon a leolvasás bizonytalansága a skála végkitérésére számitva 2-2,5 %-ra is felmehet. Ez főleg kis abszorbancia értékeknél terheli nagyobb hibával az eredményt. A nagyobb pontosságra, a mérési eredmények jobb reprodukálhatóságára való törekvés tökéletesebb eredménykijelzést igényel. Ezt valósitja meg az intézetünkben tervezett és előállitott integrátor egység.

A készülék müszaki leirása és felépitése

A Beckman Mod. 485. atomabszorpciós spektrofotométerünkhöz régebben adaptált saját fejlesztésü automata mintaváltó készüléket [2] ugy szerkesztettük meg, hogy 35 s mérési időtartam és 25 s mintatovábbitási fázis váltogatják egymást. A mérési ciklus alatt az atomabszorpciós spektrofotométerből 0-100 mV között egy meghatározott érték körül ingadozó - az abszorbancia értéknek megfelelő – egyenfeszültséget kapunk. (Lásd 1.ábra).



l.ábra. Recorder által kijelzett mérési ingadozások.

Igy az eddig használt 3 digites multiméter nem volt pontosan leolvasható. A mérési eredmények megbizhatóságát ugy lehet növelni, hogy az időben változó feszültségértékeket összesitjük és átlagoljuk. Ezt a feladatot oldja meg a feszültségfrekvencia konverter.

A konverter kimenetén At idő alatt megjelenő impulzusok száma (N) a következő összefüggéssel adható meg:

 $N=f_{o}\int_{0}^{\Delta t}U_{be}(t) dt, \qquad (1)$

ahol f_o a konverterre jellemző arányossági tényező, U_{be}(t) a bemeneti feszültség az idő függvényében. Mivel a bemeneti feszültség átlagértéke U_{be}(t) a Δ t időintervallumban

$$\overline{U_{be}(t)} = \frac{1}{\Delta t} \int_{0}^{\Delta t} U_{be}(t) dt, \qquad (2)$$

(1) alapján a következőt irhatjuk:

$$N = f_{o} \cdot \Delta t \cdot \overline{U_{be}(t)}$$
(3)

Azaz a kimeneti impulzusok száma arányos a bemeneti feszültség átlagával és a mérési időtartammal. A feszültség-frekvencia konverter elvi rajza a 2.ábrán látható.



2.ábra. A feszültség-frekvencia integrátor kapcsolási rajza.

A mérendő feszültség a $+U_{be}$ pontra csatlakozik. Ugyanez a feszültség megjelenik az R₁ ellenálláscsoport felső pontján is és a bemenő jellel arányos áramot hajt át a T₁ FET-en és a T₂ tranzisztoron keresztül a "C" kondenzátorba. A kondenzátor igy a bemenő feszültségtől függő árammal töltődni kezd. Az IC-2 komparátor a "C" kondenzátoron lévő feszültséget méri. Ha az A pont feszültsége eléri a komparátor billenési szintjét, a komparátor indítja az IC-3 monostabil multivibrátort. A monostabil multivibrátor kb. 1,4 µs szélességü impulzust ad a T₅ tranzisztornak, amely kinyitja a T₄ tranzisztort. Ez kisüti a kondenzátort egy 10 ohmos ellenálláson keresztül. Ezután a kondenzátor ujra alaphelyzetbe kerül, ismét töltődni kezd és az előbb leirt folyamat ciklikusan ismétlődik. A kimeneti impulzusokat a T₆ és T₇ tranzisztorból álló inverter F_{ki} jelü pontjáról kell egy számlálóba vezetni.

"À jellemző pontokon a jelalakok a 3.ábrán láthatók. A jelalakokat és időértékeket 100 mV bemeneti feszültségnél ábrázoltuk. Az áramkört ugy méreteztük, hogy 100 mV maximális bemenő jelnél 1000 Hz legyen a kimeneti impulzussor frekvenciája. A feszültség-frekvencia konverter tápfeszültségeivel szemben követelmény, hogy hálózati stabilitásuk 10" legyen ±10% hálózati feszültségváltozásra. Méréseink szerint a bemenő feszültség és a kimenő frekvencia közötti integrális linearitás értéke jobb, mint 10⁻³.



3.ábra. A jellemző pontok és jelalakok feszültség és idő értékei.

Mérési összeállitás az integrátor alkalmazásával

Az egyes müszerek összekapcsolását a 4.ábrán bemutatott blokkséma ábrázolja.



4.ábra. A mérésben résztvevő müszerek összekapcsolása.

A blokksémán látható NC-800 tipusu impulzus (5 dekádos) számláló is ATOMKI gyártmányu és az időalapja állitható, 0,1-8000 s között 20 fokozatban. Részünkre a 8, 10 és 20 s-os mérési időtartam jöhetett szóba. Tekintettel arra, hogy az előzőekben már emlitett automatikus mintaváltónak a mérési időtartama 35 s, ezért a megbizhatóbb és reprodukálhatóbb mérési eredmények elérése érdekében számlálási időtartamként 20 s-ot választottunk, oly módon, hogy a számláló inditását egy vezérlő elektronika késlelteti 10 s-mal a minta mérésének kezdetéhez képest. Ez a 10 s elegendő arra, hogy az atomabszorpciós spektrofotométernél általánosan használt 8 s válaszidő mellett a mérendő abszorbancia értéknek megfelelő feszültséget megkapjuk. Az integrálási idő tehát a 35 s mérési időből a 10-30 s közé eső 20 s. Az utolsó 5 s-ot figyelmen kivül hagyjuk. (Lásd 5.ábra).



5.ábra. Recorder által kijelzett mérési értékek integrálása a feszültség-frekvencia konverterrel.

A vezérlő elektronikát, amelynek a kapcsolási rajzát a 6.ábrán láthatjuk, az automatikus mintaváltóból jövő kb. 130 V effektiv értékü váltakozófeszültség megjelenése inditja.



6. ábra. A vezérlő elektronika kapcsolási rajza.

A számláló a 10 s késleltetés után (B) a kapott START jelet követően a beállitott ideig (20 s) fogadja a feszültségfrekvencia konverter impulzusait. Ennek leteltével STOP állapotba kerül (C). Ekkor leolvasható a számláló. A kijelzett számérték a következő mérési ciklus kezdetéig (30 s-ig) marad látható, amikor a vezérlő elektronika törli.

Mint emlitettük, a feszültség-frekvencia konverter 100 mV bemenő jelre 1000 kimeneti impulzust ad. Az $\frac{1000Hz}{100mV} = \frac{10Hz}{mV} = f_0$ érték a feszültség-frekvencia konverter állandója. A számláló által kijelzett értéket a (3) képlet alapján a következőképpen lehet feszültséggé átszámitani:

$$\overline{U_{be}(t)} = \frac{N}{f_0 \Delta t}$$
,

ami az előzőekben emlitett 20 s mérési idővel igy alakul:

$$\frac{V_{be}(t)}{10[\frac{Hz}{mV}] \cdot 20[s]} = \frac{N}{10[\frac{1}{mVs}] \cdot 20[s]} = \frac{N}{200}[mV]$$

Tehát a mérendő feszültség értékét ugy kapjuk, hogy a számláló által kijelzett értéket 200-zal osztjuk. Ebből már meghatározható az ennek megfelelő abszorbancia értéke.

Irodalom

- [1] L. Bezur, L. Pálos, T. Cserfalvi, E. Pungor, Proceed. of the XX th Colloquium Spectroscopicum Internationale, szerk.: (The Czehoslovak Spectroscopic Society of the Czehoslovak Acad. of Sci., Prague, 1977) 161.0.
- [2] Sámsoni Z. és Mórik Gy., Magyar Kémikusok Lapja 31 (1976) 390

Szakmai lektor: Jeney Sándor

ATOMKI KÖzlemények 21 (1979) 265-279 TUDOMÁNYOS-ÉS ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK, ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK

ATOMKI-1978

TUDOMANYOS ELÖADASOK

1. ANTONY,M.S. <u>KISS Á</u> KOLTAY E. NYAKÓ B. PINTYE É. SOMORJAI E. SZABÓ GY. VÉGH L. ZOLNAI L.

2. <u>APAGYI B.</u> VERTSE T. Gammaspektroszkópiai vizsgálatok a Van de Graaff generátoron.

IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

A ${}^{12}C({}^{6}Li,d){}^{16}O[O_1^+, O_2^+]$ reakciók vizsgálata DWBA közelitésben.

IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

3. <u>APAGYI B.</u> VERTSE T. Calculation of the ¹²C(⁶Li,d)¹⁶0₀⁺, o⁺₂

> XV. Совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 4-7 Июля 1978 г.

<u>APAGYI B</u>. Configuration mixing effect in the α-transfer reactions.

VIII. Symposium on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig, (DDR), November 13-17, 1978.

 <u>ARVAI Z.</u> FÉNYES T.
 In beam magspektroszkópiai vizsgálatok az A-100 tömegszám tartományban.
 IV. Magyar Magfizikus Találkozó,

Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

6. BACSÓ J.

Mi tudható meg a haj összetételéből?

"Mozgásszervi betegségek-komplex kezelése és rehabilitációja" tárgyu konferencia. A Magyar Balneológiai Egyesület, a Magyar Rehabilitációs Társaság és a Magyar Rheumatológusok Egyesülete rendezésében, Eger, 1978.szeptember 14-16.

- 7. BACSÓ J. HORVATH S. KOVÁCS P. KIS-VARGA M.
- 8. BACSÓ J. KALINKA G. MAЗУРИН,Н.Е. ПИРОЖНОВА,Т.И. ПУСТОВОЙТ,А.Н. СЕДОВ,Н.Я.
- 9. BACSÓ J. KIS-VARGA M. KOVÁCS P.

10. BALOGH K.

11. BALOGH K.

Héj-analitikai vizsgálatok.

IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

Исследование сплава Si-Ge использование его для спектрометрии жесткого рентгеновского излучения.

Совещания по полупроводниковым детекторам ядерных излучений, Киев, 24-27 Октября 1978 г.

Környezeti és munkahelyi ólomszennyeződés vizsgálata röntgenemissziós analitikai (REA) módszerrel.

A Gépipari Tudományos Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztályának, a Magyar Kémikusok Egyesületének és az Országos Magyar Bányászati és Kohászati Egyesület Szinképelemző Szakbizottsága, "Biológiai, munkaegészségügyi és környezetvédelmi munkabizottság"ának szervezésében előadói ülés. Budapest, 1978.december 8.

A K-Ar módszer hazai alkalmazásai.

Magyar Tudományos Akadémia Geokémiai, Kőzettan-Asványtani Tudományos Bizottságának Geokémiai és Izotópgeokémiai munkabizottsága ülése, Magyar Allami Földtani Intézet, Budapest, 1978.március 17.

K-Ar kormeghatározásos módszerrel elért eredmények és tervek.

IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

12. BALOGH K. Nemesgáz analizis mágneses tömegspektrométerrel.

> Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Vákuumfizikai Szakcsoportja, a Gépipari Tudományos Egyesület Ányagvizsgáló Szakosztálya és a Magyar Kémikusok Egyesülete Tömegspektroszkópos Szakcsoportja által rendezett klubnap. Debrecen, 1978.december 1.

13.	БАРЫШНИКОВ,А.И. ГУРБИЧ,А.Ф. ЕРШОВА,В.А.	Исследование параметров потенциала в упругом рассеянии протонов на изотопах олова вблизи кулоновского баръера.
	GYARMATI B. VERTSE T. ZOLNAI L.	Тезисы докладов XXVIII. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атом- ного ядра, Алма-Ата, 28-31 Марта 1978 г.
14.	BERECZ I.	Maradékgázelemzés.
		"Vékonyrétegek vákuumtechnológiája" Iskola, Budapest, 1978.október 16-20.
15.	BERÉNYI D.	Investigations in nuclear atomic physics at the accelerators of ATOMKI.
		University of Turku, Turku, March 14, 1978.
16.	BERÉNYI D.	Изучение физики атома тяжелыми ионами высоких энергий исследуя спектр электро- нов из мишени ускорителей.
		Семинар. Лаборатория ядерных проблем, Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна, 16 Июня 1978 г.
17.	BERÉNYI D.	Изучении электронов из мишений при дандардировки тяжелыми ионами высоких эмергий.
		Заседание Комитета по физике тяжелых ионов. Дубна, Ноябрь 1 1978 г.
18.	BERÉNYI D.	A magyar ciklotron program.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
19.	BERÉNYI D.	Recent research on inner shell ionization in ATOMKI.
		Laboratory of Nuclear Radiation, Institute for Chemical Research, Kyoto University, September 4, 1978.
20.	BERÉNYI D.	Recent works on inner-shell ionization at the Institute of Nuclear Research, Debrecen. Invited talk.
		Post-conference Seminar on Inner-Shell Ionization. Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University, Sendai, Japan, September 2, 1978.
21.	BERÉNYI D.	Research in the field of nuclear atomic physics at the ATOMKI accelerators.
		Helsinki University of Technology, Helsinki, March 15, 1978.

22.	BERÉNYI D.	Elektronspektroszkópiai alkalmazások.
	CSERNY I. <u>KADÁR I.</u> KISS K. KÖVÉR Á. KÖVÉR L. LAKATOS T. MILLER J. MÓRIK GY. UJHELYI CS. VARGA D. VÉGH J.	IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
23.	BERÉNYI D. HOCK G.	Inner shell ionization by relativistic electron impact. Invited talk.
		International Conference on X-Ray and XUV Spectroscopy, Sendai, Japan, August 28 - September 1, 1978.
24.	BERÉNYI D. MUKAYAMA, T. SARKADI L. KOLTAY E.	Relative intensities and energy shifts of K X-rays produced in heavy charged-particle collisions. Poster. VI th International Conference on Atomic Physics, Riga, August 17-22, 1978.
25.	BOHÁTKA S.	Vizsgálatok az NZ-850 kvadrupól tömeg- spektrométerrel.
		Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Vákuum- fizikai Szakcsoportja, a Gépipari Tudomá- nyos Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztálya és a Magyar Kémikusok Egyesülete Tömeg- spektroszkópos Szakcsoportja által rende- zett klubnap. Debrecen, 1978.december 1.
26.	BOHATKA S. BERECZ I.	Kvadrupól tömegspektrométer alkalmazása az alapkutatásban.
	TREMMEL J.	IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
27.	BORNEMISZA Gyné KOLTAY E. SOMORJAT E. TÖRÖK I. URAY I.	Mikroanalitikai vizsgálatok lehetősége gyorsított részecskenyaláb rugalmas szó- rásánál. Magyar Tudományos Akadémia Debreceni Akadé- miai Szakbizottságának Matematikai Fizikai Szakbizottsága és a MTESZ(Müszaki- és Természettudományi Egyesületek Szövetsége) Szolnok-megyei szervezet által rendezett "A fizika helye és szerepe a környezet- védelemben" c. kerekasztal megbeszélés, Szolnok, 1978.október 23.

28. CSEH J. Rezonanciajelenségek nehézion-reakciókban. Magfizikai Őszi Iskola, Mátrafüred, 1978. október 9-14.

- ²⁸Si resonance states excited by nuclear 29. CSEH J. HUNYADI I. reactions with p and α -particles. KOLTAY E. Europhysics Study Conference on the SOMORJAI E. Structure of Lighter Nuclei. Hvar VÉGH L. (Yugoslavia), May 8-13, 1978. ZOLNAI L.
 - ²⁸Si mag vizsgálata. HUNYADI I.

IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978. junius 19-23.

31. CSONGOR É. Az ATOMKI-ben (Magyar Tudományos Akadémia HERTELENDI E. Atommag Kutató Intézete) kifejlesztett C-14 kormeghatározó laboratórium és ered-SZABÓ I. ményei.

> "A hazai környezetvédelemben alkalmazott radioanalitikai módszerek, valamint uj radioanalitikai eljárások, eredmények" c. munkaértekezlet a Magyar Tudományos Akadémia Radioanalitikai és Izotópalkalmazási Munkabizottsága rendezésében. Keszthely, 1978.október 18-20.

32. CSONGOR É. Az ATOMKI-ben (Magyar Tudományos Akadémia HERTELENDI E. Atommag Kutató Intézete) kifejlesztett SZABÓ I. C-14-es kormeghatározó berendezés.

> IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978. junius 19-23.

Az alacsony energiáju fizikai kutatások 33. FÉNYES T. fejlődési irányai a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézetben.

> IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978. junius 21.

34. FÉNYES T.

30. CSEH J.

KOLTAY E.

ZOLNAI L. VÉGH L.

> Проблемы Исследования Структуры атомного ядра в ОИЯИ (Объединенный Институт Ядерных Исследований).

XXVII. Сессия Ученого совета по физине низних энергий ОИЯИ, Дубна, 28 Ноября 1978 г.

35.	FÉNYES T.	Ядерно-спектроспопические исследования на пучке ЭГ-5 при помощи сверхпроводящего магнитного спектрометра.
		Совместное заседание Комитетов по структу- ре ядра, Нейтронной физике и физике тяжелых ионов, Дубна, 1 Ноября 1978 г.
36.	FÉNYES T.	Проблемы исследования структуры атомного ядра в Объединенной институте ядерных исследований.
		XXVI. Сессия Ученого совета по физике низких энергий ОИЯИ, Дубна, 23 Мая 1978 г.
37.	GYARMATI B.	Az általános vezér (master)-egyenlet.
		Magfizikai Őszi Iskola, Mátrafüred, 1978.október 9–13.
38.	HORKAY GY. PAAL A.	INTEL 8080 mikroprocesszor alkalmazásával kapcsolatos tapasztalatok.
		MTESZ (Müszaki és Természettudományi Egyesü- letek Szövetsége), Őszi Tudományos Ülés- szak, Debrecen, 1978.október 20.
39.	HORKAY GY. PAAL A.	Mikroprocesszorok alkalmazása röntgen- emissziós analizátornál és tömegspektromé- ternél.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
40.	KALINKA G. BACSO J.	Измерение факторов, влияющих на энергети- ческое разрешение Si(Li)-рентгеновских спектрометров,
		Совещание по полупроводниковым детекторам ядерных излучений, Киев, 24-27 Октября 1978 г.
41.	KÁDÁR I.	ESCA berendezés és vizsgálatok az ATOMKI- ben (Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete).
		Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Vákuum- fizikai és Vékonyrétegfizikai Szakcsoportja, a Gépipari Tudományos Egyesület Anyagvizs- gáló Szakosztálya és a Magyar Kémikusok Egyesülete Tömegspektroszkópos Szakcsoport- ja által rendezett Klubnap, Debrecen, 1978.december 1.

42.	KADAR I. VARGA D.	Electrostatic electron spectrometers developed in ATOMKI.
		Seminar. Institut of Physical Chemistry of the Polish Academy of Sciences, Warsaw, October 4, 1978.
43.	KADAR I. VARGA D.	An XPS instrument developed in ATOMKI. Internationales Seminar über die Anwedung der Elektronenspektroskopie in der Adsorptions-, und Katalyseforschung, Berlin, 16-18 Mai, 1978.
44.	KIS-VARGA M. KOVACS P. BACSÓ J.	Röntgenemissziós analitikai vizsgálatok lehetőségei a környezetvédelemben. A Magyar Tudományos Akadémia Debreceni Akadémiai Bizottságának Matematikai-Fizikai Szakbizottsága és a MTESZ (Müszaki- és Természettudományi Egyesületek Szövetsége) Szolnok-megyei Szervezete által rendezett "A fizika helye és szerepe a környezetvé- delemben" c. kerekasztal megbeszélés, Szolnok, 1978.október 23.
45.	KIS-VARGA M. KOVACS P. HORKAY GY.	Röntgenszinképek kiértékelésének automati- zálása. "Az automatizálás és számitástechnika alkalmazása a spektrokémiában" c. ankét, Eresztvény (Nógrád megye), 1978.május 22-25.
46.	KOLTAY E.	A mélyen rugalmatlan szórás és a kettős mag rendszer. Eötvös Loránd Fizikai Társulat Magfizikai Iskolája, Mátrafüred, 1978.október 10.
47.	KOVÁCH Á.	Fizika és földtudomány. Eötvös Loránd Fizikai Társulat Soproni Csoportja, Sopron, 1978.december 15.
48.	KOVÁCH Á.	Földtani célu izotópanalitikai kutatások az USA-ban. (Beszámoló külföldi tanulmány- utról.) Magyar Kémikusok Egyesülete Tömegspektro- metriai Szakcsoportja és a Gépipari Tudo- mányos Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztá- lyának közös előadóülése, Budapest, 1978.január 30.

49.	KOVÁCH Á.	Izotópgeokémiai kutatások ujabb eredményei.
		Magyar Tudományos Akadémia Geo kémiai, Közet- tan- Ásványtani Tudományos Bizottságának Geokémiai és Izotópgeokémiai munkabizottsá- ga ülése, Magyar Allami Földtani Intézet, Budapest, 1978.március 17.
50.	KOVÁCH Á.	Ujabb eredmények a Rb-Sr kormeghatározás hazai alkalmazásai területén.
		Magyar Tudományos Akadémia Geokémiai, Kőzettan- Ásványtani Tudományos Bizottságá- nak Geokémiai és Izotópgeokémiai munka- bizottsága ülése, Magyar Állami Földtani Intézet, Budapest, 1978.március 17.
51.	KOVÁCH Á. MAJOROS GY. SZEDERKÉNYI T. SUDÁR-SVINGOR É. GHONEIM,M.A.F.	Recent results in the study of pre-Mesozoic volcanism of the Transdanubian region, Hungary.
		International Symposium on the Geodynamics of the Carpatho-Balkan Region and Surrounding Areas. Sopron, 15 April 1978.
52.	KOVÁCS P. KIS-VARGA M. BACSÓ J.	Pb meghatározás növényekben és vizben röntgenemissziós analitikai (REA) módszer- rel.
		"A hazai környezetvédelemben alkalmazott radioanalitikai módszerek, valamint uj radioanalitikai eljárások, eredmények" c. Munkaértekezlet, a Magyar Tudományos Akadémia Radioanalitikai és Izotópalkal- mazási Munkabizottsága, és a Magyar Kémikusok Egyesülete Radioanalitikai Szak- csoportja rendezésében, Keszthely, 1978.október 18-20.
53.	KOVÁCS Z. TÁRKÁNYI F.	Ciklotron izotópok termelésének kémiai problémái.
		Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete és a Debreceni Orvostudományi Egyetem közös Tudományos Ülése, 1978.no- vember 28.
54.	KÖVÉR Á.	Nukleáris atomfizikai eredmények és tervek.
	BERENYI D. KISS I. KOLTAY E. MUKOYAMA,T. SEIF EL NASR,S. RICZ S. SARKADI L. SZABÓ GY. VÉGH J.	IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

55.	KÖVÉR L.	Az XPS (ESCA) módszer alkalmazása a kör- nyezetvédelemben.
		"A fizika helye és szerepe a környezetvé- delemben" kerekasztal megbeszélés, Szolnok, 1978.október 23.
56.	KÖVÉR L.	XPS for the investigation of the chemical effect on platinum core level photoionization cross section.
		I St European Conference on Surface Science, Amsterdam, June 5-9, 1978.
57.	LAKATOS T. SULIK B.	Ujabb fejlesztések magfizikai analóg jel- feldolgozó rendszerekben.
	GÁL J. BIBOK GY.	IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
58.	LOVAS R.	Nukleon és mag töltéscserélő kölcsönhatá- sa és egyéb munkák az elméleti csoportban.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
59.	LÕKÖS S.	A kisszámitógépek fejlődési irányai.
		Neumann János Számitógéptudományi Társaság, MTESZ rendezésében, Debrecen, 1978.október 20.
60. MAHUI	MAHUNKA I. TARKANYI F.	"U-103" kompakt ciklotron orvosi célu al- kalmazásának lehetőségei.
	URAY I.	II. Magyar Orvostudományi Nukleáris Kongresszus, Budapest, 1978.március 16-17.
61.	MAHUNKA I. URAY I.	Előtervek az U-103 ciklotron orvosi alkal- mazására.
		Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete és a Debreceni Orvostudományi Egyetem közös Tudományos ülése, Debrecen, 1978.november 28.
62.	MÁTÉ Z.	Ядерно-физические исследования в ВНР.
		Доклад, представленный на Совещание стран-членов СЭВ по оценке ядерных данных, г. Москва, 16-19 Мая 1978 г.
63.	MOLNÁR J.	Differenciális fázismodulátor és demodulátor.
		Tudományos Diákköri Konferencia Mérés- technikai szekciója. Budapesti Müszaki Egyetem, Budapest, 1978.november 21.

64.	MEDVECZKY L. BOZOKY L.	Rádium tárolók szennyezettség vizsgálata szilárdtest nyomdetektorokkal.
		Sugárvédelmi továbbképző tanfolyam '78. Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezésé- ben. Mátrafüred, 1978.március 29-31.
65.	MEDVECZKY L. PALFALVI J.	Gyors neutronok fluensének mérése reaktor- nál.
		Sugárvédelmi továbbképző tanfolyam '78. Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezésé- ben. Mátrafüred, 1978.március 29-31.
66.	MEDVECZKY L. PALFALVI J.	Neutron flux-density measurements using SSNTDs. The 7 th Workshop on Personnal Neutron Dosimetry, London, October 23-24, 1978.
67	NACY M	Padioaktiv balák
07.	SOMOGYI GY.	XXI. Országos Középiskolai Fizikatanári Ankét, Sopron, 1978.április 10-12.
68.	PALINKAS J.	Belsőhéj ionizációs vizsgálatok elektronokkal
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
69.	SCHLENK B.	Data on inner shell ionization.
		International Atomic Energy Agency Meeting, Oxford, Abingdon, April 10-11, 1978.
70.	SCHLENK B. RICZ S.	Study of L X-rays from different targets at relativistic electron impact.
	VALEK A. HOCK G. SEIF EL NASR, S.A.H.	Poster. International Conference on X-Ray and XUV Spectroscopy, Sendai, Japan, August 28 - September 1, 1978.
71.	SOMOGYI,G./GY./	Basic and applied research using solid state nuclear track detectors.
		Campus Universitaire Aubiere, Clermont- Ferrand, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Clermont Ferrand, November 23, 1978.
72.	SOMOGYI,G./GY./	Recent development in track visualization.
		Faculté des Sciences d'Orsay, Laboratoire de Chimie Physique, Orsay, November 17, 1978.

73.	SOMOGYI,G./GY./	Recent results using nuclear track detectors.
		Семинар. Лаборатория ядерных реакций, Объединенный институт ядерных исследова- ний, Дубна, 12 Октября 1978 г.
74.	SOMOGYI GY. DAJKO G.	Az elektrokémiai nyommaratási technika és dozimetriai alkalmazási lehetőségei.
		Sugárvédelmi továbbképző tanfolyam '78. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat rende- zésében. Mátrafüred, 1978.március 29-31.
75.	SOMOGYI GY. HUNYADI I. VARGA ZS.	Vizsgálatok vékony müanyag nyomdetektorok- ban regisztrált alfa-nyomok automatikus számlálásának megoldására.
		Sugárvédelmi továbbképző tanfolyam '78. Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezé- sében. Mátrafüred, 1978.március 29-31.
76.	SOMOGYI GY.	Nyomdetektor-fejlesztési eredmények.
	TOTH-SZILAGYI M.	IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
77.	SOMORJAI E. CSEH J.	Rugalmas szórás ¹⁹ F magon. Tervek direkt- befogási vizsgálatokra.
	KOLTAY E. MÁTÉ Z. ZOLNAI L. DECOWSKI,P.	IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
78.	SZABÓ GY.	Die Targetdickeabhängigkeit der Röntgenausbeute und Problemen der Beschleunigung von Schwerionen in VDG-5 ATOMKI.
		Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt/M., Dezember 1, 1978.
79.	SZABÓ GY. FOLKMANN,F. GROENEVELD,K.O. MANN,R.	Nehéz ion bombázással kiváltott atomfizikai folyamatok vizsgálata.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
80.	SZALAY S.	A magfizika multja, jelene, jövője. Esti beszélgetés.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.

81.	SZALAY S.	Die Anreicherung des Urans und anderer Mikrometalle in Fossilen organischen Gesteine und die Rolle der unlöslichen Huminsäuren.
		Institut für Physik, Technische Universität, München, November 13, 1978.
82.	SZALAY S. NAIM,M.A.	Kisérletek ismeretlen radioaktiv izotópok előállitására neutrongenerátorral.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
83.	SZALAY S. SAMSONI Z.	Mn and Cu deficiency of plants grown on peat soils and its remedy by a foliage spray.
		American Chemical Society - Annual Meeting, Miami Beach (USA), September 14, 1978.
84.	TREMMEL J. SCHULTZ GY. BERECZ I. BOHATKA S. HARGITTAI I.	Combined electron diffraction mass spectrometric investigation on the molecular structure of germanium dichloride.
		IX. Hungarian Diffraction Conference, Pécs, Augustus 14-19, 1978.
85.	URAY I. BORNEMISZA- PAUSPERTL P. TÖRÖK I.	Magasspinü izomer állapotok gerjesztése gyorsneutron reakciókban.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978.junius 19-23.
86.	VARGA D. KADAR I.	Научные исследования и планы АТОМКІ в области ядерно-атомной физики.
		Институт ядерных исследований Чехословацкой Академии Наук, Ядерно-спектроскопическая лаборатория, Прага, 10 Октября 1978 г.
87.	VARRÓ T. SOMOGYI GY. MÁDI I.	Membránrendszerekben végbemenő anyag- transzport-folyamatok tanulmányozása autoradiográfiás és szilárdtest nyomdetek- toros módszerrel.
		Radiokémiai Bizottság és a Kolloidkémiai Munkabizottság együttes ülése, Kossuth Lajos Tudományegyetem, Debrecen, 1978. április 28.
88.	ZOLNAI L.	Optikaimodell paraméterek Coulomb gát alatti energiákon.
		IV. Magyar Magfizikus Találkozó, Nyiregyháza, 1978. junius 19-23.

ISMERETTERJESZTŐ-ÉS EGYÉB ELŐADÁSOK

89.	BERÉNYI D.	Fizika és humán tudományok.
		Kossuth Lajos Tudományegyetem, Előadói konferencia, 1978.május 4.
90.	BERÉNYI D.	Magyar tervek a dubnai Egyesitett Atom- kutató Intézetben.
		Szovjet Kultura Háza, a volt dubnai dol- gozók találkozója, Budapest, 1978.novem- ber 17.
91.	BERÉNYI D.	Mi a szerepe a fizikának a mindennapi müveltségben?
		Müszaki Napok, Ho Si Minh Tanárképző Fő- iskola, Eger, Fizikai Tanszék, 1978. november 15.
92.	BERÉNYI D.	Találmányok és tudományos eredmények al- kalmazása az iparban.
		A Müszaki és Természettudományi Egyesüle- tek Szövetsége (MTESZ) 1978. évi Őszi Tudományos Ülésszaka, 1978.október 19.
93.	BERÉNYI D.	Természettudományos müveltség – természet- tudományos gondolkodás.
		Népmüvelők továbbképzése, Megyei Müvelő- dési Központ, 1978.május 3.
94.	FÉNYES T.	Uj izotópok kutatása a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézetben.
		Eötvös Loránd Fizikai Társulat, Szolnok, 1978.március 14.
95.	FÉNYES T.	Uj izotópok, uj elemek kutatása.
		Kossuth Lajos Tudományegyetem Fizikus Klubja, Debrecen, 1978.március 6.
96.	LOVAS R.	Az ősrobbanás.
		A Debreceni Orvostudományi Egyetem Filozófiai Vitakörén, 1978.október 18.
97.	MÁTHÉ GY.	A világ véges és végtelen volta térben és időben.
		Debreceni Orvostudományi Egyetem, Debrecen, 1978.december 22.
98.	SZALAY S.	Energiatermelés és életszinvonal, atom- energia és a jövő.
		Müvelődési Ház, Sárospatak, 1978, december 12.

ISMERETTERJESZTO-ES EGYEB KÖZLEMENYEK

99.	BERÉNYI D.	A burkon belül.			
		Magyarország, <u>15</u> , 23 (1978), 10.szám.			
100.	BERÉNYI D.	Gondolatok a fizikusképzésről és a fizikusok elhelyezkedéséről.			
		(Vita a fizikusok elhelyezkedési problé- máiról. A Magyar Tudományos Akadémia Mag- fizikai Albizottsága és az Eötvös Loránd Tudományegyetem Magfizika és Alkalmazásai Szakcsoportjának Vezetősége 1977 őszi együttes ülésén, 1977.november 3.)			
		Fizikai Szemle, <u>28</u> , 237-238 (1978).			
101.	BERÉNYI D.	"Mladjenovic, M.: Development of Magnetic Beta-Ray Spectroscopy. Berlin, Heidelberg, New York, 1976, Springer-Verl. 282 p." Könyvismertetés.			
		Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae, <u>43</u> , 106 (1977).			
102.	BERÉNYI D.	"Mladjenovic, M.: Development of magnetic β-ray spectroscopy. Berlin, Heidelberg, New York, 1976, Springer Verlag." Buch- sprechungen.			
		Naturwissenschaften, <u>64</u> , 652 (1977).			
103.	BERÉNYI D.	Néhány gondolat a fizika és az ipar kap- csolatáról.			
		Fizikai Szemle, <u>28</u> , 120-121 (1978).			
104.	KISS Á.	Fizikusok az iparban.			
		(Vita a fizikusok elhelyezkedési problémái- ról. A Magyar Tudományos Akadémia Magfizikai Albizottsága és az Eötvös Loránd Tudomány- egyetem Magfizika és Alkalmazásai Szak- csoportjának Vezetősége 1977 őszi együttes ülésén 1977.nov.3.)			
		Fizikai Szemle, <u>28</u> , 241 (1978).			
105.	KOVÁCH Á.	Geokronológia.			
		Magyarország, <u>15</u> , 23 (1978) márc.26. 13.szám.			
106.	KOVÁCH Á.	Régészek és fizikusok kerekasztal-meg- beszélése.			
		Magyar Tudomány, <u>23</u> , 321-322 (1978).			
107.	LOVAS R.	Fizikusok az iparban.			
------	-----------------------	---	--	--	--
		Magyar Tudomány, <u>85</u> , 702-704 (1978).			
108.	LOVAS R.	Hogyan nevelhetők a fizikushallgatók "iparképessé"?			
		(Vita a fizikusok elhelyezkedési problé- máiról. A Magyar Tudományos Akadémia Mag- fizikai Albizottsága és az Eötvös Loránd Tudományegyetem Magfizika és Alkalmazásai Szakcsoportjának Vezetősége 1977 őszi együttes ülésén, 1977.november 3.)			
		Fizikai Szemle, <u>28</u> , 239-241 (1978).			
109,	MAHUNKA I.	Mire használható a ciklotron?			
	URAY I.	Élet és Tudomány, <u>33</u> , 1449-1451 (1978).			
110.	MATHÉ GY.	Elektronikus mérőmüszerek az atommagkuta- tásban.			
		Hajdu-Bihar megyei NAPLÓ, <u>35</u> , 4 (1978) nov.30. 282.szám.			
111.	MEDVECZKY L.	"W.Meiling: Kernphysikalische Elektronik. Berlin, 1975, Akademie-Verl." Könyvismertetés.			
		Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae, <u>43</u> , 106 (1977).			
112.	SOMOGYI GY.	Mit tegyünk a fizikusok elhelyezkedése érdekében?			
		(Vita a fizikusok elhelyezkedési problémái- ról. A Magyar Tudományos Akadémia Mag- fizikai Albizottsága és az Eötvös Loránd Tudományegyetem Magfizika és Alkalmazásai Szakcsoportjának Vezetősége 1977 őszi együttes ülésén, 1977.november 3.)			
		Fizikai Szemle, <u>28</u> , 238 (1978).			
113.	SARKADI L.	Pozitronok keletkezése ion-atom ütközé- sekben.			
		Fizikai Szemle, <u>28</u> , 156 (1978).			
114.	VALEK A. BIBOK GY.	A kutatás hazai mühelyeiben: Első ciklotronunk.			
		flet és Tudomány, <u>30</u> , 1419-1422 (1978).			
115.	VATAI E.	Fizikatanárok az ATOMKI-ben.			
		Fizika Tanitása, <u>17</u> , 47-48 (1978).			

Összedllitotta: Darin Sándorné



A MAGYAR TUDOMANYOS AKADEMIA ATOMMAG KUTATO INTEZETE ALAPITASANAK 25. EVFORDULOJARA KIIRT NEMZETKÖZI PALYA-ZAT EREDMENYEI

Alapitásának 25. évfordulója alkalmából a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete nemzetközi pályázatot hirdetett a szocialista országok olyan kutatóintézeteinek fiatal kutatói számára, amelyek az ATOMKI-vel az elmult évek során együttmüködést folytattak vagy jelenleg is együttmüködnek.

A pályázat témája az alacsony energiáju magfizika és annak más tudományokban vagy a gyakorlatban való alkalmazása volt. Pályázni lehetett különlenyomatokkal, publikációra elfogadott kéziratokkal vagy magára a pályázatra készitett munkával.

A pályázatra kilenc pályamunka érkezett be. A pályamunkák összességükben tekintve magas szinvonaluak, eredményeik hozzájárultak az atommagra vonatkozó ismereteink bővüléséhez, gazdagodásához.

A pályamunkák elbirálását a Magyar Tudományos Akadémia tagjaiból álló, az intézet által felkért birálóbizottság végezte Szalay Sándor elnökletével. A birálóbizottság a következő döntést hozta:

A pályázaton a következők nyerték el az első, a második és a harmadik helyezést és a vele járó három, két, ill. egyhetes meghivást Magyarországra.

I. Első helyezett A.I. Sljahtyer (a Szovjet Tudományos Akadémia Leningrádi Konsztantyinov Magfizikai Intézete, Leningrád).

A.I. Sljahtyer munkájának alapgondolata az, hogy a több, mint egymilliárd éves nyugat-afrikai (Oklo) természetes magreaktort fel lehet használni az alapvető kölcsönhatási állandókban esetleg bekövetkező megváltozás mérésére. Az elvégzett vizsgálatok eredménye kizárja ezeknek az állandóknak olyan mértékű változását, amely a Dirac-féle hipotézisből következne. A birálóbizottság a szóban forgó munka fundamentális jelentősége miatt sorolta a pályázatot az első helyre.

A.I. Sljahtyer mint a pályázat győztese elnyerte a pályázat első diját, a háromhetes magyarországi meghivást, amelyből egyhetes időtartam az ATOMKI-be szól, a másik két hét pedig üdülés egy magyarországi üdülőhelyen az ATOMKI költségére (kivéve az országhatáron kivüli utiköltséget).

II. A második helyezett H. Reinhardt (EAI, Dubna - Központi Magkutató Intézet, Rossendorf). A pályázó a Nuclear Physicsben megjelent több cikkből álló cikksorozattal pályázott, amelyben a magfizikai jelenségeknek az eredetileg B.Mottelson által javasolt uj megközelítési módjával, az un. magfizikai térelmélettel foglalkozik. Munkáiban sikerült tisztáznia az uj elmélet elvi alapjait a pályaintegrálok módszerének felhasználásával.

Reinhardt tehát elnyerte a pályázat második díját, a kéthetes magyarországi meghivást, amelyből egy hét az ATOMKI meglátogatására szól, egy hét pedig üdülés egy magyarországi üdülőhelyen az ATOMKI költségére (az országhatáron kivüli utiköltség kivételével).

III. A harmadik helyezett W.A. Kaminski (M.Skłodowska-Curie Egyetem, Fizikai Intézet, Lublin). Pályázatában W.A. Kaminski a fizikai mennyiségek mátrixelemeinek kiszámitására S.Szpikowski és K.T. Hecht társszerzőkkel kifejlesztett uj eljárással foglalkozik. Ez az eljárás nagyban elősegitette az $f_{7/2}$ héjhoz tartozó magok vizsgálatát. A módszer hatékonyságát a Coulombenergiák kiszámitásával demonstrálja.

W.A. Kaminski mint a nemzetközi pályázat harmadik helyezettje egy hétre hivatalos az ATOMKI-be az intézet költségén (kivéve az utiköltséget az országhatáron kivül).

A birálóbizottság javaslatára a pályázat többi résztvevőjét, tekintettel a pályamunkák magas szinvonalára, az ATOMKI könyvjutalomban részesíti.

RESULT OF THE INTERNATIONAL COMPETITION OF THE INSTITUTE OF NUCLEAR RESEARCH OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES

On the occasion of the 25th anniversary of its foundation, the Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI) conducted an international competition for young scientists working in institutes, of socialist countries, which have been in cooperation with ATOMKI.

The subject of the competition was low energy nuclear physics and its application to other sciences and practice. Applicants could take part in the competition by sending reprints of their published works, manuscripts of papers accepted for publication or manuscripts written directly for this competition.

Nine competition-papers have been received. All the papers are of high level, and the results contained in them contribute to the increase and enrichment of our knowledge of the nucleus.

The works submitted for the competition have been judged by a jury consisting of members of the Hungarian Academy of Sciences. The members of the jury were invited by ATOMKI, the chairman of the jury was Professor A. Szalay, ordinary member of the Hungarian Academy of Sciences.

of the Hungarian Academy of Sciences. The following competitors have been awarded the three prizes with a three, two and one week's invitation, respectively, to Hungary.

1. First-prize winner: Dr. A.I. Shlyakhter (Konstantinov Nuclear Physics Institute of the Soviet Academy of Sciences, Leningrad).

The basic idea of the published works of A.I. Shlyakhter submitted for the competition is that the more than one thousand million year old natural nuclear reactor in West-Africa (Oklo) can be used to measure possible changes in the fundamental interaction constants. The results of the investigations carried out by Shlyakhter exclude that the constants change to an extent that would result from Dirac's hypothesis. The jury rewarded the fundamental significance of the work by the first prize.

Dr. A.I. Slyakhter, as the winner of the competition, has got the first prize, i.e. an invitation to Hungary for a three weeks' stay here, one week in ATOMKI and a two weeks' holiday in a resort place in Hungary, all at the expense of ATOMKI (except the travelling expenses outside Hungary).

II. The second-prize winner is H. Reinhardt (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna - Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf). The applicant submitted a series of papers, published in Nuclear Physics, on nuclear field theory, which approaches nuclear phenomena in a way suggested originally by B. Mottelson. The applicant succeeded in clearing up the fundamentals of the new theory by using the method of path integrals.

Dr. Reinhardt has got the second prize, i.e. an invitation to Hungary for two weeks, one week in ATOMKI and one week in a resort place in Hungary, all at the expense of ATOMKI (except the travelling expenses outside Hungary).

III. The third-prize winner is W.A. Kaminski (Institute of Physics, M. Skłodowska-Curie University, Lublin). In his publications sent for the competition W.A. Kaminski deals with a new method, developed by him in collaboration with S. Szpikowski and K.T. Hecht, for the calculation of matrix elements of observables. This method has promoted the investigation of the nuclei of the $f_{1/2}$ shell to a large extent. The efficiency of the method has been demonstrated by the calculation of Coulomb energies.

Dr. W.A. Kaminski as the third-prize winner of the international competition is invited to ATOMKI for a week's visit at the expense of ATOMKI (except the travelling expenses outside Hungary).

Considering the high level of the works in the competition a book award has been given to every applicant, as suggested by the jury. РЕЗУЛЬТАТЫ МЕЖДУНАРОДНОГО КОННУРСА, ОБЪЯВЛЕННОГО ПО СЛУЧАЮ 25-Й ГОДОВЩИНЫ ОСНОВАНИЯ ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЕНГЕРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

По случаю 25-й годовщины основания Института ядерных исследований Венгерской Академии наук (АТОМКІ) был объявлен международный конкурс молодых ученых институтов социалистических стран, имеющих сотрудничество с АТОМКІ.

В тематику конкурса входила ядерная физика низких энергий, а также ее применение в различных отраслях науки и жизни. В начестве конкурсных работ принимались отдельные оттиски, принятые для публикации рукописи или работы, специально выпольненные для конкурса.

На конкурс поступило девять работ. Конкурсные работы выполнены на высоком научном уровне, их содержание позволяет расширить и обогатить наши знания об атомном ядре.

Для оценки конкурсных работ была создана комиссия, состоящая из членов Венгерской Академии наук, под председательством академика Шандора Салаи. Комиссия приняла следующее решение:

Первая, вторая и третья премии и связанные с ними трех-, двух-, и однонедельное пребывание в Венгрии присуждены следующим молодым ученым:

I. Первую премию получил д-р А.И. Шляхтер (Ленинградский институт ядерной физики им. Нонстантинова Академии Наук СССР).

Основная идея работы А.И. Шляхтера заключается в том, что западно-африканский природный ядерный реактор Окло, существовавший более чем один миллиард лет тому назад, может быть использован для измерения предполагаемого изменения безразмерных постоянных различных фундаментальных взаимодействий. В результате проведенного анализа можно исключить изменение этих констант в таком масштабе как это следовало бы из гипотезы Дирака. При присуждении первой премии этой работе комиссия оценила ее фундаментальное значение.

Лауреат конкурса А.И. Шляхтер приглашен в Венгрию на три недели. Одна неделя отводится на пребывание в АТОМКІ, две недели на отдых на венгерском курорте. Расходы (кроме дорожных расходов вне Венгрии) покрывает АТОМКІ.

II. Вторую премию получил д∸р Х. Райнхардт (ОИЯИ, Дубна - Центральный институт ядерных исследований, Россендорф). Его конкурсная работа состоит из серии статьей, появившихся в журнале "Nuclear Physics". В этих статьях обсуждается предложенный впервые Б. Моттельсоном новый метод описания ядерных явлений - ядерная теория полей. Автору удалось объяснить принципиальные основы новой теории с помощью метода интегралов по траекториям.

Таким образом Х. Райнхардт, получивший вторую премию, приглашается в Венгрию на две недели. Одна неделя отводится на пребывание в АТОМКІ, другая на отдых на одном из венгерских курортов. Расходы (кроме дорожных расходов вне Венгрии) покрывает ATOMKI.

III. Третью премию получил <u>д-р</u> В.А. Намински (Университет им. М. Склодовска-Кюри, Физический институт Лублин). В работе В.А. Намински исследуется новый метод вычисления матричных элементов физических величин, разработанный автором вместе с С. Шпиковски и Н.Т. Хехтом. Этот метод значительно способствовал изучению ядер f_{7/2} оболочки. Эффективность метода автор демонстрирует вычислением кулоновских энергий.

В.А. Намински, получивший третью премию, приглашается в ATOMKI на одну неделю. Расходы (кроме дорожных расходов вне Венгрии) покрывает ATOMKI.

По предложению комиссии, которая оценила высокий уровень конкурсных работ, ATOMKI премирует остальных участников конкурса книгами.

AZ ATOMKI BELFULDI JUBILEUMI PALYAZATANAK EREDMENYHIRDETESE

A Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete (ATOMKI) pályázatot hirdetett alapitásának 25. évfordulója tiszteletére azoknak a számára, akik diplomamunkájukat vagy szakdolgozatukat az intézetben készitették (diplomamunkásszakdolgozatos kategória), illetve akik mint végzett tanárok szakmai továbbképzésként oktatási feladataik mellett kutatómunkát végeztek az intézetben az elmult évek során (tanári kategória). A pályázóknak az volt a feladatuk, hogy fejtsék ki véleményüket, adjanak kritikai analizist arról, hogy az iparban, kutatómunkában vagy az oktatásban végzett munkájuk szempontjából hogyan értékelik az ATOMKI-ben kapott kiképzésüket, ill. továbbképzésüket, munkájukban hogyan tudták hasznositani az ATOMKI-ben szerzett tapasztalatokat. Feladatuk volt továbbá mindkét kategóriában, hogy tegyenek javaslatokat, vessenek fel uj ötleteket arra vonatkozóan, hogy milyen irányban kellene továbbfejleszteni, tökéletesiteni az intézetben folyó oktatómunkát és továbbképzést, és ezzel járuljanak hozzá ahhoz, hogy az ATOMKI-nek az oktatásban eddig is kifejtett erőfeszitései eredményesebbek legyenek.

A pályázati kiirásra a diplomamunkás-szakdolgozatos kategóriában négy, a tanáriban három pályamunka érkezett be.

A diplomamunkás-szakdolgozatos kategóriában az intézet

- 1. megosztott első dijjal (3000-3000 Ft) jutalmazza Batta Gyula fizikust (MEDICOR, Debrecen) és Debreczeni Imréné középiskolai tanárt (Hajdunánás, Kórösi Csoma Sándor Gimnázium és Szakközépiskola),
- megosztott második dijjal (2000-2000 Ft) pedig Simig László fizikust (Nehézipari Müszaki Egyetem, Miskolc) és Szmola Ernő fizikust (MEDICOR, Miskolc).

Részletes indoklás:

Batta Gyula fizikus pályamunkájában a fizikusképzés számos problémáját veti fel és tesz megoldásukra javaslatot. Nagyon nasznosnak tartja az ATOMKI-beli óraadók szerepét az egyetemen és az intézetlátogatási lehetőségeket a hallgatók számára, de a speciális kollégiumokat magas szinvonaluk ellenére elvontnak találja. Foglalkozik továbbá az iparban dolgozó fizikusok posztgraduális képzésével, ösztöndijak adását tartja célravezetőnek – esetleg az iparral közösen kijelölt témában. Pályázatában különösen dicséretre méltó a problémák kritikai felvetése és az ATOMKI-ben szerzett tapasztalatainak általánositása a fizikusképzés egészét szem előtt tartva.

Debreczeni Imréné annak a tanárnak a szemszögéből irja le tapasztalatait és a tanultak hasznositását az oktatásban, aki szakdolgozatát az ATOMKI-ben készitette. Pályamunkájában értékes javaslatokat tesz az ATOMKI lehetőségeinek hatékonyabb felhasználására a tanári továbbképzésben. Többek között javasolja több tanárszakos fogadását az ATOMKI-ben, továbbá szakdolgozók, diplomamunkások kölcsönös tájékozódását a végzett munkájuk eredményeiről. Kivánatosnak tartja, hogy a fizikatanárok továbbképzésébe minél több kutató kapcsolódjon be az ATOMKI-ból, végzett munkájuk, elért eredményeik ismertetésével.

Simig László és Szmola Ernő pályaműveikben értékelik az ATOMKI-ben diplomamunkájuk elkészitése során konkréten és az ATOMKI által általában biztosított lehetőségeket, és további lehetőségekre is javaslatot tesznek. Mindketten kiemelik az intézet egész életét átható alkotó légkör fontosságát a formálódó fizikus fejlődése szempontjából, és a kollektiva szerepét. Az alkalmazott magfizika oktatásának további fokozását is szükségesnek tartják.

A tanári kategóriában az intézet

 megosztott és felemelt első dijjal (5000-5000 Ft) jutalmazza

Dr.Ménes András (Tanitóképző Főiskola, Debrecen) és Dr.Nagy Mihály (Református Gimnázium, Debrecen) munkáját,

2. második dijjal (4000.-Ft) pedig Boros Dezső (Lehel Vezér Gimnázium, Jászberény) pályázatát.

A részletes indoklás a következő:

Dr.Ménes András megvizsgálja az ösztöndijas továbbképzési forma helyét a továbbképzés egyéb formái között, elemzi a különböző szempontokat és ösztönzőket, amelyek mutatják a kutatóintézetben végzett munka mint továbbképzési forma jelentőségét. Hangsulyozza, hogy egy tanár, kutatási témájának közvetlenül az oktatásban történő hasznositásán kivül, közvetve hasznositható ismeretekre és tulajdonságokra is szert tehet a kutatómunka során. A fizikatanárok kutatómunkájának hatékonyságát elsősegitő számos javaslatot is tesz.

Dr.Nagy Mihály közvetlen hangu beszámolójában igen találóan jellemzi az ösztöndijas tanár helyzetét, nehézségeit, és beszámol saját, az intézetben elért tudományos eredményeiről és ezek oktató munkában történt sikeres és alkotó alkalmazásáról.

Boros Dezső tömör és világos pályamunkájában az ösztöndijas rendszer hasznosságának uj vonásait mutatta meg. Rámutat továbbá arra, hogy a középiskolai tanulók részére kiirt pályázatok nemcsak a tanulók, hanem a tanárok továbbképzését is szolgálják, akik szükségszerűen részt vesznek a témák kiválasztásában, és azok kidolgozásában is segitik diákjaikat.

Az intézet megkeresi a módját, hogy egyes pályamunkákat közel teljes terjedelmükben, másokat lényeges részeikben közrebocsásson.

INTEZETI HIREK

Az Atommag Kutató Intézet fennállásának 25. évfordulója alkalmából az intézet dolgozói közül a következők kaptak kitüntetést és jutalmat:

Az Elnöki Tanács elnöke dr.Kovács Gyula gazdasági igazgatóhelyettest a munkaérdemrendnek az arany, dr.Berecz István tudományos munkatársat az ezüst, dr.Máthé György főmunkatársat pedig a bronz fokozatával tüntette ki.

Az MTA főtitkára dr.Bornemisza Györgyné munkatársnak, dr.Medveczky László főmunkatársnak és dr.Ujhelyi Csaba munkatársnak pénzjutalmat adott, Dustyincza Ferencet, Dr.Kovách Adámnét és Sári Kálmánt pedig a "kiváló munkáért" kitüntetésben részesitette. Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

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

Kiadja a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős Dr.Berényi Dénes az Intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám:11303 Debrecen,1979/3 Példányszám:480

> RAGYAR TOMANYOS AKADEM KÖNYVTÄRA

АТОМКІ сообщения

TOM 21 / № 3

СОДЕРЖАНИЕ

научные сообщения

стр.

перспективы	195
Д.Берени, Современные методы исследования сост материала в АТОМКІ	asa 203
Г.Лангер, Исследование газов, растворенных в ж с помощью масс-спектрометра	идности, 221
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	
Г.Сеней, Л.Неллерман, Основные программы на яз PDP-11 FORTRAN для использования чертем аппарата DIGIGRAF-1008 в автономном рем	ына Кного Кима 239
И.Берец, И.Пап, Вакуумная система электростати генератора на 5 МэВ АТОМКІ	148CКОГО 249
З.Шамшони, Г.Пинтер, Интегратор для атомноабсо ного спектрометра, основывающийся на ко напряжение - частота	рпцион- нверсии 259
НАУЧНЫЕ ДОКЛАДЫ И НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ СООБЩЕНИЯ АТОМКІ-1978	265
РЕЗУЛЬТАТЫ МЕЖДУНАРОДНОГО НОННУРСА, ОБЪЯВЛЕННО ПО СЛУЧАЮ 25-Й ГОДОВЩИНЫ ОСНОВАНИЯ ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЕНГЕРСНОЙ АНАДЕМИИ НАУН	IF0 281
ОБЪЯВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТА ЮБИЛЕЙНОГО НОНКУРСА ИНСТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЕНГЕРСНОЙ АНАДЕМИИ НАУН ПРЕЖНИХ СТУДЕНТОВ	ИТУТА ДЛЯ 287
ИНСТИТУТСНИЕ ИЗВЕСТИЯ	289

ATOMKI BULLETIN

Volume 21 / Number 3

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

J.D.Lawson, Inertial confinement - problems and prospects	195
D.Berényi, Up-to-date methods for material testing in ATOMKI	203
G.Langer, Mass-spectrometric analysis of gases dissolved in liquids	221
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	
G.Székely, L.Kellermann, Basic software in PDP-11 FORTRAN for the use of the drawing machine DIGIGRAF-1008 in off-line mode	239
I.Berecz, I.Papp, Vacuum system of the 5-MeV Van de Graaff accelerator of ATOMKI	249
Z.Sámsoni, G.Pintér, Integrator for an atomic absorption spectro-photometer based upon voltage- frequency conversion	259
SCIENTIFIC LECTURES AND POPULAR PUBLICATIONS, ATOMKI, 1978	265
RESULT OF THE INTERNATIONAL COMPETITION OF THE INSTITUTE OF NUCLEAR RESEARCH OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES	201
RESULT OF THE HIRLEF COMPETITION FOR FORMER	201
STUDENTS OF ATOMKI	287
NEWS OF THE INSTITUTE	289

Page



21. kötet / 4. szám



MTA ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1979

ATOMKI Közlemények

21. kötet /4. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

Kalinka G., Töltésveszteség és töltéshordozó-élet- tartam félvezető detektorokban, mérési mód- szerek (Összefoglaló közlemény)	291
Z.Awwad, M.A.Farouk, M.Morsy, T.Bayomy, and A.M.Mousa, Az ¹⁵⁵ Eu bomlása ¹⁵⁵ Gd-té	335
Medveczky L., Pálfalvi J., Neutron-fluxussürüség mérése szilárdtest-nyomdetektorokkal	347
Kövér L., Varga D., Kádár I., Mórik Gy., Lágy-röntgen forrás fotoelektron-spektrométerhez	355
Balogh K., Mórik Gy., Nagyteljesitményü argonkivonó és gáztisztitó berendezés	363
Zolnai L., Lista tipusu koincidencia mérőprogram megvalósitása az ND 50/50 rendszeren	377
MÜHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Zolnai L., ICA'70 tipusu analizátor programozott illesztése az ND 50/50 rendszerhez	387
Végh J., SUBRET-FOKAL'16K: A FOKAL-71 programnyelv bővitése szubrutinhivási lehetőséggel	391
Végh J., Aritmetikai lebegőpontos eljáráscsomagok INTEL 8080 mikroprocesszorboz	397

Horkay	Gy.	, CAMAC	MODUL	2708/2701	+ tipusu	EPROM	tá-		
	rol	5k beir	ásához					403	
Juhász	К.,	Többsz	örös i	ntegrálok	numeriku	is szán	nitása	407	

539

HU ISSN 0004-7155

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 291-333

TÖLTESVESZTESEG ES TÖLTESHORDOZO-ELETTARTAM FELVEZETŐ DETEKTOROKBAN, MERESI MODSZEREK /VSSZEFOGLALÓ KÖZLEMENY/

KALINKA GABOR

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

E közleményben a félvezető detektorokban feloldásjárulékot okozó töltésveszteség kapcsán áttekintjük a töltésbegyüjtés folyamatát félvezető, elsősorban Si(Li) röntgen detektorokban, illetve a töltésbegyüjtés elvén alapuló effektiv töltéshordozó-élettartam mérési módszereket. A töltésbegyüjtési módszer jelentőségét és hatékonyságát a hagyományos Hechtmódszerrel és egy módosított eljárással Si(Li) detektorokon végzett néhány élettartam mérés eredményével illusztráljuk. Attekintjük a félvezető detektor technológiában alkalmazott egyéb, a detektorok minőségével nem kapcsolatos, élettartamok meghatározására szolgáló módszereket.

METHODS FOR THE MEASUREMENT OF CHARGE LOSSES AND CHARGE CARRIER LIFETIME IN SEMICONDUCTOR RADIATION DETECTORS. (Review)

The paper describes the charge collection process in semiconductor, especially in Si(Li) X-ray detectors in connection with the charge losses causing excess energy resolution, and the methods for measuring effective charge carrier lifetime based on the principle of charge collection. The importance and effectiveness of charge collection methods are illustrated for both of the carriers by experimental results, for Si(Li) detectors, obtained by the usual Hecht method and a modified method. A summary of methods for measuring other lifetimes, which are not related to detector quality, but applied in the technology of semiconductor detectors is also given.

ПОТЕРИ ЗАРЯДОВ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОД-НИНОВЫХ ДЕТЕНТОРАХ, СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ. (Обзор) В настоящей работе изучаются процессы потери зарядов в полупроводниковых, преимущественно в SI(Li)-детекторах, приводящие к ухудшению энергетического разрешения. Приводятся результаты измерения эффективного времени жизни носителей, полученные методом Гехта

TOOMANYOS

и его модификации, разработанной в нашей лаборатории, и показана корреляция между этим параметром и качеством детектора. Рассмотрены другие известные методы измерения времени жизни носителей заряда и показано отсутствие корреляции с качеством детектора.

1. Bevezetés

Egy ideális félvezetődetektor energiafelbontóképessége teljesen, s egy valóságosé is elsősorban a detektorban a sugárzás által keltett töltéshordozók (elektronok és lyukak) begyüjtésétől függ [1],[2]. A begyüjtés hatásfokát a begyüjtés sebessége (töltéshordozók mozgékonysága, elektromos térerő, detektor vastagsága), valamint a töltésveszteségért felelős folyamat erőssége és jellege szabja meg. Töltésveszteséget két jelenség okozhat: a rekombináció és a csapdázás.

A detektor feloldása szempontjából a két folyamat lényegesen különbözik: ha rekombinációval egy elektron-lyuk pár megsemmisül, akkor az pontosan egy elemi töltés veszteséget jelent, függétlenül attól, hogy hol és mikor történt a rekombináció. Ez jól definiált töltésveszteség és egyáltalán nem okoz feloldásromlást [3], feltéve, hogy a rekombinációs élettartam értéke nem szór.

Csapdázás esetén viszont a töltésveszteség mértéke függ attól, hogy csapdába esés előtt mekkora utat tett meg a töltés [4], s ennek statisztikus jellegéből következően a begyüjtött töltésmennyiségnek is szórása lesz [5], azaz romlik a feloldás.

Nagyon lényeges a két folyamat gyorsasága közötti különbség is a detektorokban: kis ionizáló képességű sugárzásoknál, különösen röntgen sugárzás esetén olyan kicsiny a keltett töltések sürüsége [6], (bár kis energiáknál rohamosan nő) hogy egymással történő rekombinációjuk még közvetlenül keletkezésük után is, mielőtt az ellenkező töltések szétválása megkezdődne, elhanyagolható. Figyelembe kell venni ugyanis, hogy a detektor érzékeny térfogata "kiüritett", azaz az egyensulyi töltéshordozó koncentráció gyakorlatilag zérus, s továbbá a Fermi szint is a tiltott zóna közepe felé helyezkedik el, ahol egyébként is a legkisebb a rekombináció sebessége.

Másrészt a detektor anyagában lévő szennyezések, amelyek magasabb (pl. szoba-) hőmérsékleten rekombinációs centrumként viselkednek, alacsonyabb (a detektor üzemi) hőmérsékleten csapda jellegüvé alakulhatnak [7].

Ezért nagyon fontos kiemelni, hogy a detektor minőségét, a töltésveszteséget a detektorban az üzemi körülmények között (közel intrinsic tipusu, kiüritett érzékeny térfogat; nagy elektromos térerősség; alacsony hőmérséklet; kis töltéshordozó sürüség) csapdaként szereplő szennyezők, hibahelyek töltésbefogása, a jellemzésükre használt befogási idő határozza meg (az un. effektiv töltéshordozó élettartam [8]).

A detektorgyártók régi vágyálma, hogy az alapanyag mérésével eldönthető legyen, milyen minőségü lesz a belőle készitett detektor. Ebből a célból különböző "élettartam"-mérési módszereket dolgoztak ki, ezek nagy része azonban nem az előbb emlitett, igazi élettartamot méri. Ezért nem meglepő, hogy ezekkel a módszerekkel nem sikerült összefüggést találni az alapanyag és a detektor minősége között [8],[9].

Ezzel magyarázható, hogy mind a mai napig az alapanyagválogatás elfogadott módja a próbadetektorok készitése [10],[11] - ez'sajnos időigényes eljárás - amelyeken ezután mérni lehet nemcsak a töltéshordozók élettartamát, hanem a spektrometriai feloldást is.

A következőkben előbb a rekombináció és csapdázás fogalmát tárgyaljuk, majd áttekintjük a félvezető detektoros gyakorlatban eddig alkalmazott élettartam mérési módszereket (közülük is különösképpen a töltésbegyüjtés mérés elvén alapulókat), illetve ismertetünk egy részben általunk kifejlesztett mérési módszert Si(Li) röntgen detektorok mérésére, és illusztrációképpen közlünk néhány mérési eredményt.

2. Rekombináció és csapdázás

Mind a rekombináció, mind a csapdázás a fölös, nemegyensulyi töltéshordozókkal, valamint a félvezető kristályrácsának tökéletlenségeivel kapcsolatos. Az egyensulyi állapot azáltal áll vissza, hogy a fölös töltéshordozók végül visszakerülnek abba az energiasávba, ahonnan gerjesztettük őket. Ezt a folyamatot rekombinációnak nevezzük. Annak nagyon kicsi a valószinüsége, hogy a töltéshordozók közvetlenül az egyik sávból a másikba kerüljenek [12] (direkt rekombináció). Mint ismeretes, a félvezetőben mindig lévő kémiai szennyezések, rácshibák a tiltott sávban lokalizált nivókat képeznek, melyek különböző töltésállapotban létezhetnek. Lehetnek üresek, illetve befoghatnak egy vagy több elektront a vezetési, vagy vegyérték sávból, melyek különböző valószinüséggel emittálódhatnak akár ismét abba a sávba ahonnan befogódtak, akár az ellenkezőbe. Amennyiben az utóbbi a nagyobb valószinüségű folyamat, akkor indirekt rekombinációról beszélünk. Ennek sebessége nagyságrendekkel nagyobb, mint a direkt rekombináció. Ha viszont az első folyamat valószinüsége nagyobb, tehát a lokalizált nivó csak az egyik sávval cserél töltéshordozókat, akkor csapdázásról van szó.

A különböző folyamatokat az l.ábra szemlélteti.

Itt nem térhetünk ki az egyes folyamatok részletesebb tárgyalására, helyette az irodalomra hivatkozunk. A rekombináció klasszikus tárgyalása Shockley, Read [13] és Hall [14] nevéhez füződik (SRH-elmélet), a csapdázás egyenleteit az elsők között Haynes és Hornback [15],[16] vizsgálta. A különböző befogási folyamatok részletesebb áttekintése Schulman [7], Bonch-Bruevich [17] és Bube [18] munkáiban található.

Rekombináció esetén a fölös töltéshordozók $\Delta n \ (= \Delta n_e = \Delta n_p)$ koncentrációjának időbeli változását leiró egyenlet:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_r}, \qquad (1)$$

293



- l.ábra. Vázlat a rekombináció és a csapdázás mechanizmusához: direkt rekombináció (a), indirekt rekombináció (b), elektron-csapdázás (c), lyuk-csapdázás (d).
 Fig.l. Scheme of the mechanisms of recombination and
 - trapping: direct recombination (a), indirect recombination (b), electron trapping (c), hole trapping(d).
- Рис.1. Схема процессов рекомбинации и прилипания ловушками: прямая межзонная рекомбинация (а), косвенная рекомбинация (b), прилипание электронов ловушками (c), прилипание дырок ловушками (d).

ahol a τ_r mennyiséget rekombinációs élettartamnak [13],[14] nevezzük. Az egyenlet megoldása τ_r időállandóju exponenciális. lecsengés: $\Delta n(t) = \Delta n(o) \exp(-t/\tau_r)$.

Csapdázás esetén, ha nincs sem töltéshordozó generáció, sem pedig rekombináció, a fölös szabad (Δ n) és a csapdába esett (Δ nt) töltéshordozók (külön az elektronokra és lyukakra!) koncentráció változása N₂ csapda koncentráció esetén

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau_D} - \frac{\Delta n}{\tau^+} (1 - \frac{\Delta n}{N_t}) = -\frac{d(\Delta n_t)}{dt}$$
(2)

ahol τ a csapdába esésig várható szabad élettartam, az un. befogási idő ("trapping time"). τ_D pedig a csapdában átlagosan eltöltött idő, az un. elengedési idő ("detrapping time"). (Mind τ és τ_D külön-külön van definiálva elektronokra és lyukakra. Az egyszerüség érdekében azonban, amennyiben nem feltétlenül szükséges, nem teszünk ki megkülönböztető indexet, τ - ra a továbbiakban, félvezető detektorok esetén, a "töltéshordozó élettartam" kifejezést is fogjuk használni). A befogási idő a csapda σ befogási hatáskeresztmetszetével

A befogási idő a csapda o befogási hatáskeresztmetszetével és Nt koncentrációjával, valamint a töltéshordozó v sebességével az alábbi kapcsolatban van: Altalában feltételezik, hogy v=v_{th}, ahol az utóbbi a töltéshordozók termikus sebessége ($\sim 10^7$ cm/s), ez azonban nagy térerősségnél nem érvényes.

A csapdába esett töltéshordozó előbb-utóbb kiszabadul a csapdából. A félvezető detektorokban ez termikus emisszióval megy végbe, amelynek valószinüsége időegység alatt:

 $\frac{1}{\tau_{\rm D}} = s \cdot \exp(-E_{\rm T}/kT), \qquad (4)$

ahol E_T a csapdának az adott sávtól mért mélysége, s pedig az un. kiszökési frekvencia. Látható, hogy τ_D értéke erősen függ a hőmérséklettől, ami azt eredményezi, hogy adott hőmérsékleten csak bizonyos szintnél mélyebb csapdák az aktivak. A sekély csapdákban ugyanis csak elenyészően rövid ideig tartózkodnak töltéshordozók a gyors termikus legerjesztés miatt.

Megjegyezzük, hogy a hőmérsékletfüggésen kivül τ^* és τ_D értéke erős elektromos tér hatására is változik [66].

Összefoglalva azt mondhatjuk, a rekombináció és a csapdázás közötti lényeges különbség az, hogy rekombináció révén végérvényesen, csapdázás esetén csak időlegesen csökken a töltéshordozók koncentrációja, s mig a rekombinációban egyenlő arányban vesz részt mindkét töltéshordozó, s a centrum az egyik sávból a másikba juttat töltéshordozót, addig adott csapda csak az egyik töltéshordozóval bonyolit le transzportot, és csak az egyik sávval van kapcsolatban.

Ez azt jelenti, hogy a rekombináció sebessége mindkét töltéshordozó koncentrációjától függ, a csapdázás sebessége pedig csak az egyikétől. A félvezető detektorban, a rekombináció teljesen elhanyagolható folyamat. A rekombináció valószinüsége a következők miatt nagyon kicsiny: a detektor érzékeny térfogata szabad töltéshordozóktól mentes; a sugárzás által keltett töltések sürüsége is kicsi; az elektronok és a lyukak ellentétes irányban mozognak a keletkezés helyétől.

A töltéshordozók veszteségéért csakis a csapdák a felelősek, s mértéke a t⁺, T_D időállandók, valamint a töltések T_R átfutási idejének egymáshoz való viszonyaitól függ. Ezzel magyarázható minden eredménytelen próbálkozás, hogy különböző könnyen mérhető, általában rekombinációs élettartamok meghatározásával következtessenek a majdani detektor minőségére.

Nem tehetünk viszont éles különbséget rekombinációs centrum és csapda között. Ugyanis bizonyos körülmények között ugyanaz a centrum lehet rekombinációs (pl. megvilágitás esetén, vagy magasabb hőmérsékleten), mig más körülmények esetén (sötétben, alacsony hőmérsékleten) csapda. Ez a tény ismét azt bizonyitja, hogy a csapdázást lehetőleg pontosan a detektor üzemi körülményei mellett kell mérni.

(3)

3. Töltéshordozók élettartamának félvezető detektorokkal kapcsolatos mérési módszerei

3.1. Fotovezetőképességi módszerek

A fotovezetőképességi módszerek közös jellemzője, hogy a vizsgálandó mintát - alapanyagot vagy kész detektort látható vagy infravörös fénnyel világitják meg, s a gerjesztett fölös töltéshordozóknak megfelelő vezetőképesség változást mérik az idő függvényében, igen rövid fényimpulzussal történt megvilágitás után [19],[20],[21] (2.ábra), vagy állandó erősségű fénnyel történő megvilágitás esetén a megvilágitás helyétől mért távolság függvényében [22].



- 2.ábra. A fotovezetőképesség lecsengés mérési módszer elve.Fig.2. Scheme of the photoconductive decay
- /PCD/ method.

Рис.2. Принцип метода спада фотопроводимости.

A kiértékelésben a nehézséget az jelenti, hogy a vezetőképesség lecsengése nem mindig tiszta exponenciális. Ennek az az oka, hogy a fölös töltéshordozók száma nemcsak egyszerü rekombinációs centrumok, hanem (különösen Si-ban) csapdák, illetve többszintes rekombinációs centrumok következtében is változik. Alapmegvilágitással a csapdák betölthetők, igy hatásuk megszünik, illetve a fényintenzitástól függően a töltéshordozók – a kvázi Fermi szintet megnövelve – a mély rekombinációs centrumokat hatástalanitják. Hasonlóképpen a hőmérséklet változtatásával is elő lehet idézni a Fermi szint változását, igy az egyes szennyező-rekombinációs szintek és a hozzájuk tartozó rekombinációs élettartamok meghatározhatók. Nem szabad azonban elfelejteni, hogy egyes magas hőmérsékleten rekombinációs centrumok alacsony hőmérsékleten csapdákká alakulhatnak.

A számunkra legfontosabb csapdázási élettartamok a rekombináció jelenlétében csak akkor mérhetők jól a fotovezetőképességi módszerrel, ha τ⁺>τ, [16],[17]. Mivel ez a feltétel a félvezető detektorok esetén aligha teljesül, ezért a fotovezetőképességi módszer nem alkalmas a csapdázás mérésére. Ezért nem meglepő, hogy egyáltalán nincs korreláció a fotokonduktiv módszerrel mért élettartamok és a detektorok minősége között. A Hoboken cégnél Belgium Ge-alapanyagon végeztek ilyen méréseket [9] és megállapitották, hogy nincs összefüggés:

- a szobahőmérsékleten mért fotokonduktiv élettartam és a kész detektor minősége között
- a detektor üzemi hőmérsékletén mért élettartam és a kész detektor minősége között
- a fenti két hőmérsékleten mért élettartam között.

Jelenleg a Hoboken cég alkalmazza a hőmérséklet függvényében végzett fotovezetőképességi módszert a szennyező szintek mérésére,(szennyezők azonositása) valamint a befogási hatáskeresztmetszetek kisérleti vizsgálatára [23].

A félvezető egykristályok minősitése jelenleg is mindenütt a szobahőmérsékletű fotovezetőképesség lecsengésének mérése alapján [19],[20],[21] történik, ezért a megvásárolt alapanyagok adatlapjain ezek az értékek vannak feltűntetve, amelyek tehát a detektorgyártó szempontjából ugyszólván semmi jelentőséggel nem birnak (bár a nagyobb élettartam általában "tisztább" anyagot jelent).

3.2. Dióda záróirányu ujraéledési idejének mérése

A félvezető detektorok gyártásának folyamatában viszonylag elterjedten alkalmazzák a dióda záróirányu ujraéledési idejének elvén alapuló módszert. A töltéshordozók élettartamát egy p-n átmenet kiüritett rétegében lehet meghatározni, tehát ezzel a gyártás különböző fázisaiban a detektor ellenőrizhető. A módszer lényegét a 3.ábra alapján érthetjük meg.



3.ábra. Az ujraéledési idő mérének elve. Fig.3. Principle of the reverse recovery time method. Рис.3. Схема измерения времени восстановления. A vizsgálandó anyagon erős dopolással szándékolt szennyezéssel p-n átmenetet hozunk létre. Ez biztositja azt, hogy nyitóirányu feszültség hatására a mérendő anyagrészben az áramot főleg a kisebbségi töltéshordozók szállitják, melyek az erősen szennyezett rétegből injekció révén jutnak át. Koncentrációjuk az átmenetnél maximális, és a távolsággal exponenciálisan csökken. Adott t=o időpillanatban a diódát rendkivül gyorsan ($v0.2 \mu$ s) kapcsolódiódával egy R_R ellenálláson keresztül záróirányu feszültségre kapcsoljuk. A most már nemegyensulyi kisebbségi töltéshordozókoncentráció lassan lecsökken, amelynek folyamatát a záróirányu áram időbeli változásával követhetjük. Az ábrán T_r-el definiált ujraéledési idő "reverse recovery time" és a töltéshordozóknak - az adott körülmények közötti - τ élettartama között az alábbi összefüggés érvényes [24],[25],[26]:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{T}{\tau}} = \frac{1}{\frac{1}{R}}, \qquad (5)$$

ahol i_R és i_F a 3.ábra szerinti záró illetve nyitóirányu áramot jelenti, erf pedig a hibafüggvényt jelöli. Ez az élettartam viszonylag közel áll a detektor minőségét meghatározó effektiv élettartamhoz, hiszen itt is nagy térerősségü kiüritett rétegben mérünk, viszont az injekció miatt tulságosan nagy a töltéshordozó koncentráció. Nemrégen arról számoltak be [27], hogy Si-ban sikerült korrelációt megfigyelni az ujraéledési idővel mért élettartam és a töltésbegyűjtésből meghatározott effektiv (csapdázási) élettartam között, ha az előbbit az $i_F \rightarrow 0$ injekciós szintre extrapolálták. Különösen közel kerülhetünk a valóságos esethez, ha a mérést a detektor üzemi hőmérsékletén végezük.

A módszer alkalmazhatóságának azonban előfeltétele a jól injektáló kontaktus, valamint a kis kontaktusellenállás. Egy p-i-n szerkezetben viszont az okoz problémát, hogy mindkét kontaktus injektálhat, igy nem tudjuk, hogy vajon az elektronok vagy lyukak élettartamát, vagy azok valamilyen eredőjét mérjük-e?

3.3. Élettartam meghatározás generációs-rekombinációs áram méréséből

Mint ismeretes, egy p-n átmenet záróirányu árama alacsony hőmérsékleten (Si-esetén kb. 50 °C alatt) a kiüritett tartományban generációval keletkező töltéshordozók un. generációs-rekombinációs (gr) áramával azonos. Nagysága a kiüritett tartomány térfogatával, igy kb. a zárófeszültség négyzetgyökével $\sqrt{U_R}$ arányos - feltéve, hogy a felületi áramok elhanyagolhatók (amely sajnos nem mindig igaz). Sah [28] szerint a gr áram a következő képlettel irható le:

$$i_{gr} = \frac{qn_{i} Aw}{\tau_{p_{o}} e_{kT}^{E_{i}-E_{t}} + \tau_{n_{o}} e_{kT}^{E_{t}+E_{i}}} = \frac{qn_{i} Aw}{\tau_{o}}$$
(6)

ahol q az elektron töltése, A az átmenet keresztmetszete, w a kiüritett réteg vastagsága, n; az intrinsic töltéshordozó koncentráció, τ_n és τ_{p_o} a megfelelő kisebbségi töltéshordozó élettartamok, $E_i^{n_o}$ az intrinsic Fermi-szint, E_t pedig a gr-centrum energiaszintje, a τ_o mennyiséget effektiv (rekombinációs) élettartamnak szokás nevezni.

Első izben a Hoboken-cégnél mutatták ki [29], hogy Ge esetén a Li-diffuzió után kapott p-n átmenet gr árama és az azonos hőmérsékleten fotovezetőképességi módszerrel mért élettartam nagyon szoros kapcsolatban van. Ez tulajdonképpen nem meglepő, mert mindkettő az effektiv rekombinációs élettartamot méri.

Mint látható τ_o hőmérsékletfüggésének vizsgálatából a rekombinációs szint meghatározható [30].

3.4. "High level lifetime" mérés

Mint a cimbeli elnevezés is mutatja, a módszer nyitóirányban előfeszitett p-i-n diddába (kész Li-driftelt detektor) injektált kisebbségi töltéshordozók élettartamát méri igen nagy injekciós szintnél. Ezért nincs nagy jelentősége a detektor minősége szempontjából, viszont "melléktermékként" adódik a kész detektorok i-V karakterisztikájának ellenőrzésénél. A meghatározás elve: kis nyitóirányu feszültségnél az áram az Ohm törvény szerint lineárisan változik, majd annál az U_F^{F} feszültségnél, ahol a T_R átfutási idő megegyezik a töltéshordozó t élettartamával, egyszeres vagy kétszeres injekció, illetve az un. vezetőképesség moduláció jelensége lép fel [31]. Ennek következtében az áram a továbbiakban kb. a nyitóirányu feszült-ség harmadik hatványával (U_F^{3}) arányos fog nőni. A töréspontban tehát

$$T_{R} = \frac{w^{2}}{\mu U_{F}^{*}} = \tau , \qquad (7)$$

ahol μ a töltéshordozó mozgékonysága. Mellesleg nem tudhatjuk pontosan, hogy melyik töltéshordozó injekciójáról van szó, azaz melyik élettartamát mérjük.

3.5. Töltésbegyűjtésen alapuló módszerek

Valamilyen sugárzással (fény vagy radioaktiv sugárzás, gyorsitott töltött részecskék) félvezetőben vagy szigetelőben, elektron-lyuk párokat keltünk, melyeket közel homogén elektromos térrel összegyűjtünk. Attól függően, hogy a begyűjtés folyamatát (áram- vagy feszültségtranziens) elemezzük, vagy egy hosszabb ideig begyűjtött összes töltés mennyiségét mérjük; tranziens illetve integrális töltésbegyűjtés mérésről beszélhetünk. A tranziens folyamat természetszerűleg több információt tartalmaz: a töltések átfutási idejéből a driftsebesség, a jelalakból pedig a csapdázás paraméterei (befogási ill. elengedési idő, csapdamélység, hatáskeresztmetszet) határozhatók meg. Az integrális mérésből viszont csak egy effektiv csapdázási élettartam. Ennek ellenére a félvezető detektorokon végzett integrális mérések igen hasznosak, mivel rendkivűl kis zaju feldolgozó elektronika és a sokcsatornás analizátor használata nagyon pontos méréseket tesz lehetővé a kis effektusok ellenére is.

A legfontosabb azonban, hogy ezekkel a módszerekkel tényleg a detektor minőségét meghatározó csapdázást mérhetjük (feltéve persze, hogy a detektor üzemi hőmérsékletén végezzük). Ugyanis a mérések azon alapfeltétele, hogy a vizsgált mintában az elektromos térerő homogén legyen: eleve elegendően nagy térerőt, illetve töltésektől mentes kiüritett térfogatot tételez fel, amelyben a rekombináció valószinüsége elhanyagolható. A rekombináció elkerülése érdekében igy csak arra kell ügyelni, hogy a keltett töltéshordozó koncentráció is kellően kicsiny legyen.

E módszerek további előnye, hogy amig az eddig tárgyalt módszerek csak a kisebbségi töltéshordozó élettartamának meghatározására voltak alkalmasak, itt mindkét töltéshordozót mérni tudjuk. Ez nagy jelentőségü, hiszen a félvezető detektorok feloldása általában mindkét töltéshordozó begyűjtésétől függ.

Meg kell jegyezni, hogy a töltésbegyüjtés mérésére előnyösebbek a kész litium-driftelt detektorok, mint a viszonylag kis fajlagos ellenállásu kiindulási alapanyagok. Ugyanis a Lidrifteléssel az elektromosan aktiv szennyezők igen nagy tökéletességgel kompenzálhatók. Ez biztositja, hogy már viszonylag kis feszültséggel is teljes kiüritést, illetve homogén térerősséget érhetünk el. Ugyanakkor a homogén térerőeloszlás azt is lehetővé teszi, hogy több kV/cm térerősség mellett se jöjjön létre lavinaletörés. A kompenzáló Li pedig szerencsére egészen alacsony hőmérsékletig (∿30 K), nem zavarja a detektor minőségét meghatározó csapdák mérését, mivel a Li egészen sekély szintű donor mind Si-ban (0.03 eV), mind Ge-ban (0.01 eV), s igy magasabb hőmérsékleteken nem effektiv csapda, ellentétben a mérendő mélyebb (≳0.1 eV) csapdákkal.

Mind a tranziens, mind az integrális (Hecht) módszer a Ramo tételen [32],[4] alapszik, amely kimondja: ha a q töltés a w vastagságu kiüritett rétegben Δx utat tesz meg a térerővel párhuzamosan, akkor a külső elektródokon

$$\Delta q = q \cdot \frac{\Delta x}{w}$$
(8)

töltést indukál, függetlenül a térerősség eloszlásától. Ez azt jelenti, hogy a közvetlenül a felületen keltett töltéshordozók közül az adja a teljes jelet, amelynek az ellenkező oldali elektródra kell felfutnia, a másik egyáltalán nem játszik szerepet a töltésbegyüjtésben. Csapdába történő befogódás esetén az egyes töltéshordozók által keltett jel a csapdába esésig megtett uttal lesz arányos. Ilyen módon az egyik, majd a másik kontaktus közelében keltve töltéshordozókat, vagy a polaritást megcserélve (ha a kontaktusok ezt megengedik) külön-külön mérhető a csapdák mindkét töltéshordozóra való hatása. Ez a lehetőség a módszer egyik nagy erénye. (A későbbiekben a Hecht

MACYAR MANTOS AT LT KÖNTVTALL

A félvezető detektorokban kialakuló jelalak magyarázatára hibás elképzelés volt érvényben [33], egészen addig amig Cavalleri et al. meg nem fogalmazták a Ramo tétel félvezető detektorokra is érvényes, jelenleg is elfogadott és kisérletileg igazolt [34] alakját [4]. A Ramo tétel körüli viták azonban nem értek véget, időnként megjelennek a tétel elméleti és kisérleti "cáfolatai" [35], [36], [2].

függvény tárgyalásánál kimutatjuk, hogy a csapdák egyes töltéshordozókra való hatása a térfogatban mélyen keltett, mindkét töltéshordozó egyidejű begyűjtése esetén is szeparálható.)

A töltéshordozók keltése a módszernek igen lényeges része. A kiértékelés egyszerüsitése érdekében a töltéshordozók keltése legyen gyors, sokkal rövidebb, mint a töltések átfutási ideje a kristályon, másrészt a keltett töltéshordozóknak a kontaktusoktól mért keltési mélysége és hatótávolsága legyen sokkal kisebb, mint a kristály vastagsága. A jó jel/zaj viszony érdekében a keltett töltésmennyiség legyen elegendően nagy, de a rekombináció és az un. plazma késleltetés [37],[6] elkerülése végett ne legyen tulságosan nagy. Töltéshordozókat kelthetünk rövid hatótávu sugárzással (fény, röntgen, <100 keV β) a kontaktusokon keresztül (ebben az esetben a kontaktusoknak kellően "átlátszóaknak" kell lenniük), vagy kollimált γ -sugárzással oldalirányból a kontaktusok közelében (ekkor viszont lényegesen vastagabb 5-10 mm-es mintára van szükség) (4.ábra).



- 4.ábra. Mérési összeállitás tranziens (a) és integrális töltésbegyűjtési módszer (b) esetén.
- Fig.4. Measuring set-up for the transient (a) and the integral charge collection (b) methods.
- Рис.4. Схема измерения собирания зарядов: транзиентный метод (а), интегральный метод (b).

Nagyon fontos követelmény, hogy a vizsgálandó minta vagy a félvezető detektor kontaktusai jók legyenek, azaz kis ellenállásuak. Rossz kontaktusok a csapdázáshoz hasonló jelalakot, illetve látszólagos töltésveszteséget (ballisztikus deficit), a félvezető detektorban pedig feloldásromlást okozhatnak [38],[10],[39]. A kontaktusellenállás egy soros R_c ellenállással jellemezhető, mely a detektor C_d kapacitásával együtt a jel felfutását lassitja. Kimutatására általános szabályt nehéz mondani, de általában, ha a teljesen kiüritett tartományban dolgozunk, ahol C_d =konst, akkor R_c is független lesz a feszültségtől, mig a csapdázás nem. Ez a módszer többnyire lehetővé teszi a kérdés eldöntését: valóban a csapdázást mérjük vagy a rossz kontaktus hatását?

A töltésbegyüjtési vizsgálatokat Gudden, Pohl [40],[41], és Hecht [42] alapozta meg az 1920-30-as években. Abban az időben azonban nem állt rendelkezésre megfelelő elektronika a gyors tranziensek vizsgálatára, ezért az integrális módszert alkalmazták: a begyüjtött és a keltett töltés arányát, azaz a töltésbegyüjtési hatásfokot mérték (az un. Hecht-görbét). A módszert később van Heerden [43] és Hofstadter [44] alkalmazta a kristályszámlálókra. A tranziens módszer alapjait Spear [45] vetette meg 1957-ben. A félvezető detektorok az 1960-as években kezdtek elterjedni, s ezekre is hamarosan alkalmazták a töltésbegyűjtés elvét [10].

Azt mondhatjuk, hogy a töltésbegyüjtési módszer bár nem uj, még mindig nem tekinthető lezártnak. Időnként ujra felfedezik s hozzátesznek valami ujat. Ezt fogja szemléltetni a jelen munka is.

Végül megemlitjük, hogy a módszer legteljesebb leirásai [10],[46],[47]-ben találhatók.

Az integrális módszer jobb megértését is elősegiti, ha előbb a tranziens módszert, illetve magát a tranziens jelenséget tárgyaljuk [10],[46],[48],[49].

3.5.1. Tranziens töltés (begyüjtési) módszer

A következőkben egy w vastagságu, homogén térerőeloszlásu (E) planáris félvezetőszelet, vagy félvezető detektor, tranziens töltés-(feszültség-) válaszát vizsgáljuk, végtelen rövid, a felület közvetlen közelében keltett töltéscsomag begyüjtése során (5.ábra). Választásunk azért esett a feszültségtranziensre, mert a félvezető detektorok jeleinek erősitésére használt töltésérzékeny erősitők is a detektor elektródjain indukált töltésmennyiséggel arányos feszültséget adnak, s igy lehetővé teszik a módszer egyszerű alkalmazását.

A lehetséges eseteket az alábbiak szerint csoportositottuk: a/ csapdázás mentes eset (nincs csapda)

b/ csapdázás elengedés nélkül (mély csapda)

c/ csapdázás és elengedés együtt (közepesen mély csapda)

d/ csapdázás igen gyors elengedéssel (sekély csapda)

e/ több - különböző mélységü - csapda esete.

Az egyes esetekkel kapcsolatos mechanizmusok, valamint a megfelelő áram és töltés (feszültség)-tranziensek az 5.a,b. ábrán láthatók (az e/ eset kivételével).

A számitások mellőzésével, az egyes esetek tranziensei a következő formulákkal irhatók le:

a/	/ eset Q(t)	$t) = \begin{cases} ($	Qo TR	t≤T _R	(9a)
			Qo=konst.	t≥Tp	(9b)



5.a.ábra. Különböző csapdázási folyamatok (elektronokra). Fig.5.a. Various (electron) trapping processes. Рис.5.a. Разные процессы захвата электронов ловушками.



5.b.ábra. Áram- és feszültségtranziensek az 5.a.ábrán jelzett csapdázási folyamatok esetén.

Fig.5.b. Current and voltage transients in different trapping processes.

Рис.5. Формы транзиентных импульсов тока и напряжения при процессах захвата, показанных на рис.5.а.

ebből egyszerüen meghatározható a v_d=w/T_R driftsebesség és a $\mu = v_d/E$ mozgékonyság.

b/ eset

$$Q(t) = \begin{cases} Q \frac{\tau^{+}}{T_{R}} [1 - e \times p(-\frac{t}{\tau^{+}})] & t \le T_{R} \end{cases}$$
(10a)

$$\left\{ \begin{array}{c} Q \quad \frac{\tau^{+}}{T_{R}} \left[1 - e \times p \left(-\frac{T_{R}}{\tau^{+}} \right) \right] = Q_{f} \quad t \ge T_{R} \end{array} \right. \tag{10b}$$

Az utóbbi képlet a nevezetes Hecht formula, melynek egyetlen hátránya, hogy belőle csak a $\tau^{+/T}R$ mennyiség határozható meg. Ha τ^{+} -ra vagyunk kiváncsiak, akkor egyéb forrásból szükség van a driftsebesség ismeretére. (Szerencsére a félvezető detektorokhoz használt Si és Ge alapanyagok olyan tiszták a driftsebesség szempontjából, hogy az irodalmi adatokkal [46],[50] számolhatunk). A tranziensből ($t \leq T_R$) közvetlenül meghatározható τ^{+} (a görbe menetéből), a töréspontból pedig T_R , s.i.t.

Itt jegyezzük meg, hogy $\tau^+/T_R>10$ esetén (ami Si esetén nem ritka) mind az áram, mind a feszültségtranziensből elég nehéz τ^+ -t meghatározni az igen kis töltésveszteség miatt. Itt jelentkezik majd az integrális módszer előnye: a nagy érzékenység, a kis zaj és a sokcsatornás analizátor pontossága (lásd később).

c/ eset

Az 5.a.ábrán látható c/eset már lényegesen bonyolultabb mind a matematikai formalizmus, mind a kiértékelés szempontjából. (Ugyanakkor ez az eset szolgáltatja a csapdáról a legtöbb információt). Ugyanis a csapdából kiszabaduló töltések t>T_R esetén is módositják a jelalakot, s ez τ_D -vel kapcsolatos.

Ebben az esetben a töltéshordozó sorsa a következő: rövid ut után befogódik, kiszabadul, ujra befogódik, ujra kiszabadul,.... s végül átjut a kiüritett rétegen, átlagosan

$$t' = \frac{\tau_{+}\tau_{D}}{\tau^{+}} T_{R} \approx \frac{\tau_{D}}{\tau^{+}} T_{R} \quad id\delta \text{ alatt.}$$

Az indukált töltés t≤Tp esetben

$$Q(t) = Q_{0} \frac{\tau_{e}}{T_{R}} [\frac{t}{\tau_{D}} + \frac{\tau_{e}}{\tau_{+}} \{1 - \exp(-t/\tau_{e})\}], \qquad (11)$$

ahol $1/\tau_{e}=(1/\tau^{*})+(1/\tau_{D})$. Ebből t=o-beli differenciál hányados képzéssel kapjuk T_R-et. A (ll)-ből elvileg τ^{*} és τ_{D} is meghatározható, de csak nagy hibával és nehézkesen.

Amikor t>T_R, általános esetben Q(t) nem adható meg analitikus formában. Meglepően egyszerű lesz viszont a megoldás abban az esetben, ha teljesűl a $\tau^+ < T_R < \tau_D$ feltétel. A gyakorlatban ez a feltétel a térerősség (T_R!) változtatásával rendszerint elérhető, általában kis térerő esetén. (A homogén térerő biztositása ebben az esetben csak Li-driftelt eszközzel biztositható). Ekkor a töltéstranziens egy (relative) gyors ugrásból (t≤T_R) és egy azt követő lineárisan növekvő szakaszból áll (t≤t'):

$$Q(t) = \begin{cases} \sim Q \frac{\tau}{T_R} [1 - e \times p(-t/\tau^+)] & t \le T_R \\ Q_f + (Q_0 - Q_f) \frac{t}{t} & T_R \le t \le t'. \end{cases}$$
(12a) (12b)

A kezdeti szakasz a b/eset kezdeti szakaszával teljesen azonos, a lineáris részből pedig t' illetve τ_D egyszerüen meghatározható. A hőmérséklet függvényében mérve τ_D -t, meghatározható a csapda mélysége is.

Meg kell emliteni, hogy amint láttuk, a tranziens módszer lehetővé teszi τ^+ és τ_D külön-külön történő meghatározását, az integrális módszer viszont ebben az esetben egy tulbecsült τ_{eff}^+ értéket ad, mivel az elengedés miatt a τ^+ által meghatározott töltésveszteségnél kisebbet mérünk. A mély csapdák miatt azonban ez az eset nem jellemző a Si(Li)-detektorokra.

d/eset.

Ezt az esetet a redukált mozgékonyság esetének is nevezik. Ugyanis a $\tau^+ << T_R$ és $\tau_D << T_R$ feltétel teljesülése miatt a töltések többször befogódnak, kiszabadulnak, ami egy látszólagos sebesség-, illetve mozgékonyság csökkenést okoz, de töltésveszteséget nem. A Q(t)-re vonatkozó egyenletek analógok az a/eset egyenleteivel, csak T_R -et $T_R^{=}T_R[\tau^+/(\tau^++\tau_D)]$ -vel kell helyettesiteni. Be lehet látni, hogy $T_R^{n}exp(E_T/kT)$, vagyis a hőmérsékletfüggésből a csapda mélysége itt is meghatározható.

Félvezető detektorokban a fenti jelenséget a sekély szintü B, Li⁺ szennyezők okoznak, de hatásuk csak 30 K alatt jelentkezik a detektor töltésbegyűjtésében [51],[52].

e/eset.

Két vagy több csapaszint esetén a töltéstranziens vizsgálata csak numerikus módszerekkel lehetséges. Ha azonban az aktivációs energiák (mélységek) jelentősen különböznek (mély és sekély szint), akkor a hőmérséklet alkalmas megválasztásával elérhető, hogy csak a mély csapda legyen az aktiv τ_D erős hőmérsékletfüggése következtében.

Félvezető detektorokban ez a tipikus eset: a sekély csapdák (Ga,B természetes szennyezők és a kompenzáló Li, driftelt detektor esetén) a detektor üzemi hőmérsékletén nem effektivek, igy a mély csapdák hatása mérhető.

A mély csapdák koncentrációja azonban jó detektor (alapanyag) esetén sokkal kisebb, mint a sekélyeké, ezért csak kis töltésveszteséget okoznak. Ez a jó kiértékelhetőség szempontjából a tranziens módszernél azt jelenti, hogy kis térerősségnél kell mérni, hogy τ^+/T_R elég kicsi legyen. Ez ismét a térinhomogenitás problémáját veti fel. A nukleáris elektronikával, különösen Li driftelt detektoron, végzett integrális mérés ezért ebben az értelemben előnyösebb.

A tranziens módszer összefoglalásaképpen azt mondhatjuk, hogy a részletek gazdagsága jellemzi, közvetlenül lehetséges T_R, τ^+, τ_D meghatározása. Közvetve pedig a következő mennyiségek értékelhetők ki: - mozgékonyság:

$$\mu = \frac{W}{T_{\rm R}E}$$
(13)

(14)

$$E_{T} = \frac{d(ln\tau_{D})}{d(kT)}$$

- a csapda mélysége:

- a csapdák koncentrációja:
$$N_T = N_{c_T^+} \exp(-E_T/kT)$$
 (15)

(itt: N_c elektroncsapdázás esetén a vezetési sáv állapotsürüsége)

- a csapdák hatáskeresztmetszet $\sigma = (N_{t}V_{th}\tau^{+})^{-1}$ (16)

Végül néhány szót szólunk a tranziens töltés módszer félvezető detektor vonatkozásu alkalmazásairól. Elsősorban Chalk Riverben (Kanada) és Modenában (Olaszország) alkalmazzák rutinszerüen Si, Ge, CdTe alapanyagok és detektorok vizsgálatára.

Ezenkivül Strasbourgban (Franciaország), Hobokenben (Belgium), Tokai-Murában (Japán) és Leningrádban (Szovjetunió) vannak nagy hagyományai a töltésbegyűjtés mérésnek, de ezeken a helyeken az integrális módszert részesítik előnyben.

A minket elsősorban érdeklő Si-ra csak kevés publikáció jelent meg [51],[53]. Sajnos ezek a munkák is elsősorban az alacsony hőmérsékletű befogás-elengedés folyamatot vizsgálták a sekély csapdák esetében. A működési hőmérsékleten a csapdázásért felelős centrumok kutatásáról, különös tekintettel az alapanyag növesztési módja és a kész detektor feloldása közötti kapcsolatra, mindeddig nem tettek közzé eredményeket.

A módszer egyetlen hátránya, hogy nagyon jó minőségü anyagok vizsgálata (mint amilyen pl. az energiadiszperziv röntgenspektrométerekhez szükséges) csak kis térerősség esetén lehetséges, mivel a módszer viszonylagos érzéketlensége folytán csak itt válik mérhetővé a csapdázás okozta töltésvesztés. Ugyanakkor a homogén térerőeloszlás feltételének biztositása a szükséges kis térerőnél még Li-driftelt eszközökben sem egyszerü. Mivel az integrális módszer érzékenysége lényegesen jobb, ezért ebben az esetben célszerübb azt alkalmazni.

3.5.2. Integrális töltésbegyűjtési (Hecht-) módszer

Az integrális módszer elvét már az előző fejezetben emlitettük (lásd 4.ábra): a félvezető szeletben töltéshordozókat keltünk, elektromos térrel begyüjtjük azokat és adott mérési idő alatt beérkezett összes töltés mennyiségét mérjük. A begyüjtött és a keltett töltés viszonyából, az un. töltésbegyüjtési tényezőből a csapdázás bizonyos - később részletesen vizsgált - jellemző adatai meghatározhatók.

Mivel a magfizikában használatos félvezető detektoros spektrométerek a töltésbegyűjtés és elvén alapulnak, ezért célszerűen a spektrométert használhatjuk a töltésbegyűjtés mérésére, amikor éppen a vizsgálandó félvezetőből készitűnk detektort. A spektrométerek, különösen a röntgenspektrométerek, rendkivűl jó jel/zaj viszonnyal rendelkeznek, amelyek sokcsatornás amplitudó analizátopral kombinálva igen pontos csucshelyzet, azaz töltésbegyűjtés meghatározást tesznek lehetővé. Ez egyedűlálló lehetőséget biztosit a röntgenspektrometriai célra használt Si(Li) detektorok, vagy a detektorkészitésre felhasználni szándékozott Si alapanyagban a töltéshordozók csapdázásának mérésére. Ilyen kis töltésveszteségek meghatározására ugyanis a tranziens módszer már nem alkalmas. (Megjegyezzük, hogy erősebb csapdázás esetén sokcsatornás analizátor helyett tárolós oszcilloszkóp is alkalmazható (8]).

A módszer további előnye, hogy – amint azt később megmutatjuk – lehetőség nyilik nemcsak a felületközeben, hanem a térfogatban (pl. 10-100 keV röntgensugárzással) keltett töltések vizsgálata révén, mindkét töltéshordozó csapdázását is mérni.

Az integrális módszer egyetlen hátránya a tranzienssel szemben, hogy kevésbé informativ, s ezért például a töltéshordozók sebességét más forrásokból ismertnek kell feltételezni.

A félvezető detektorokkal kapcsolatos első Hecht-módszeres méréseket az 1940-es évek végén végezték az un. kristályszámlálókon [44], majd az 1950-es években a fejlettebb Au-dopolt homogén Ge [43], illetve Si [54] detektorokon. A töltésbegyűjtési módszereket, köztük az integrálisat, az

A töltésbegyűjtési módszereket, köztük az integrálisat, az 1960-as években kezdték el szélesebb körben alkalmazni a CdTe detektorok vizsgálatára [55],[56],[57]. Ezek napjainkban is elfogadott minősitési módszernek számitanak, mind Ge(Li) [9] mind HP-Ge [58] detektorok esetén. Meglehetősen kevés publikáció jelent meg viszont Si(Li) detektorokról [8], különösen a röntgenspektrométerekre vonatkozóan [59], [60], annak ellenére, hogy jelenleg is folynak ilyen jellegű vizsgálatok [61].

3.5.2.1. Felületi töltéshordozó keltés

a/ A Hecht formula (csapdázás elengedés nélkül)

A Hecht-tétel [42] eredetileg arra az esetre vonatkozik, amikor a töltéshordozókat közvetlenül az egyik elektróda közelében keltjük (6.ábra).

A levezetés során feltételezzük, hogy csak egyfajta, a τ⁺ befogási idővel jellemezhető csapda aktiv, s nincs elengedés a csapdából, valamint hogy az elektromos térerő homogén (E=konst).Az egyszerüség kedvéért egyetlen darab töltéshordozó, a jelen esetben (6.ábra) elektron mozgását vizsgáljuk, igy valószinüségi fogalmakat fogunk használni.

A töltéshordozó szabad uthossza csapdába esésig:

$$\lambda = v\tau^{+} = \mu E\tau^{+}$$
(17)

Annak valószinüsége, hogy a töltéshordozó a keletkezés helyétől mért x távolságig még nem esett csapdába (lásd az (1) képlet)

$$n(x) = e^{-\chi/\lambda}, \qquad (18)$$

307



6.ábra. Vázlat a Hecht-tétel levezetéséhez (a detektor x irányu mérete erősen tulzott).

Fig.6. Sketch to the derivation of the Hecht formula. Рис.6. Схема получения формулы Гехта.

amiből következik, hogy x és x+dx között

$$P(x)dx = \left|\frac{dn}{dx}\right|dx = \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx \qquad (19)$$

valószinüséggel esik csapdába.

A Ramo-tétel [4] szerint, ha a töltés x utat tesz meg,

akkor az elektródokon q(x)=q $_{w}^{x}$ töltés indukál. Igy az egy töl-téshordozó esetén indukált ("begyüjtött") töltés várható ér-téke

$$M(Q) = \int_{O} q(x)P(x) dx$$
(20)

(Bár a detektor csak $\{0-W\}$ között van "értelmezve", az integrálást x=∞-ig kell végezni, mivel P(x) $\{0-\infty\}$ -ben normált). Válasszuk az integrált két részre. Ha x≤w, akkor

 $q(x)=q.\frac{x}{w}$, ha $x \ge w$, akkor q(x)=q. A valóságban ez a két eset

megfelel azoknak a töltéshordozóknak, amelyek o-w között x ut megtétele után, qx/w töltést indukálva csapdába esnek, illetve azoknak, amelyek akadálytalanul teszik meg a o-w távolságot és teljes q töltést keltenek. igy

$$M(Q_{A}) = \int_{0}^{w} q \frac{x}{w} \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx = q[\frac{\lambda}{w} - (1 + \frac{\lambda}{w})e^{-w/\lambda}]$$
(21)

$$M(Q_B) = \int_{w}^{\infty} q \cdot \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx = q n(w) = q e^{-w/\lambda}$$
(22)

Az indukált összes töltés tehát

$$M(Q) = M(Q_A) + M(Q_B) = q \frac{\lambda}{w} [1 - e^{-w/\lambda}], \qquad (23)$$

vagy a töltésbegyűjtési hatásfokkal (begyűjtött/keltett töltés) kifejezve:

$$\eta = \frac{M(Q)}{q} = \frac{\lambda}{w} [1 - e^{-w/\lambda}], \qquad (24)$$

amely a nevezetes Hecht-formula. Egyszerüség kedvéért a dimenzió nélküli λ/w mennyiséget nevezzük el csapdázási paraméternek és jelöljük y-al. Mivel a töltéshordozók sebességét v=w/T_R alakban is kifejezhetjük:

$$y = \frac{\lambda}{w} = \frac{\tau^+}{T_R}$$
(25)

Az $\eta(y)$ és $\eta(y^{-1})$ függvény képe a 7. ábrán látható.



7.ábra. A Hecht-függvény. Fig.7. The Hecht function. Рис.7. Функция Гехта.

Adott monoenergetikus sugárzáshoz tartozó csucs helyzetét, azaz tulajdonképpen η -t,a detektorfeszültség(vagy T_R, azaz y) függvényében mérve az energiaspektrumban bizonyos, a töltéshordozó sebességére vonatkozó feltételezés esetén, a τ^{+} befogási idő, vagy élettartam meghatározható.

Egyrészt a detektoroktól megkövetelt kis csapdázás, másrészt a homogén térerősség biztositásához szükséges nagy átlagos térerősség (lásd később) azt jelenti, hogy a méréseket nagy y értékeknél kell végeznünk, tehát amikor n≈l. Igy alapvető követelmény, hogy n nagyon kis változásait tudjuk mérni, s pontosan ismerjük a tökéletes begyűjtéshez tartozó, s csak extrapolációval meghatározható n értékét. Jó feloldóképességű röntgenspektrométerekkel, sokcsatornás analizátort használva az y=2-200 (η =0.7-0.998) tartományban dolgozhatunk, a mérési pontosság pedig kb. $\pm \Delta \eta$ =10⁻³-10⁻⁴. A legnagyobb hibát rendszerint az η =1 meghatározása okozza.

Szerencsés tény, hogy $\eta \ge 0.95$ esetén $\eta(y^{-1})$ közel lineáris (7.ábra):

$$\eta(y) \approx 1 - \frac{1}{2y} \tag{26}$$

Ez egyrészt az extrapolációt, másrészt y (igy τ^+) meghatározá-sát is egyszerübbé teszi:

$$r^{+} \approx \frac{T_{R}}{2(1-n)}$$
(27)

Pontos mérésnél figyelembe kell venni a lineáris közelités pontatlanságát, ezért az $(1-\eta)_{mért}$ töltésveszteség helyett az $(1-\eta)_{|i|n} = (1-\eta)_{mért}$ értékkel kell számolni. $\eta \ge 0.95$ esetén a korrigált formula

$$\tau_{korr}^{\dagger} = \frac{T_R}{2(1-\eta)_{mert} [1+0.6674(1-\eta)_{mert}]}, \quad (28)$$

amely <0.1 % hibával adja a valódi t+-t.

b./ Hecht-tétel a csapdából történő töltéshordozó elengedés esetén

Ha a begyüjtött töltés mennyiségét nem közvetlenül a töltések átfutása után, hanem jóval később mérjük (mint általában a nukleáris elektronikában), akkor a mérésig eltelt un. jelfeldolgozási vagy mérési idő alatt a csapdából töltések szabadulhatnak ki, melyet ilyen módon hozzámérünk a jelhez. Az egyszerü Hecht-képlet alapján számolva ezért, a látszólag kisebb töltésveszteség miatt, a valóságosnál nagyobb értéket fogunk kapni t^{*}-ra. Az igy mért téff effektiv befogási idő (élettartam) összefügg a τ_D elengedési és a T_m mérési idővel, de felmerül a kérdés, mit is mérünk ilyen esetben?

Mivel a csapdába esett töltéshordozók számának csökkenését (a (2) képlet megoldása) az

$$n_{t}(t) = n_{t}(o) e^{-t/\tau} D$$
 (29)

összefüggés irja le, ezért annak valószinüsége, hogy egy töltéshordozó t és t+dt között szabaddá válik

$$P(t)dt = \frac{1}{\tau_D} e^{-t/\tau_D} dt$$
 (30)
Mivel a töltésmennyiséget a $t=T_m$ időpillanatban mérjük, ezért a csapdákból a (o- T_m) időintervallumban kiszabadult töltések hatását is figyelembe kell venni.

Legyen a 4.ábra jelformálójának (megfelel a nukleáris elektronikában a lineáris erősitőnek) az integrátor (megfelel a töltésérzékeny előerősitőnek) kimenőjelére adott válaszfüggvénye S(t), a t időpillanatban szabaddá váló töltések valószinüségi sürüsége g(t). Akkor a T_m időpillanatban a (23) Hecht-képlethez képest meghatározott többlet-töltés várható értéke

$$M(Q_{c}) = \int_{O}^{i_{m}} S(T_{m}-t)q(t)dt = \int_{O}^{i_{m}} S(T_{m}-t)[P(t)\int_{O}^{w} q\frac{w-x}{w}P(x)dx]dt$$
(31)

lesz. A (31) képlet azt fejezi ki, hogy a t időpillanatban az x helyről P(t) valószinüséggel kiszabaduló töltés, amely feltevésünk szerint ujabb befogódás nélkül teszi meg a hátralévő w-x utat (közben q(w-x)/w töltést indukálva), a T_m időpillanatban S(T_m -t) "sullyal" járul hozzá a mért töltésmennyiség értékéhez.

A többlet-töltés mennyiségét az alábbi alakba irhatjuk:

$$M(Q_{c}) = [1 - M(Q_{A}) - M(Q_{B})] F[S, T_{m}]$$
(32)

ahol bevezettük a jelformálástól függő

$$F[S,T_{m}] = \int_{0}^{m} S(T_{m}-t)P(t)dt = \int_{0}^{m} S(t)P(T_{m}-t)dt$$
(33)

mennyiséget. A töltésbegyüjtési hatásfok módosult kifejezése a következő lesz:

$$n' = n_0 + (1 - n_0) F[S, T_m]$$
 (34)

ahol η_o a (23) képlet által számolt érték. Ebből az

$$\eta' \approx 1 - \frac{T_R}{2\tau_{eff}^+}$$
(35)

közelités érvényességi tartományában azt kapjuk, hogy

$$\tau_{\text{eff}}^{\dagger} = \frac{\tau_{\text{T}}^{\dagger}}{1 - F[S, T_m]}$$
(36)

Ez az a mennyiség, amelyet valójában az integrális töltésbegyűjtési módszerrel mérni tudunk, s egyuttal ez a mennyiség határozza meg a félvezető detektor tényleges töltésveszteségét és feloldását az adott T_m jelfeldolgozási idő mellett. Tehát a fenti τ_{eff}^+ -at definiálhatjuk, mint a töltéshordozók effektiv élettartamát a félvezető detektorban – az adott mérési elrendezés esetén.

Megjegyezzük, hogy a T_m függvényében végzett τ_{eff}^+ mérésből a τ_D értéke itt is meghatározható, nemcsak a tranziens módszernél. Nem szükséges azonban közvetlenül τ_D -t mérnünk,

elegendő n' mérése a hőmérséklet függvényében ahhoz, hogy a csapda mélységét meghatározzuk. Ugyanis a [4] szerinti $\tau_D \sim \exp(E_T/kT)$ összefüggés következtében azoknál a hőmérsék-leteknél, ahol $\tau_D \approx T_m$ az n'-ben elég éles változások várhatók [62]. Egy félvezető detektor várható viselkedését a 8.ábra mutatja [49].

A gyakorlatban a mély csapdák energiaszintjére rendszerint csak egy korlátot tudunk megadni, mivel csak olyan magas hőmérsékleten következne be az ugrás, amikor a detektor áramzajai már lehetetlenné teszik a mérést.



- 8.ábra. A töltésbegyüjtési hatásfok hőmérsékletfüggése olyan detektorban, melyben a sekély csapdák koncentrációja sokkal nagyobb, mint a mélyeké. A szaggatott vonal a valós esetet mutatja az egy töltéshordozó pár keltéséhez szükséges energia (ε) hőmérsékletfüggésének figyelembevételével.
 Fig.8. Temperature dependence of the charge collection efficiency when the concentration of shallow traps is much higher than that of the deep traps. The dashed line is for the real case with the temperature dependence of the energy (ε) needed for the production of a hole-electron pair taken into account.
 Рис.8. Температурная зависимость эффективности собирания зарядов в детекторе, в котором нонцентрация мельких
 - зарядов в детекторе, в котором концентрация мельких ловушек намного больше глубоких. Пунктир показывает истинный случай – учитивающий температурную зависимость энергии образования электронно-дырочной пары (є).

c./ A térerősséginhomogenitás hatása a töltésbegyüjtésre

A térerősséginhomogenitás vizsgálatára azért van szükség, hogy

- meg tudjuk becsülni milyen hibát követünk el méréseinknél ha azokat az E=konst. feltevés mellett értékeljük, illetve hogy a térinhomogenitás hatását korrekcióba tudjuk venni,
- a detektorkészités céljára az alapanyagválogatás egyszerűsitése érdekében egyszerűbb lenne az eredeti, még nem Li-kompenzált anyagon végezni töltésbegyűjtés mérést. Ebben az esetben azonban a viszonylag kis fajlagos ellenállás miatt még vékony szeletek esetén is valószinűleg csak nagyon inhomogén teret lehetnek létrehozni, vagy pedig ki sem lehetne teljesen űriteni a félvezető szeletet. Kérdés ilyen esetben milyen összefüggések irják le a töltésbegyűjtést?

Homogén, köbcentiméterenként N ionizált szennyezőt tartalmazó félvezetőből készült w vastagságu párhuzamos szeletben, amelyen egy záró és egy ohmikus kontaktus van (pl. planáris félvezető detektorban), különböző U polarizáló feszültség hatására kialakuló térerősségeloszlás a 9.ábrán látható.



- 9.ábra. Térerősség eloszlás ideális planáris félvezető detektorban (U* a teljes kiüritéshez szükséges feszültség).
- Fig.9. Electric field distribution in an ideal planar semiconductor detector.(U*-depletion voltage).

Рис.9. Распределение напряженности электрического поля в идеальном планарном детекторе (U*- напряжение, требуемое для полного обеднения).

A 9. ábra három esetét (részleges kiürités, teljes kiürités, tulfeszültség) leiró kifejezések a következők:

$$\left[2 \frac{U^*}{W} \left[\sqrt{\frac{U}{U^*}} - \frac{x}{W}\right] \qquad U \le U^* \qquad (37a)$$

$$E(x) = \begin{cases} 2 \frac{U^*}{w} \begin{bmatrix} 1 - \frac{x}{w} \end{bmatrix} & U = U^* \quad (37b) \\ 2 \frac{U^*}{w} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} - \frac{x}{w} \end{bmatrix} + \frac{U}{w} & U \ge U^* \quad (37c) \end{cases}$$

ahol U* a teljes kiüritéshez szükséges feszültség

$$U^* = \frac{q N w^2}{2 \varepsilon_r \varepsilon_o} , \qquad (38)$$

ahol ε_r a relativ dielektromos állandó (Si-ra ll,7), $\varepsilon_o=8.86.10^{-14}$ F/cm a vákuum dielektromos állandója. Definiáljuk a térerőinhomogenitást az U≥U* esetben az alábbi módon:

$$\delta = \frac{E(o) - E(w)}{E(o) + E(w)} = \frac{2U^{*}}{U}$$
 (39)

Mivel az inhomogenitás U#-al arányos, tehát adott feszültségnél az N szennyezőkoncentráció csökkentésével a homogenitás javitható.

A levezetések részletezése nélkül a töltésbegyűjtés hatásfokát leiró kifejezések

$$\eta = \begin{cases} \frac{1}{1 + \frac{1}{2y^*}} = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_r \varepsilon_o}{q\mu\tau + N}} = konst. & U \le U^* \quad (40a) \end{cases}$$

 $\left(\begin{array}{c} \underline{y}+\underline{y}^{*}\\ 1+2\underline{y}^{*}\end{array}\right)\left(1-\left(\begin{array}{c} \underline{y}-\underline{y}^{*}\\ \overline{y}+\underline{y}^{*}\end{array}\right)\right)^{\left(1+\frac{1}{2y^{*}}\right)}$ U ≥ U* (40Ъ)

ahol

$$y = \frac{\lambda}{w} = \frac{\mu \tau^{+} U}{w^{2}}$$
(41)

$$y^* = \frac{\lambda^*}{w} = \frac{\mu\tau U^*}{w^2}$$
 (42)

Kimutatható, hogy U→∞ esetén visszakapjuk a (24) Hecht képletet. Az inhomogenitás, illetve a részleges kiürités hatását a 10. ábra szemlélteti.

A töltésbegyűjtési hatásfok képleteit vizsgálva a következő érdekes megállapitásokat tehetjük:

a./ Részleges kiüritésben kis fajlagos ellenállásu anyag esetén



- 10.ábra. Térerőinhomogenitás és a részleges kiűrités hatása a töltésbegyűjtésre. Az y*=0 eset a Hecht képletnek felel meg.
- Fig.10. The effect of electric field inhomogeneity and partial depletion on charge collection efficiency. The y*=0 case corresponds to the Hecht formula.
- Рис.10. Влияние неоднородности напряженности поля и частного обеднения на собирание зарядов. Случай у*=0 соответствует формуле Гехта.

(nagy U*)n*l, és csak igen nagy fajlagos ellenállás (pl. Li-driftelés [63]) esetén kapunk jól mérhető töltésveszteséget. Természetesen ugyanez áll az U>U* esetre is, mivel U növelésével n nem csökkenhet. Megállapithatjuk tehát, hogy a töltésbegyüjtés mérésén alapuló csapdázási élettartam meghatározás csak igen nagy ellenállásu, célszerűen Li-kompenzált anyagon lehetséges, amelyben az ionizált szennyezők N koncentrációja igen kicsiny. (A kis töltésveszteség magyarázata egyébként az, hogy kis ellenállásu anyagban a kis kiűritési vastagság következtében igen nagy - bár erősen inhomogén - elektromos tér alakul ki, amely jó begyűjtést eredményez).

b./ Az U>U* esetben a töltésbegyűjtési hatásfok mindig nagyobb mint a Hecht képletből számolt (E=konst.!). Az eltérés az inhomogenitás mértékével (U* növekedésével) monoton nő, azonban egészen nagy inhomogenitásnál ismét nullához közelit. Ez az eltérés látható a 11. ábrán y=20 esetén. Az ábrán látható esetben, amely jellemző a félvezető detektorok mérési tartományára, mintegy 10 % eltérést okozhat az inhomogenitás a Hecht formula alapján számolt (l- η) töltésveszteséghez képest. Tehát hiába tudjuk a csucshelyzetet 10^{-*} -pontossággal, azaz a töltésveszteséget kb. 0.4 % pontossággal mérni, ha az inhomogenitás ekkora eltérést okoz! Ezért nagyon fontos a jó Likompenzáció, hogy a lehető legjobban megközelithessük a Hecht formula érvényességi tartományát. (Ez egyébként a spektrometriai feloldóképesség szempontjából is kivánatos.)



- 11. ábra. A töltésbegyűjtési hatásfok eltérése a Hechtformulából számolttól (alsó egyenes), térerősséginhomogenitás esetén (felső görbe.)
- Deviation from the Hecht formula in the case of Fig.ll. an inhomogeneous electric field.
- Рис.11.

Отклонение собирания заряда от формулы Гехта при неоднородности электрического поля.

d./ Elektronok élettartamának mérése a Hecht formula alapján Si/Li/ detektorokon

Mint emlitettük az integrális módszer nagy előnye, hogy a szokásos mérőelektronika segitségével el lehet végezni a mérést, és viszonylag nagy pontossággal. Mérési összeállitásunk vázlata a 12. ábrán látható.

A mérésekhez saját készitésü Si(Li) mérőfejeket használtunk a szokásos ATOMKI elektronikus egységekkel (NV-806 előerősitő, NZ-853 jelfeldolgozó), a spektrum rögzitésére EMG 31024 vagy ICA-70 analizátort 1K feloldásban, a spektrumbeli csucsok sulypontját pedig EMG-666 asztali, illetve TPA-i kisszámitógéppel határoztuk meg. A td=t; mérési időállandót a jó feloldás szempontjából általában 6.4 us-nak választottuk. (A mérési T_m≈2τ_d=2τ;) idő

Felületközeli töltéshordozó-gerjesztésre Fe⁵⁵ vagy Co⁵⁷ izotópok 5.9, illetve 6.4 keV-es röntgen sugárzásait használtuk. Mivel a Si(Li) detektorok belépő kb. 200 Å vastag Au-ablaka a negativ elektróda, ezért a töltésbegyüjtésben csak a hátsó pozitiv elektróda felé igyekvő elektronok vesznek részt.

A csucsok helyzetének változását a detektor feszültségének (Ud) függvényében mértük (10-20 pontban) az előzetes kapacitásmérésből [64] már ismert U* kiüritési feszültségnél nagyobb értékek mellett. Részleges kiüritésnél egyébként is erősen romlik a feloldás, sőt zavaró csucsok jöhetnek a detektorból, melyek lehetetlenné teszik a mérést.



12.ábra. A töltéshordozók élettartamának méréséhez használt mérési elrendezés.
Fig.12. Set-up for the measurement of effective charge carrier lifetime.
Рис.12. Схема измерения времен жизни носителей заряда.

Mivel meglehetősen kis effektusokat kell mérni, ezért ügyelni kell arra, hogy minden zavaró jelenséget kiküszöböljünk. A sokcsatornás spektrumban az energia-csatornaszám összefüggés igen jó közelitéssel lineárisnak tekinthető, az energiaskála nullpontja azonban rendszerint nem esik egybe a nulladik csatornával. Ez igen lényeges, hiszen a töltésbegyűjtési hatásfok meghatározásához a nullponttól mért csucshelyzetre van szükségünk. Ráadásul a teljes elektronika időbeli instabilitása következtében a mérések alatt az energiaskálának mind a meredeksége (erősitésváltozás: eV/csatorna), mind a nullpontja (elcsuszás, drift) változhat. Sajnos ez sokszor nagyobb mérvü csucseltolódást okoz, mint a mérendő effektus. Ennek korrigálása céljából az előerősitő bemenetére kis Cc kapacitáson keresztül egy preciziós impulzusgenerátorból két különböző amplitudóju, célszerüen a spektrum elején és végén jövő, jelet vezetünk (12. ábra). Ha valamely referenciának tekintett mérés folyamán a két impulzusgenerátor csucsnak a nulladik csatornától mért helyzetei Pl, és P2, az energiaskála nullpontjától pedig Plő és P28, az adott mérésben pedig Pl és P2 a generátor, P_{mért} a mérendő csucsok helyzetei a nulladik

csatornától, akkor az emlitett hatásokra korrigált csucshelyzet

$$P_{korr} = m \left[P_{mert} - C \right], \tag{43}$$

ahol

$$m = \frac{P2_o - P1_o}{P2 - P1}$$
(44)

$$C = P1 - \frac{P1_{o}}{m} = P2 - \frac{P2_{o}}{m}$$
 (45)

317

Sokkal kisebb a hatása, de helytelen összeállitás esetén jelentős hibát okozhat az a tény, hogy valójában az előerősitő bemenetére nem jut el a detektorban begyűjtött összes töltés, hanem csak

 $Q' = Q_0 \frac{C_E}{C_E + C_d}$ (46)

ahol

$$C_{E} = \frac{C_{din} C_{B}}{C_{din} + C_{B}}$$
(47)

a bemeneten lévő különböző kapacitások (a jelöléseket lásd a 12. ábrán) leosztása miatt. A fenti tény hatása ugyanaz, mintha a csucshelyzetet nem az energia nullponttól számolnánk. Méréseinknél a szokásos detektorméretek (kapacitások) és CB=1nF szürőkondenzátor és NV-806 előerősitő használata esetén Q'/Q ≈ 0.995.

További látszólagos töltésveszteséget okozhat az un. ballisztikus deficit:a jelfeldolgozó kimenetén az adott véges T_R felfutási idő esetén mérhető csucsnagyságnak a T_R+o végtelenül rövid detektorjelhez tartozó csucsnagyságtól való relativ eltérése. Ennek oka a detektor áramimpulzusának tökéletlen integrálása. A (12) ábrán látható elrendezés esetén a ballisztikus deficit nagysága $1-(\tau_d/T_p)\{1-\exp[-(T_p/\tau_d)\}$.

a ballisztikus deficit nagysága $1-(\tau_d/T_R)\{1-\exp[-(T_R/\tau_d)\}$. Ha kontaktuseffektusok nem lassitják a felfutást $T_R \leq 0.1 \mu s$, $\tau_d \geq 5 \mu s$ és igy a ballisztikus deficitet teljesen figyelmen kivül hagyhatjuk. Egyébként kisérletileg [64] is igazoltuk, hogy detektoraink kontaktusellenállása legfeljebb néhány 100 Ω , ami még nem okoz felfutáslassitást.

A töltésbegyűjtési hatásfokot a minden lehetséges zavaró effektusra korrigált csucshelyzetből természetesen az

$$\eta(U_d) = \frac{\Pr(U_d)}{\Pr(U_d \to \infty)}$$
(48)

képlettel számoljuk. A ^P_{korr}(Ud→∞) azaz az n=l értéket az 1/U_d függvényében végzett extrapolációból határozzuk meg. Egy tipikus mérési eredményt a 13.ábra szemléltet.

Az elektronok csapdázását a Si(Li) detektorok gyors bemérésénél általában nem az élettartammal, hanem csak a $\beta_e=y_e/U_d$ -vel definiált un. töltésbegyűjtési paraméterrel szoktuk jellemezni, amely az adott vastagságu detektor töltésbegyűjtését jellemzi:

$$\beta_{e} = \frac{\mu_{e} \tau_{e}^{+}}{W^{2}}$$
(49)

A (26) képlet érvényességi tartományában a töltésbegyűjtési görbe (egyenes) 1/U_d függvényében vett meredekségéből

$$\beta_{e} = \frac{1}{2 \frac{d(1-\eta)}{d(U_{d}^{-1})}}$$
(50)



13. ábra. Tipikus mérési eredmény Si(Li) detektorra elektron begyűjtés esetén.

Fig.13. Result of a typical one - carrier (electron) collection measurement.

Рис.13. Типичный результат измерения собирания электронов в детекторе Si(Li).

A várakozásnak megfelelően korrelációt találtunk a különböző alapanyagokból készitett Si(Li) detektorok β_e értékei és az 5.9 keV-es csucsra mért detektor belső feloldás ${}^{5.9}_{\Delta}$ fe-szültségfüggésének jellemzésére használt det

$$x = \frac{d(\Delta_{de+}^{5.9})}{d(U_d^{-1})}$$
(51)

paraméter között [65] (14.ábra). Az α paraméter szemléletes jelentése: milyen gyorsan romlik a detektor feloldóképessége 1/U_d növelésével az 1/U_d=o esetre (ahol feltehetően nincs töltésveszteség) extrapolált minimális, a feloldóképesség elvi határát jelentő értékről. Vagyis a jó detektorokra kis α érték a jellemző.

A viszonylag nagy szórás oka nem csak a mérési hibában keresendő, hanem elsősorban abban, hogy a detektor feloldását térerő- és csapdázási inhomogenitások, valamint ilyen kis energiáknál felületi jelenségek is erősen befolyásolják.

A töltésbegyűjtés mérés jelentőségét itt külön ki kell hangsulyozni, hiszen a l4.ábrán látható valamennyi anyagra közel azonos élettartamot mértek a gyártók fotovezetőképességi módszerrel (1000-3000 μ s), mig (a ß értékeket τ^* -ra átszámolva) a tényleges élettartamok ennél 2-4 nagyságrenddel (!) kisebbek (0.3-20 μ s) és az előbbiekkel semmiféle korreláltságot nem mutatnak.

Sajnos a félvezető detektoros gyakorlatban sokáig ugy vélték, hogy az $U_d \rightarrow \infty$ extrapoláció a töltésveszteségmentes esetet adja, bár Sakai [52] már 1968-ban felvetette, hogy mivel a töltéshordozók sebessége nem növelhető bizonyos határon tul, ezért az



- 14.ábra. Korreláció a detektor kisenergiás(5.9 keV) töltésbegyüjtését, illetve feloldását jellemző β_e és α paraméterek között. Az azonos jelek azonos Si-alapanyagot jelentenek.
- Fig.14. Correlation between the β_e and α parameters characterizing the low-energy 5.9 keV charge carrier collection and resolution, respectively.
- Рис.14. Корреляция между параметрами β_е и α, характеризирующими низкоэнергетичное (5.9 кэВ) собирание заряда и разрешение детектора, соответственно. Идентичные знаки означают тот же исходный материал.

ilyen extrapolációt a töltéshordozók T_R→o futási idejére kellene végezni. Az első megbizható driftsebesség méréseket félvezető detektorokon – éppen a tranziens töltés módszerrel – Ottaviani és társai végezték 1975-ben [50]. Számolásainkban ezért mindenütt a mi esetünknek megfelelő <111> orientációju Si 110 K-re közölt adataikat használtuk. A két extrapoláció közötti különbség érzékeltetésére bemutatjuk egy Si(Li) detektorra kapott eredményünket: a pontosabb közelitésben a T_R függvényében számolt töltésveszteséget a hagyományos extrapolációs paraméter, az 1/U_d függvényében (15.ábra). Mint látható U_d=∞ esetén a töltésveszteség még kb. 0.5 %.

A driftsebességek térerősségfüggésének az ismeretében lehetővé vált a τ_e^+ befogási idő meghatározása is. Kiértékeléséhez a (28) képletet használtuk.

Ezekből a pontos mérésekből kiderült, hogy té nem tekinthető tökéletesen a detektor anyagára jellemző mennyiségnek, mivel értéke nem mindig független a térerősségtől. Néhány ezzel kapcsolatos mérési eredmény a 16. ábrán látható.

Mint látható van olyan eset, amikor τ_e^+ csaknem térerőfüggetlen, mig más esetekben növekvő térerővel nő vagy csökken. Itt



15.ábra.	A detektor tényleges, a TR függvényében
	számolt töltésvesztesége Ud ¹ függvényében.
Fig.15.	Effective charge loss in a semiconductor
	detector as a function of U_d^{-1} .
Рис.15.	Истинные потери заряда в детекторе в
	зависимости от U_1.

nem részletezve csupán azt jegyezzük meg, hogy az elmélet [66] szerint minden térerősségfüggő hatás té növekedését jósolja. Kétségtelen tény viszont, hogy legalább egy esetben (16.ábra, 19-2 det.) biztosan nem mérési hiba a csökkenő $\tau_{e}^{+}(E)$ érték. Ugyanis ez a detektor csaknem térerősségfüggetlen feloldást mutatott. Mivel a töltésveszteség, s igy a detektor feloldása is az y_e~E·t_e⁺(E) mennyiséggel kapcsolatos, az adott $\tau_{e}^{+}(E)~E^{-1}$ függés megmagyarázza a megfigyelésünket!

Mint azt a beveztőben emlitettük, nem célunk a mérési eredmények részletes tárgyalása, ezért itt csak néhány jellegzetes eredményt mutattunk be.

3.5.2.2. Térfogati töltéshordozó-keltés esete a./ Töltésbegyűjtés a detektor tetszőleges helyéről

A tárgyalás során ismét feltételezzük, hogy a térerősség homogén, és mind az elektronok (e), mind a lyukak (h) egy-egy τ_e^+ illetve τ_h^+ befogási idővel és a megfelelő $\lambda_i = \mu_i \tau_i^+ E$ (i=e.h) szabad uthosszal jellemezhetők. A koordinátarendszer 0-pontja legyen ismét a negativ elektróda (Si(Li) detektorok belépő ablaka: 17. ábra).







17.ábra. Vázlat a töltéshordozók x mélységből történő begyűjtésének meghatározásához.
Fig.17. Sketch to the determination the collection of the charge carriers from depth x.
Рис.17. Схема для определения собирания зарядов в глубине х.

A töltéshordozók mozgásának koordinátáit(z;) a vizsgált, x mélységű rétegtől mérjük. A levezetés és a jelölések analógok a Hecht képletnél alkalmazottal. A töltéshordozók csapdába esésének valószinűségi sűrűségfüggvénye:

$$P_{i}(z_{i}) = \frac{1}{\lambda_{i}} e^{-\frac{1}{\lambda_{i}}}, \quad (i=e,h) \quad (52)$$

az elektródokon indukált töltés pedig q(z;)=qz;/w.Az elektronok által indukált töltés várható értéke:

$$M(Q_{e}) = \int_{0}^{\infty} q(z_{e})P_{e}(z_{e})dz_{e} = \int_{0}^{w-x} q\frac{z_{e}}{w} \frac{1}{\lambda_{e}} e^{-\overline{\lambda_{e}}} dz_{e} + \int_{0}^{\infty} q\cdot\frac{w-x}{w} \frac{1}{\lambda_{e}} e^{-\overline{\lambda_{e}}} dz_{e} = q\frac{\lambda_{e}}{w} \left[1 - e^{-\frac{w-x}{\lambda_{e}}}\right]$$
(54)

A lyukak begyüjtéséből származó töltés hasonlóan:

7 .

$$M(Q_{h}) = \int_{0}^{x} q \frac{z_{h}}{w} \frac{1}{\lambda_{h}} e^{-\frac{z_{h}}{\lambda_{h}}} dz_{h} + \int_{0}^{\infty} q \frac{x}{w} \frac{1}{\lambda_{h}} e^{-\frac{z_{h}}{\lambda_{h}}} dz_{h} =$$
$$= q \frac{\lambda_{h}}{w} \left[1 - e^{-\frac{x}{\lambda_{h}}} \right]$$
(55)

Tehát a felülettől mért x mélységből a töltéshordozók begyüjtési hatásfoka

$$\eta(x) = \frac{M(Q_{e}) + M(Q_{h})}{q} = \frac{\lambda_{e}}{w} \left[1 - e^{-\frac{w-\lambda}{\lambda_{e}}} \right] + \frac{\lambda_{h}}{w} \left[1 - e^{-\frac{\lambda}{\lambda_{h}}} \right] =$$

$$= y_{e} \left[1 - e^{-\frac{1-a}{y_{e}}} \right] + y_{h} \left[1 - e^{-\frac{a}{y_{h}}} \right],$$
(56)

ahol bevezettük az $y_i = \lambda_i / w$ az egyes töltéshordozókra definiált csapdázási paramétereket, és a szintén dimenzió nélküli a=x/w mennyiséget. Könnyen be lehet látni, hogy az $\eta(a)$ függvény maximummal rendelkezik, s a maximum helye

$$a_{max} = \frac{y_e}{y_e + y_h}$$
(57)

Az $\eta(a)$ függvény a 18.ábrán látható, különböző Y_h/Y_e arány esetén az $y_e + y_h = 20$ mellékfeltétel mellett. Az a tény, hogy η a hely függvénye, lehetőséget ad az y_i illetve τ_i^+ paraméterek meghatározására. Ehhez a detektort oldalról keskeny, kollimált, nagy energiáju (mély behatolás) γ -nyalábbal sugározzuk be és a hely függvényében mérjük $\eta(x)$ -t [9]. A méréshez egyrészt vastag detektor szükséges, másrészt olyan geometriáju, amelynek az érzékeny i-térfogata végig a felszinen van. A szokásos Si(Li) detektoroknál azonban ezen feltételek egyike sem szokott teljesülni.



18.ábra.	A töltésbegyüjtési hatásfok helyfüggése
	planáris detektorban.
Fig. 18.	Position dependence of the charge
	collection efficiency in a planar
	detector.
Рис.18.	Позиционная зависимость эффективности
	собирания зарядов в планарном детекторе.

Itt kell megemliteni, hogy a detektor mélyebb rétegeibe is behatoló sugárzástól származó kisnergiás "elhuzással" (farokkal) rendelkező aszimmetrikus spektrumcsucsokért a fent tárgyalt helyfüggő töltésbegyűjtés a felelős [64].

b./ "Atlagos" töltésbegyűjtés tetszőleges energiáju röntgen- vagy γ-sugárzás esetén

Elegendően nagy energiáju röntgen vagy γ-sugárzás a detektor mélyebb rétegeibe is behatol, s ott töltéshordozókat kelt, amelyek az előzőek szerint helytől függő valószinüséggel gyűjtődnek be. Adott energia esetén az átlagos töltésbegyűjtést ugy kaphatjuk meg, hogy a különböző mélységből történő begyűjtést sulyozzuk az adott mélységből származó töltéshordozók számával. Feltételezzük (s ez a valóságban is teljesűl [67]), hogy a sugárzás által keltett elektronok hatótávolsága sokkal kisebb a detektor vastagságánál, tehát a töltéshordozók arról a helyről gyűjtődnek be, ahol keletkeztek.

Felhasználva, hogy a röntgensugárzás intenzitása J(x)=J_oe^{-lmx} törvény szerint gyengül az anyagon történő áthaladása során, a o-w között normált töltéshordozó keltési valószinüségi sürüség:

$$G(x) = \frac{\mu_{m}}{1 - e^{-\mu_{m}w}} e^{-\mu_{m}x}$$
(

58)

ahol $\mu_m = \mu_m(E_\gamma)$ a sugárzás energiájától függő, a fotoelektromos kölcsönhatásra vonatkozó lineáris abszorpciós együttható [68]. Az átlagos töltésbegyüjtési hatásfok tehát:

$$\eta = \int_{0}^{W} \eta(x)G(x)dx = \int_{0}^{W} \eta_{e}(x)G(x)dx + \int_{0}^{W} \eta_{h}(x)G(x)dx = \eta_{e}+\eta_{h}$$
(59)

Az integrálások elvégzése után

$$\eta_{e} = y_{e} \left[1 - \frac{M(e^{-M} - e^{-\overline{y_{e}}})}{(\frac{1}{y_{e}} - M)(1 - e^{-M})} \right]$$
(60a)
$$\eta_{h} = y_{h} \left[1 - \frac{M(1 - e^{-(M + \frac{1}{y_{h}})})}{(M + \frac{1}{y_{h}})(1 - e^{-M})} \right],$$
(60b)

ahol bevezettük az M=µmw dimenzió nélküli mennyiséget. Nagyobb energiáknál, aszimmetrikus csucsok esetén különösen lényeges, hogy ezek a kifejezések a csucs sulypontjával, nem pedig a csucs maximumának a helyzetével kapcsolatosak, mivel a levezetett mennyiségek várható értéket jelentenek!

Vizsgáljunk két határesetet: amikor a sugárzás csak a felületen kelt töltéseket (kis energia), illetve amikor homogén módon a detektor egész térfogatában (nagy energia) kelt.

a./
$$E_{\gamma} \rightarrow 0$$
, azaz $M \rightarrow \infty$
lim $\eta_e = y_e \left[1 - e^{-\frac{1}{y_e}} \right]$
(61a)
lim $\eta_h = 0$.
(61b)

Tehát a várakozásnak megfelelően a Hecht képletet kaptuk vissza, amikoris csak az elektronok játszanak szerepet a töltésbegyűjtésben.

b.
$$f E_{\gamma} \rightarrow \infty$$
, azaz M+0

$$\lim_{M \rightarrow 0} \eta_{e} = y_{e} \left[1 - y_{e} \left(1 - e^{-\frac{1}{y_{e}}} \right) \right]$$
(62a)

$$\lim_{M \rightarrow 0} \eta_{h} = y_{h} \left[1 - y_{h} \left(1 - e^{-\frac{1}{y_{h}}} \right) \right]$$
(62b)

A töltésbegyüjtés tehát szimmetrikus a két töltéshordozóra nézve. Abban az esetben, ha mind y $_{\rm e}$, mind y $_{\rm h}$ elég nagy, az átlagos töltésbegyüjtés lineáris közelitésben:

$$\eta(M=0) \approx 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{1}{y_e} + \frac{1}{y_h} \right)$$
 (63)

325

c./ τ_e⁺ és τ_h⁺ egyidejü meghatározása az energia függvényében végzett töltésbegyüjtés mérésből

Mindkét töltéshordozó (effektiv) befogási idejének meghatározására az ad módot, hogy a röntgen vagy γ -sugárzás energiájának növelésével (mivel egyre mélyebb rétegekben is keletkeznek töltéshordozók nő a töltésbegyüjtésben a másik töltéshordozó (Si(Li) detektorokban a lyukak) járuléka. Igy, minthogy a kis energiáju sugárzás méréséből az elektronok, a nagy energiájuból pedig az elektronok és lyukak energiafüggően sulyozott kevert élettartama határozható meg, kiszámolható külön a lyukak élettartama is [61]. Ugyanis (26) és (63) szerint

$$1-\eta \approx 1 - \frac{T_{Re}}{2\tau_{e}^{+}} \qquad ha \qquad E \to 0 \qquad (64)$$
$$1-\eta \approx 1 - \frac{1}{6} \left[\frac{T_{Re}}{\tau_{e}^{+}} + \frac{T_{Rh}}{\tau_{h}^{+}} \right] ha \qquad E \to \infty \qquad (65)$$

Mint azt alább kimutatjuk Si-esetén a két határesetet nagyon jól megközeliti a Fe⁵⁵ 5.9 keV, illetve az Am²⁴¹ 60 keV-es sugárzása.

Ez a lehetőség a tranziens módszerrel szemben nagy előny, mivel ott mindenképpen külön kell mérni az egyik, majd a másik elektróda közelében keltett töltéshordozók begyüjtését. Éppen ezért viszont itt nagyobb lehet a hiba, mivel a lyukak begyüjtését csak közvetve tudjuk meghatározni két mérésből, ezért a hibák halmozódnak, s még viszonylag nagy mérési pontosság esetén sem kaphatunk értékelhető eredményt a lyukakra.

Ennek a hiányosságnak a megszüntetése céljából olyan módositást dolgoztunk ki, amely jelentősen növeli a lyukak élettartamának meghatározási pontosságát. Ennek nagy jelentősége van, mivel a detektorok nagyobb energiás viselkedésében egyre nagyobb szerepük van a lyukaknak, s ilyen szempontból az alapanyag illetve a detektor minősitéséhez a lyukak élettartama is fontos mennyiség.

A módszer lényege nagyon egyszerü: az $E_{\gamma}=0$ és $E_{\gamma}=\infty$ határesetek helyett 5-10, vagy akár több röntgen, illetve γ -energiánál mérjük a töltésbegyűjtést a detektor feszültségének a függvényében, s a mérési pontokra az energia függvényében végzett illesztéssel határozzuk meg a töltéshordozók élettartamát. Ezáltal lényegesen jobb mérési pontosság érhető el.

Ebből a célból a tetszőleges energiára (azaz az M-mennyiségre) vonatkozó (60a,b) töltésbegyüjtés kifejezéseit kell sorbafejteni, hogy könnyen kezelhető formulához jussunk. Lineáris közelitésben (ŋ20.95 esetén tökéletesen megfelelő):

$$n_e(y_e^{-1}) \approx n_e(o) + \frac{dn_e}{dy_e^{-1}} |_o y_e^{-1} = F_o - \frac{F_o}{y_e}$$
 (65a)

$$n_{h}(y_{h}^{-1}) \approx n_{h}(o) + \frac{dn_{h}}{dy_{h}^{-1}} |_{o} y_{h}^{-1} = L_{o} - \frac{L_{o}}{y_{h}},$$
 (65b)

(Az előjelek ilyen megválasztása csak kényelmi szempontból történt) ahol

F _o =	1 1-e ^{-N}	$\frac{1}{M} - \frac{1}{M}$	(66a)
F _o [†] ≖	<u>1</u> M² +	$\frac{\frac{1}{2} - \frac{1}{M}}{1 - e^{-M}}$	(66Ъ)

 $L_{o} = \frac{1}{M} - \frac{1}{e^{M} - 1}$ (66c)

 $L_{o}' = \frac{1}{M^{2}} + \frac{\frac{1}{2} + \frac{1}{M}}{1 - e^{M}}$ (66d)

Az M→0,∞ határesetekben természetesen a (26) és (63) képleteket kapjuk vissza. Gyakorlati jelentősége miatt a már emlitett 5.9 és 60 keV-re vonatkozó sorfejtési együtthatókat az 1. táblázatban tüntettük fel w=3 mm Si detektor esetére;

1.táblázat: A (66a) - (66d) sorfejtési együtthatók w=3 mm vastag Si detektorra. Table 1: The (66a) - (66d) expansion coefficients for a w=3 mm Si detector.

Таблица 1: Коэффициенты (66а) - (66d) для Si детектора с толщиной w=3 мм.

5.9 keV	60 keV
0.98960	0.51114
$0.48971 = \frac{1}{2.0420}$	$0.17226 = \frac{1}{5.8051}$
0.01040	O.48886
0.00011=1 9260	$0.16112 = \frac{1}{6.2056}$
	5.9 keV 0.98960 0.48971= $\frac{1}{2.0420}$ 0.01040 0.00011= $\frac{1}{9260}$

Az l. táblázat eredményeit összevetve a (26), (63) képletekkel látható, hogy az 5.9 keV szinte tökéletesen megfelel az egyik, s többé-kevésbé a 60 keV is a másik határesetnek.

Egyszerüen belátható, hogy mivel $F_0+L_0=1$, az (l- η) töltés-veszteséget az alábbi alakban fejezhetjük ki:

$$(1-n) \approx \frac{F_0[M(E_{\gamma})]}{y_e[T_{R_e}(U_d)]} + \frac{L_0[M(E_{\gamma})]}{y_h[T_{R_h}(U_d)]} = f(E_{\gamma}, U_d)$$
(67)

amely a $\beta_i = \mu_i \tau_i^{\dagger} / w^2$, vagy a τ_i^{\dagger} (i=e,h) paraméterek meghatározására a következő összefüggést adja:

$$\frac{d(1-\eta)}{d U_{d}^{-1}} \begin{vmatrix} -1 \\ U_{d} = 0 \end{vmatrix} = \frac{F_{o}}{\beta_{e}} + \frac{L_{o}}{\beta_{h}}$$
(68)

Tehát az U_d detektorfeszültség függvényében, különböző energiáknál meghatározva a töltésbegyűjtést, illetve a töltésveszteséget, s abból kiszámolva a baloldali deriváltat (polinomiális közelitésben a lineáris tag) a β_e és β_h értékei az E_Y energia függvényében legkisebb négyzetek módszerével végrehajtott illesztéssel meghatározhatók. (Emlékeztetőül: a töltésveszteség energiafüggése a μ_m abszorpciós együttható energiafüggésének a következménye).

Az élettartamok meghatározásához sajnos még ezen a közelitésen belül is ujabb közelitést vagyunk kénytelenek alkalmazni (a meghatározás pontosságát azonban nem ez fogja korlátozni), ugyanis az elektronok és lyukak driftsebességei, igy a T_{Re},T_{Rh} átfutási idők is különbözőképpen függenek a térerősségtől. Szerencsére a 110K hőmérséklet környékén és a 200-2000 V/cm térerősség tartományban (ahol többnyire dolgozunk)v_e $\approx (2.30\pm0.2)v_h$ [50], igy

$$\frac{d(1-n)}{dT_{R_{e}}}\Big|_{T_{R_{e}}=0} \approx \frac{F_{o}'}{\tau_{+}} + 2.30 \frac{L_{o}'}{\tau_{+}}, \qquad (69)$$

amelyből τ_i^{\dagger} a β_i -hez hasonlóan határozható meg. (Természetesen a fenti közelitések miatt az élettartamok térerősségfüggését már nem tudjuk megállapitani).

már nem tudjuk megállapitani). Különböző τ_e^+/τ_h^+ esetére, a $\tau_e^+\tau_h^+=20~\mu$ s mellékfeltétellel, a 19. ábra mutatja d(1- η)/dT_{Re} energiafüggését w=3 mm detektorvastagság mellett.

Az energia függvényében végzett töltésbegyűjtés mérésre a 20. ábrán láthatunk példát. 5.9 és 60 keV között 14 különböző energiánál (Fe⁵⁵,Co⁵⁷ és Am²⁴¹ forrásokkal) mértük a $d(1-\eta)/dT_{R_{e}}$ mennyiséget. Az ábra a $\tau_{e}^{+},\tau_{h}^{+}$ -ra végzett illesztést mutatja a méréi pontokkal. Sajnös minél nagyobb a $\tau_{h}^{+}/\tau_{e}^{+}$ arány annál pontatlanabbul lehet csak meghatározni τ_{h}^{+} -t. Ugyanis a $d(1-\eta)/dT_{R_{e}}$ kifejezésében ((69) képlet) τ_{e}^{+} és τ_{h}^{+} "párhuzamosan van kapcsolva", ezért nagy τ_{h}^{+} esetén $1/\tau_{h}^{+}$ járuléka kicsiny lesz $1/\tau_{e}^{+}$ mellett. Lényegesen pontosabban lehet mérni az élettartamokat a $\tau_{e}^{+}/\tau_{h}^{+}$ 1 tartományban. Erre a 21. ábrán mutatunk példát.

A különböző detektor alapanyagok diszlokációs, diszlokációmentes-vakancia klaszteres, diszlokáció – és klasztermentes szilicium vizsgálata az élettartamok szempontjából jelenleg még folyamatban van. Előzetes eredményként csak annyit emlitünk meg, hogy a detektorok tulnyomó többségében elektron csapdázás van, azaz $\tau_{p}^{+} < \tau_{b}^{+}$. A csapdázás okainak kideritése és



19.
ábra. A d(1-n)/d $T_{\rm Re}$ mennyiség energiafüggése w=3 mm vastag Si
detektorban.

- Fig.19. Energy dependence of the quantity $d(1-\eta)/dT_{Re}$ in a w=3 mm thick Si detector.
- Рис.19. Зависимость величины d(l-η)/dT_{Re} от энергии в Si детекторе с толщиной w=3 мм.



- 20. ábra. Élettartam meghatározás a τ_e^+/τ_h^+ <l tartományban a (69) egyenlet alapján végzett illesztés segítségével.
- Fig.20. Determination of lifetimes in the case of $\tau_e^+/\tau_h^+ < 1$ by a fitting according to eq. (69).
- Рис.20. Определение времен жизни в диапазоне т⁺/т⁺_h <1 с помощью подгонни на основе уравнения (69).

329

megszüntetése azonban csak az egykristály növesztőkkel együttmüködésben oldható meg.



21.ábra.	Élettartam meghatározás a te/th 21
Fig.21.	esetén. Determination of lifetimes in the case
Рис.21.	of τ ⁺ /τ ⁺ _h ≳l . Определение времен жизни в диапазоне
	$\tau_{e}^{+}/\tau_{h}^{+} \gtrsim 1$.

4. Összefoglalás

A félvezető detektoros (köztük a röntgen- és Y-) spektrométerek feloldóképességét alapvetően két tényező határozza meg: a detektorból származó töltések számának ingadozása (a detektor feloldása) és az elektronikus feldolgozórendszer zajai (az elektronikus feloldás). A detektor feloldása is két részre bontható. Az egyik rész a detektor feloldóképességének elvi határa, a töltések keletkezésének elkerülhetetlen statisztikus ingadozásából eredő un. statisztikus járulék. A másik rész a detektorban keltett töltések elégtelen begyűjtéséből származó, a töltésveszteséggel kapcsolatos un. töltésbegyűjtési járulék.

A félvezető detektorokban a rekombináció elhanyagolható folyamat és töltésveszteséget csak a csapdázás okoz. Jó feloldóképességű félvezető detektor készitéséhez ezért olyan alapanyagra van szükség, amelyben kicsi lesz a csapdázás a detektor űzemi körülményei között. Ugy tünik, hogy jelenlegi ismereteink szerint az alapanyag válogatása kizárólag detektor körülmények között (kiüritett térfogat, sötét, erős elektromos tér, alacsony hőmérséklet, kis töltéshordozó koncentráció a mérés folyamán) lehetséges. Ez azt jelenti, hogy nem alkalmasak az alapanyagok jellemzésére a félvezető (detektor)-technológiában megszokott módszerekkel meghatározott élettartamok, mivel nem hozhatók kapcsolatba a majdani detektor minőségével.

Ezért elkerülhetetlennek látszik a próbadetektorok meglehetősen időigényes készitése, s azokon a töltésbegyüjtés mérése. Mint elméletileg levezettük és kisérletileg is bizonyitottuk a töltésbegyűjtés mérésből azok a paraméterek (β_i, τ_i^+) határozhatók meg, amelyek ténylegesen a detektor feloldásával kapcsolatosak.

À cikk végül részletesen ismertet egy részben általunk kifejlesztett módszert mindkét töltéshordozó, az elektronok és a lyukak csapdázásával kapcsolatos élettartamoknak $(\tau_{\cdot}^{:})$ Si(Li) röntgen detektorokban a szokásos mérőelektronika segitségével történő meghatározására.

Köszönetnyilvánitás

A szerző köszönetét fejezi ki dr.Bacsó József tudományos munkatársnak, hogy munkáját állandóan figyelemmel kisérte, s minden támogatást megadott annak elvégzéséhez, valamint dr.Kis-Varga Miklós és dr.Kovács Pál tudományos munkatársaknak a számitógépes kiértékelésben nyujtott segitségükért.

Irodalom

- [1] T.A. McMath és M. Martini, Nucl. Instr. Meth. 86 (1970) 245 [2] N.B. Strokan, V.K. Yeryomin, S.A. Lomashevich és N.I. Tisnek, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 No.3 (1972) 365
- [3] L.L. Makovsky, N.B. Strokan és N.I. Tisnek, IEEE Trans.
- Nucl. Sci. NS-17 No.3 (1968) 304 [4] G. Cavalleri, C. Fabri, E. Gatti és V. Svelto, Nucl. Instr. Meth. 21 (1963) 177
- [5] R.B. Day, D. Dearnaley és J.M. Palms, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 No.1 (1967) 487
- [6] P.A. Tove és W. Seibt, Nucl. Instr. Meth. 51 (1967) 261
- [7] R.G. Shulman, Semiconductors, szerk.: N.B. Hannay, 11. fejezet, (Reinhold Publ. Corp., Chapman and Hall Ltd., London, 1959, 1960)
- [8] J.A. Coleman és L.J. Swartzendruber, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13 No.3 (1966) 240
- [9] R. Henck, D. Gutnecht, P. Siffert, L.H. de Laet és W.K. Schoenmaekers, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17 No.3 (1970) 149
- [10] J.W. Mayer, Semiconductor Detectors, szerk .: G. Bertolini. és A. Coche, 5. fejezet, (North-Holland, Amsterdam, 1968)
- [11] R.C. Trammel, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 No.2 (1978) 910
 [12] W. van Roosbroeck és W. Shockley, Phys. Rev. 94 (1954) 1558
- [13] W. Shockley és W.T. Read, Phys. Rev. 87 (1952) 835
- [14] R.N. Hall, Phys. Rev. 83 (1951) 228

[15] J.A. Hornback és J.R. Haynes, Phys. Rev. 97 (1955) 311

- [16] J.R. Haynes és J.A. Hornback, Phys. Rev. 100 (1955) 606
- [17] V.L. Bonch-Bruevich és E.G. Landsberg, Phys. Status Solidi 29 (1968) 9
- [18] R.H. Bube, Photoconductivity of Solids (Wiley, New York, 1960)
- [19] D.T. Stevenson és R.J. Keyes, J. Appl. Phys. 26 (1955) 190
- [20] IRE Standard on Solid State Devices, Proc. IRE 49 (1961) 1292
- [21] 1968 Book of ASTM Standards (ASTM Philadelphia, Pa., 1968)
- [22] L.B. Valdes, Proc. IRE 40 (1952) 1420
- [23] L.H. de Laet, W.K. Schoenmaekers H.J. Guislain és H. Meeus, Nucl. Instr. Meth. <u>101</u> (1972) 11 [24] B. Lax és S.F. Neustadter, J. Appl. Phys. <u>25</u> (1954) 1148 [25] R.H. Kingston, Proc. IRE <u>42</u> (1954) 829
- [26] S.M.Sze, Physics of Semiconductor Devices (Wiley-
 - Interscience, New York, 1969)
- [27] С.Р. Новиков, Совещание по полупроводниковым детекторам, Ниев, 23-27 окт., 1978, megjelenőben [28] C.T. Sah et. al, Proc. Inst. Radio Electron. Eng. <u>45</u>
- (1957) 1228
- [29] W.K. Schoenmaekers, L.H. de Laet és H.J. Guislain, Nucl. Instr. Meth. 93 (1971) 141 [30] H.J. Guislain, W.K. Schoenmaekers és L.H. de Laet,
- Nucl. Instr. Meth. 101 (1972) 1
- [31] M.A. Lampert és A. Rose, Phys. Rev. 121 (1961) 26
- [32] S. Ramo, Proc. IRE 27 (1939) 584
- [33] F.S. Goulding, Nucl. Instr. Meth. <u>43</u> (1966) 1 [34] M. Martini és G. Ottaviani, Nucl. Instr. Meth. <u>67</u> (1969) 177
- [35] R.Y. Desphande, Nucl. Instr. Meth. 82 (1970) 51
- [36] D.G. Vass, Nu¢l. Instr. Meth. 86 (1970) 5
- [37] A. Alberigi-Quaranta, C. Canali és G. Ottaviani, Appl. Phys. Lett. <u>16</u> (1970) 432
- [38] J.W.T. Dabbs es F.J. Walter, (szerk.) Semiconductor Nuclear Particle Detectors, Asheville, 1960 (NAS-NRC Publication 861, 1961) 24.0.
- [39] J.W. Mayer, Semiconductor Nuclear Particle Detectors and Circuits, szerk .: W.L. Brown W.A. Higinbotham, G.L. Miller és R.L. Chase (Nat. Acad. Sci., Washington, D.C., 1969) 284.0.
- [40] B. Gudden és R.W. Pohl, Z. Phys. 6 (1921) 248
- [41] B. Gudden és R.W. Pohl, Z. Phys. 16 (1923) 170
- [42] P.J. van Heerden, Phys. Rev. 106 (1957) 468
- [43] K. Hecht, Z. Phys. 77 (1932) 235
- [44] R. Hofstadter, Nucleonics 4 /4/ (1949) 2; 4 /5/ (1949) 29
- [45] W.E. Spear, Proc. Phys. Soc. London Sect. B70 (1957) 669
- [46] M. Martini, J.W. Mayer és K.R. Zanio, Applied Solid State Science, szerk .: R. Wolfe, 3.kötet, (Academic Press, New York, 1972) 181.0.
- [47] W.E. Spear, J. Non-Cryst. Solids 1 (1970) 197
- [48] J.W. Mayer, [39]-ben idézett kötet, 88.0. [49] J.W. Mayer, M. Martini, K.R. Zanio, I.L. Fowler, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17 No.3 (1970) 221

- [50] G. Ottaviani, C. Canali és A. Alberigi-Quaranta, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 No.1 (1975) 192 [51] M. Martini és T.A. McMath, Nucl. Instr. Meth. 76 (1969)1
- [52] E. Sakai, H.L. Malm és I.L. Fowler, [39]-ben idézett
- kötet, 101.0. [53] M. Martini és T.A. McMath, Nucl. Instr. Meth. 79 (1970)
- 259
- [54] W.D. Davies, Phys. Rev. 114 (1959) 1006 [55] J.W. Mayer, Nucl. Instr. Meth. 43 (1966) 55; J. Appl. Phys. 38 (1967) 296
- [56] C. Canali, M. Martini, G. Ottaviani és K.R. Zanio, Solid State Commun. 9 (1971) 163
- [57] R. Stuck, disszertáció (Strasbourg, 1976)
- [58] W.K. Schoenmaekers, P. Clauws, K. Van den Steen, J. Broeckx és R. Henck, IEEE Trans. Nucl. Sci.
- NS-26 No.1 (1979) 256 [59] H.R. Zulliger és D.W. Aitken, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 No.1 (1968) 466
- [60] H.R. Zulliger, L.M. Middleman és D.W. Aitken, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-16 No.1 (1969) 47

[61] А.Н. Пустовойт, személyes közlés [62] T.A. McMath és E. Sakai, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 No.1 (1972) 289

- [63] E.M. Pell, J. Appl. Phys. 31 (1960) 291
- [64] Kalinka G., publikálatlan
- [65] G. Kalinka és J. Bacsó, előadás a [27]-ben idézett konferencián
- [66] C.A. Dussel és R.H. Bube, J. Appl. Phys. 37 (1966) 2797
- [67] P. Siffert és A. Coche, a [10]-ben idézett kötet, 4.1. fejezet
- [68] W.M.J. Veigele, Atomic Data 5 (1973) 51

Szakmai lektor: Lakatos Tamás



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 335-346 ON THE DECAY OF ¹⁵⁵Eu TO ¹⁵⁵Gd

Z, AWWAD, M.A. FAROUK*, M. MORSY**, T. BAYOMY, AND A.M. MOUSA

Physics Department, Faculty of Science, Zagazig University, Egypt

The gamma-ray spectra of ¹⁵⁵Eu decay were measured using solid state detectors. The energies and intensities of 17 gamma-lines have been determined. The 10.4, 12.7, 13.8, 24.56, 107.6 and 118.01 keV gamma transitions have been measured for the first time. The internal conversion coefficients of the 10.4, 18.8, 31.5, 45.3, 60.01, 86.5 and 105.31 keV gamma transitions have been calculated. The multipolarites are M1, E2+M1, E2+M1, E1, E2+M1, E1 and E1, respectively.

AZ 155EU BOMLÁSA 155Gd-MÁ.

Az ¹⁵⁵Eu bomlásának gamma-spektrumát mértük szilárdtestdetektorokkal. 17 gamma-vonal energiáját és intenzitását határoztuk meg. Először mértük ki a 10.4, 12.7, 13.8, 24.56, 107.6 és a 118.01 keV-es gamma-átmeneteket. Kiszámitottuk a 104, 18.8, 31.5, 45.3, 60.01, 86.5 és a 105.31 keV-es gamma-átmenetek konverziós együtthatóit. Multipolaritásaik rendre M1, E2+M1, E2+M1, E1, E2+M1, E1 és E1.

РАСПАД ¹⁵⁵Eu в ¹⁵⁵Gd. Измерен гамма-спектр распада ¹⁵⁵Eu с помощью твердотельных детекторов. Опрделены энергия и интенсивность 17 гамма-линий. Впервые измерены гамма-переходы с энергией 10.4, 12.7, 13.8, 24.56, 107.6 и 118.01 нэВ. Вычислены конверсионные коэффициенты переходов с энергией 10.4, 18.8, 31.5, 45.3, 60.01, 86.5 и 105.31 кэВ. Мультипольности этих переходов М1, Е2+М1, E2+М1, E1, E2+M1, E1 и E1 соответственно.

* Atomic Energy Establishment, Egypt ** Ain Shams University, Egypt

1. Introduction

The energy levels in the deformed ¹⁵⁵Gd nucleus have been studied by many authors [1]. These energy levels may be populated by the radioactive decay of ¹⁵⁵Eu [2] (4.9 y) or ¹⁵⁵Tb [3] (5.6 d). The experimental magnetic moment (μ =-0.3 nm) and spin (I₀= $\frac{3}{2}$) of ¹⁵⁵Gd identify the ground state with the $\frac{3}{2}$ [521] orbital, in accord with the predictions of Mottelson and Nillson [4].

The interpretation of the structure of the low-lying levels previously given by Harmatz [5] is that, the 60 keV $(\frac{5}{2})$ and 146.0 keV $(\frac{7}{2})$ levels are the first and second excited members of the ground state rotational band built on the $\frac{3}{2}$ [521] orbital. The 86.54 keV $(\frac{3}{2}^{+})$ and 118.0 keV $(\frac{5}{2}^{+})$ may belong to a band built on the $(\frac{3}{2}^{+})$ [651] orbital at 86.54 keV. The 10.3 keV $(\frac{5}{2}^{+})$ level may belong to a band built on the $(\frac{5}{2}^{+})$ [642] orbital at 105.3 keV. However, by employing nuclear orientation methods, Soinski et al. [6] have shown that the spins of the 86.55 keV and the 105.3 keV levels are $\frac{5}{2}^{+}$ and $\frac{3}{2}^{+}$, respectively. Also gamma-gamma directional correlation measurements [7] indicate a spin of $\frac{3}{2}^{+}$ for the 105.3 keV level.

In addition to the available decay scheme [1], further levels at 107.59 and 121.5 keV were introduced by Meyer [2]. The properties of the low-ying positive parity states in this nucleus are still questionable.

In the present work, precise measurements of the transition energies and intensities have been made using solid state detectors in order to confirm the presence of the 107.59 keV and 121.5 keV levels, to reduce the uncertainties accompanying the gamma intensity measurements that were reported before and to calculate the internal conversion coefficients for some gamma transitions.

2. Experimental Set-Up

The source was obtained from Uppsala, where it had been prepared by isolating Eu from the rare-earth fraction of fission products. The impurities were ¹⁵⁴Eu (16 y) and ¹⁵²Eu (12.4 y). Ge(Li) and Si(Li) detectors were employed in the gamma measurements. We used an ORTEC model 8101-1022 V coaxial Ge(Li) detector of a resolution of 2.7 keV at 1333.2 keV, together with its own ORTEC model 120-4B preamplifier. An ORTEC model 450 amplifier, ORTEC model 408A biased amplifier, RIDL 400- and 512-channel analyzers, were used for the measurement of gamma-rays above 80 keV. However, for the low energy gamma-rays (E<110 keV), a Si(Li) detector of 10 mm diameter and 2 mm depth, which had a resolution of 0.500 keV at 60 keV was used. The good resolution permitted the observation of gamma-ray transitions which had not been previously reported. The relative efficiency of the Ge(Li) detector was obtained in the energy range of 80-700 keV using well established relative intensities of prominent transitions in the decay of ¹⁵²Eu, ¹²⁴Sb, ¹³³Ba, ²³²ThC", ¹⁵⁴Eu and ¹⁸²Ta [8].

3. Measurements and Results

The gamma spectra of the isotopically separated ¹⁵⁵Eu have been measured carefully with the high-resolution Ge(Li) and Si(Li) detectors. The spectra are shown in figure 1. The results of the energy calibration experiments are given in table lincluding the standard. The location of the peaks were determined as the centroid of Gaussian distributions. The peak energies were estimated by a first order interpolation between two nearest calibration lines.

The photo-peak area was taken as the area under the peak. From the measured spectrum the peak areas of the gamma-ray lines were determined by direct summation of the channel contents after subtracting the background which was assumed to be linear. The relative gamma-ray intensities of the lines were calculated dividing the peak areas by the photo-peak efficiencies for the energies that correspond to the peak



Fig.la. Gamma-ray spectrum in the energy range of 6-60 keV taken with a Si(Li) detector.

la.ábra.Si(Li) detektorral felvett gamma-spektrum a 6-60 keV közötti energiatartományban.

Рис.1а. Гамма-спектр, снятый Si(Li)-детектором в интервале энергии 6-60 кэВ.





Рис.1b. Гамма-спектр, снятый Si(Li)-детектором в интервале энергии 45.3-123.5 кэВ.



Fig.lc. Gamma-ray spectrum in the energy range of 42.3-248 keV taken with a Ge(Li) detector. lc.ábra.Ge(Li) detektorral felvett gamma-spektrum a 42.3-248 keV közötti energiatartományban. Рис.1с. Гамма-спектр, снятый Ge(Li)-детектором в интервале энергии 42.3-248 кэВ.

Table 1.

¹⁵⁵Gd gamma-ray energies including the energy standards used in the present investigations

Ey (keV)	Eγ (keV)	Energy Standards
10.4	0.21	ll.887±0.004 ²⁴¹ Am
12.7	0.25	13.9±0.1 ²⁴¹ Am
13.8	0.25	14.36±0.05 ⁵⁷ Co +17.8±0.1 ²⁴¹ Am
18.8	0.30	17.8±0.1 ²⁴¹ Am
21.1	0.30	20.8±0.1 ^{2 4 1} Am
24.56	0.30	22.1±0.1, 25.0±0.1 ¹⁰⁹ Cd
26.4	0.20	26.348±0.01 ²⁴¹ Am
31.5	0.25	32.1±0.1 ¹³⁷ Cs
40.75	0.20	36.5±0.1 ¹³⁷ Cs
45.3	0.13	
58.0	0.3	
60.01	0.15	59.543±0.15 ²⁴¹ Am
86.50	0.10	87.7±0.2 ¹⁰⁹ Cd
105.31	0.10	
107.6	0.20	
118.01	0.20	121.97±0.05 ⁵⁷ Co, 132.14 ¹⁵⁴ Eu
146.06	0.10	136.33±0.04 ⁵⁷ Co

E, is the mean value of several runs.

 ΔE_{v} is the weighted average value

location. The relative gamma-ray intensities which are given in table 2 were normalized to 1000 for the pure El (105.31 keV) transition. The errors in the intensity values are mainly due to uncertainties in fitting the background under the photopeaks. The energies and relative intensities of the gamma-ray transitions in the ¹⁵⁵Eu decay obtained from the Ge(Li) spectrum are summarized in table 2. Previously not reported weak gamma-ray transitions of energies 10.4, 12.7, 13.8, 24.56, 107.6 and 118.01 keV have been observed.

To calculate the theoretical values of the internal conversion coefficients, data of the tables by Sliv-Band [9] and Hager-Seltzer [10] were interpolated. Herrlander [11] has pointed out that the 105.31 keV transition is pure El, Table 2. Gamma-Transition Data for the Decay of ¹⁵⁵Eu to ¹⁵⁵Gd

PRESENT	WORK	ME	(ER (2)	KRELL	(15)	BLICHERT	(3)b	HATCH	FOIN	SUBBA	RAESIDE(17)
$E_{\gamma}(keV)$	Γ _Υ	EY	ĭγ	EY	ľγ	-TOFT E	IY	I	IY	IY	E _Y
							I				
10.40+0.21	5.10+0.51										
12.70±0.25	0.45±0.30			12.7	0.06						
13.80+0.25	0.90±0.30										
18.80 <u>+</u> 0.30	0.25+0.20	18.776	1.61340.380	18.73 <u>+</u> 0.03	0.13+0.03						
21.10+0.30	0.20+0.15										
24.56±0.30	0.35+0.35										
26.40±0.20	9.87+0.90	26.513	10.27+4.00	26.44+0.05	1.10+0.13						
				28.1	0.03						
31.50+0.25	0.34+0.17	31.400	0.233+0.05	31.7	0.01						
40.75+0.20	1.22+0.12			41.7	0.05						
45.30 0.13	42.00±2.00	45.299	41.700 <u>+</u> 1.70	45.27+0.05	3.95+0.40			23	23.5+1.8		45.297 <u>+</u> 0.0013
58.00+0.30	2.10+1.00	57.983	2.17+0.107	57.99 <u>+</u> 0.04	0.22+0.03						57.9805+0.0020
				59.60	0.09						
60.01+0.15	55.12+2.00	60.019	35.43+0.40	60.01+0.04	3.80+0.40	60.0	51±20	40	31.5+2.5	50	60.0100+0.0018
		86.05		86.03+0.03	0.54+0.11						86.0621+0.0051
86.50+0.10	1416+30.00	86.53	1000 + 20	86.53+0.03	100	86.5	1000	1000	1000	1000	86.5452+0.0033
105.31+0.10	1000+20.00	105.315	666.7+13.30	105.30+0.03		105.3	657+65	640	645+20	635	105.3080+0.0030
107.60+0.20	0.18+0.18	107.000	0.02				-				
118.01+0.20	0.16+0.16	116.000		118.0	0.06						
146.06+0.10	5.00+2.00	146.050	1.87+0.087	145.04+0.10	0.14+0.2	146.1+0.2	1.6+0.5		1.6+0.5.		

(a) By external conversion method.

(b) Ge(Li) diode, no isotopic separation.

(c) Sodium iodide.

340

 L_{I}/L_{III} =3.9±0.3 and L_{II}/L_{III} =0.8±0.10, while the corresponding theoretical ratios are 4.0 and 0.8, respectively. By virtue of the electron intensities that have been determined by Foin [12], the experimental values of the internal conversion coefficients were determined according to the following formula:

 $\alpha(x) = \frac{I_e(x)}{I_{\gamma}(x)} \alpha_K (105.3) \frac{I_{\gamma}(105.31)}{I_{eK}(105.31)}$

where $\alpha_{\rm K}$ (105.3) is the K-conversion coefficient of the 105.31 keV gamma transition, $I_{\gamma}(105.31)$ and $I_{\rm eK}(105.3)$ are gamma and K-electron intensities of the 105.31 keV transition, respectively, $\alpha(x)$, $I_{\rm e}(x)$ and $I_{\gamma}(x)$ are the internal conversion coefficient, electron conversion intensity and the gamma intensity of the transition under study. The experimental and theoretical ICC are shown in table 3 along with the proposed level designations and assumed multipolarities.

4. Decay Scheme and Discussion

The proposed decay scheme of ¹⁵⁵Eu, which is shown in figure 2, is based on accurate transition energies. All the levels that had been identified in ¹⁵⁵Gd previously [1], together with the two additional ones (107.60 keV and 121.5 keV, reported by Meyer [2]), have been confirmed.

In table 5, we present the log ft values for the β -decay. These were calculated by the intensity balance technique using the γ -ray intensities measured here, the conversion electron data of Foin [12] and the β -decay intensity to the ground state as measured by Subba Rao [13]. The calculated intensities are found to be in good agreement with that measured by Subba Rao [13]. We have used a half-life of 4.9±0.14 [2] y for ¹⁵⁵Eu.

The previous [4,5] interpretation of the structure of the low-lying of ¹⁵⁵Gd is that the 60.01 keV $(\frac{5}{2})$ and 146.06 keV $(\frac{7}{2})$ levels are the first and second excited members of the ground state band built on the $\frac{3}{2}$ [521] orbit. The 60.01 keV transition is close to the K-shell electron energy, and in such a case the conversion coefficient becomes large. In fact our $\alpha_{\rm K}$ is large, 7.239, which is close to 6.25±0.27 [14] and 7.49±0.40 [2], while a value of 5 has been obtained by Blichert-Toft et al. [3]. This is likely due to their inclusion of 58.0 keV El gamma-ray transition. The transition was found to be 95 % Ml + 5 % E2 which is in agreement with the reported values by Meyer [2] and Krell [15] but is in

disagreement with M1/E2=26 reported by Harmatz [5]. The second member of this rotational band is at 146.06 keV and decays with the new transition 24.56 keV to the 121.5 keV level (figure 2).

There are four positive parity states observed in the decay of 155 Eu [2] at 86.50, 105.31, 107.60, and 118.01 keV. Three of them are populated by β -decay, while the fourth is populated

E _Y (keV)	Elect	lectron intensity (12) Experimental internal conversion coefficients						Multi- polarities	
	К	LI	LII	LIII	K	LI	LII	LIII	
10.4±0.21		203	48	13		8.518	2.014	0.545	Ml
18.8±0.30		312	1045]	L370		26.7			79%Ml+21%E2
31.5±0.25		(L _T +L _{TI}	= 42)	44				27.694	17%E2+83%M1
45.3±0.13			16	29		0.224	0.082	0.256	El
60.01	1870	275	81	68	7.239	1.065	0.313	0.260	95%M1+5%E2
86.50	2446	249	59	77	0.369	0.038	0.009	0.012	El
105.31	10000	101	22.4	29	0.214	0.0216	0.0048	0.0062	El
	an a								

Table 3. Relative internal conversion coefficients



Fig.2. The proposed decay scheme of ¹⁵⁵Eu. 2.ábra.Az ¹⁵⁵Eu bomlássémája szerintünk. Рис.2. Предложенная нами схема распада ¹⁵⁵Eu.

solely from the decay of 118.01 keV level by a 10.4 keV gammaray transition. The 86.50 keV transition $[K_1 = \frac{3}{2}^+ \longrightarrow K_f = \frac{3}{2}^-]$ has a pure El multipolarity (table 3), in agreement with Meyer [2], Harmatz [5] and Blichert-Toft [3]. This assignment does not agree with that given by both Ashery [14] and Krell [15] (M2+El). We assign a value of $\frac{5}{2}^+$ to the 86.50 keV level in agreement with Meyer [2] instead of $\frac{3}{2}^+$ as Harmatz [5] proposed. Then, as Meyer [2] and Blichert-Toft [3] have shown, the 86.50 and 118.01 keV levels are, indeed, members of the $\frac{3}{2}^+$ [651] rotational band built on the 86.50 keV level. As shown in table 3, both the 105.3 keV transition from the 105.31 keV level to the $\frac{3}{2}^-$ ground state, and the 45.3 keV transition from the 105.3 keV level to the $\frac{5}{2}^-$ first excited state, are pure El transitions. Then the 105.3 keV level can be interpreted as a positive parity state with spin $\frac{3}{2}^+$ in the

343

Transition energy,(keV)	El	Ml	E2	M 2
l0.4 (a) LI LII LII LII	3.78863 6.13978 10.2145	181.089 17.230 3.213	604.8 28326 41242	62351 2328 42392
18.8 (a) LI LII LII LIII	1.2411 1.100 1.680	30.95 2.860 0.5214	16.94 1488 2066.8	3922.5 299.9 2213
31.5 (b) LI LI LII LII	6.73950 O.631596 O.474137		0.9040 120.766 160.622	
45.3 (b) LI LII LII LII	0.17574 0.07185 0.09892			
60.01(b) LI LII LII LII		1.0071 0.08753 0.01535	0.28608 5.2958 6.1279	
86.5 (b) K LI LII LII LII	0.36126 0.0366 0.00868 0.011072	2.60412 0.34782 0.0292397 0.005077	1.6161 0.145525 0.94704 0.9891	
lo5.3 (b) K LI LII LII LII	0.21424 0.02233 0.00456 0.005673		1.0035 0.0924577 0.37762 0.37441	

Table 4. Theoretical internal conversion coefficients

a) Hager and Saltzer b) Sliv and Band.

Level energy, keV	β end [13] point energy,keV	β intensity [2]	Present log ft	Meyer [2] log ft
0	248	13	8.68	8.8
60.01	188	6.5	8.65	8.6
86.50	161.50	31.9	7.7	7.8
105.31	142.7	43.4	7.38	7.5
118.01	130	1.8	8.72	8.7
146.06	102	1.4	8.45	9.5

 $\frac{3}{2}^{+}$ [651] rotational band as shown by Meyer [2] and Blichert-

Toft [3]. The transition between 118.01 keV $(\frac{7}{2}^{+})$ level and 107.60 keV level is energetically possible with a 10.4 keV transition. Foin [12] suggested Ml for this transition, which is in agreement with our result (Ml), consequently, the $\frac{9}{2}^{+}$ assignment can be suggested for the 107.60 keV level provided the suggestion of Meyer [2] for the 21.1 keV transition to be pure E2 is correct.

Acknowledgements

The authors have the pleasure to express their sincere gratitude to Dr. A. Youssif, Head of Nuclear Physics Department, NRC, and Dr. H. Abou-Leila, Ain Shams University for the good research facilities. We are also indebted to Prof. Dr. M.W. Morsy for reading the manuscript.

References

- [1] C.M. Lederer, J.M. Hollander and I. Perlman, Table of Isotopes (Wiley, New York, 1967)
- [2] P.A. Meyer and J.W.T. Meadows, Nucl. Phys. <u>A132</u> (1969) 177
- [3] P.H. Blichert-Toft, E.G. Funk and J.W. Mihelich, Nucl. Phys. A96 (1967) 190
- [4] B.R. Mottelson and S.G. Nilsson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Matt-fys. Medd. <u>1</u> (1959) No.8
- [5] H. Harmatz, T.H. Handly and J.W. Mihelich, Phys. Rev. 128 (1962) 1186
- [6] A.J. Soinski, E. Karlson and D.A. Shirley, Phys. Lett. 26B (1968) 440

- [7] B.N. Subba Rao, Proc. Ind. Acad. Sci. 55 (1962) 174
 [8] M.A. Farouk, S.A. Said and A.M. Mousa, A.R.E. A.E.E. Rep. 1978
- [9] L.A. Sliv and I.M. Band, Tables of Internal Conversion Coefficients of the Gamma-Rays, Part I: K-shell, part II: L-shell (Academy of Sciences of the USSR, 1956, 1958)
- [10] R.S. Hager and E.C. Seltzer, Internal Conversion Coeffi-cients (Academic Press, New York, 1973)
- [11] C.J. Herrlander and C.T. Ewan, Internal Conversion Process, by J.H. Hamilton (Academic Press, New York, 1966)
- [12] C. Foin, J. Oms and J.I. Barat, J. de Phys. 28 (1967) 861
- [13] B.N. Subba Rao, Nuovo Cim. 16 (1960) 283
 [14] D. Ashery, E.A. Blaugrund and R. Kalish, Internal Conversion Process, ed. J.H. Hamilton (Academic Press, New York, 1966)
- [15] H.J. Krell and S. Hofmann, Z. Physik A272 (1975) 257
- [16] E.N. Hatch and F. Boehm, Z. Physik 155 (1959) 609
- [17] D.E. Raeside, Nuclear Instr. and Meth. 87 (1970) 7

Referee: T. Fényes
ATOMKI Közlemények 21 (1979) 347-354

NEUTRON FLUX DENSITY MEASUREMENTS USING SSNTDs*

L. MEDVECZKY AND J. PALFALVI **

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

A comparison of the neutron sensitivity of different types of solid state nuclear track detectors is presented. The detectors were irradiated by a neutron generator with 2.5 MeV and 14 MeV neutrons and in the biological irradiation channel of a WWR-SM type research reactor with neutron beams of two different energy spectra. The neutron flux densities were measured by calibrated natural uranium and thorium fission track detectors and by activation detectors. The neutron sensitivities of the detectors listed below were calculated from the measured neutron flux densities and track densities. Cellulosenitrates: Ca 80-15, Ca 80-15 I B, LR 115 I, LR 115 II, LR 115 I B, LR 115 II B (Kodak-Pathé); Polycarbonates: LEXAN (General Electric), MAKROFOL E and MAKROFOL KG (Bayer);

Polyethylene terephtalate: MELINEX O (ICI).

NEUTRON-FLUXUSSÜRÜSÉG MÉRÉSE SZILÁRDTEST-NYOMDETEK-TOROKKAL.

Különböző tipusu szilárdtest-nyomdetektorok neutronérzékenységének vizsgálatáról számolunk be. A detektorokat az ATOMKI-ban 2.5 MeV és l4 MeV energiáju, illetve a KFKI-ban, a VVR-SzM tipusu kutató reaktor biológiai csatornájában két különböző energiaspektru-

Paper presented at the Seventh Workshop on Personnel Neutron Dosimetry, October 23-24, 1978 London

Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary

mu neutronnyalábbal sugároztuk be. A neutron-fluxussürüséget kalibrált, természetes urán és tórium hasadóanyag-radiátoros nyomdetektorokkal, valamint aktivációs detektorokkal határoztuk meg. A mért neutron-fluxussürüség és -nyomsürüség adatokból számoltuk az alábbi detektorok érzékenységét: Celulóznitrátok: CA 80-15, CA 80-15 I B, LR 115 I, LR 115 II, LR 115 I B, LR 115 II B; Polikarbonátok: LEXAN, MAKROFOL E, MAKROFOL KG; Polietilén tereftalát: MELINEX 0.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА С ПОМОЩЬЮ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ.

В данной работе описывается изучение чувствительности к нейтронам нижеприведенных детекторов из аморфных веществ: CA 80-I5, CA 80-I5 I B, LR II5 I, LR II5 II, LR II5 I B, LR II5 II B, LEXAN, MAKROFOL E, MAKROFOL KG и MELINEX O.

Детекторы были облучены нейтронным генератором и в устройстве для биологического облучения реактора ВВР-СМ. Поток нейтронов измеряется путем активационной техники и калибрированными детекторами из аморфных веществ с радиаторами из природного урана и тория. Чувствительности были рассчитаны по измерению нейтронных потоков и плотностей следов.

1. Introduction

The growing number of nuclear power plants and the widespread utilization of accelerators and other neutron sources in medical treatment have combined to lead to a noteworthy increase in the importance of neutron dosimetry. Much effort has been put into developing personnel neutron dosimeters, but none of these dosimeters can really be considered as the final solution to the problems involved. For example the constructions using solid state nuclear track detectors (SSNTDs) are characterized by a number of advantageous features: they offer long periods of integration practically without fading, they have the same sensitivity for many orders of magnitude of neutron intensity, they are small in volume and generally inexpensive. At the same time they do have some disadvantages, e.g. their sensitivity depends on the energy of the neutrons, the dose values from dosimeters using SSNTD cannot be obtained directly and their evaluation can be automatized only within restricted limits.

To determine a neutron dose the response of a detector has to be obtained from which, with an apropriate calibration, one can calculate as a first step the neutron flux density. If one knows the neutron flux density values one can calculate the dose - as the second step. It is obviously important to know the right value of the neutron flux density. In this study different types of solid state nuclear track detectors with and without radiators were irradiated by neutrons of different energy spectra and the aim was to compare their neutron sensitivity.

2. Method

Neutron sources. The irradiations of the detectors were performed with the 150 kV neutron generator of the ATOMKI and/or with the WWR-SM type research reactor of the Central Research Institute for Physics, Budapest.

Both (D+d) and (T+d) reactions were used at the generator for neutron production. The detectors were irradiated in every case perpendicularly to their surface in free air. The distance of the detectors to the target was never less than 20 cm. The neutron fluences at the neutron generator were determined with a calibrated fission track detector.

The irradiations at the reactor were performed in the biological irradiation facility which is built into a horizontal channel of a thermal WWR-SM type reactor [1]. The detectors were irradiated in a beam with a diameter of 15 cm at a distance of 150 cm from the reactor core. The neutronto-gamma ratio and the dose rate can be altered by using changeable bismuth filters. For these particular irradiations bismuth filters with thicknesses of 70 mm and 145 mm were used. The fluences of thermal and low energy neutrons were diminished with 1 cm B.C. The homogeneity of irradiation is increased by using rotation equipment consisting of a plexiglass disc of 2 mm thickness and 16 cm diameter, and an electric motor. The dosimeters were attached to the disc and rotated during the irradiations. The thermal power of the reactor during these irradiations was 4.9 MW, 4.0 MW and 100 kW.

In the reactor experiments Bonner spheres of diameters 5.08, 7.62 and 12.7 cm containing manganese foils [2] activation detectors (sulphur, technical purity, diameter: 12 mm, thickness: 4 mm; gold, 0.9999 purity, diameter: 10 mm, thickness: 95 mg/cm²) and calibrated fission track detectors were simultaneously irradiated. The activities of sulphur and gold were measured by an end-window GM counter. As fissionable radiators, thick uranium metal and Th-232 (diameter: 5 mm, thickness; 9.2 mg/cm² on 0.1 mm thick aluminium base) were applied (Table 1).

Detectors. The following types of detectors were investigated. Cellulose nitrate foils: CA 80-15, CA 80-15 B, LR 115 I, LR 115 II, LR 115 I B and LR 115 II B (Kodak-Pathé). (The B types have on one side a removable lithium tetraborate converter screen.) Polycarbonates: LEXAN (General Electric); MAKROFOL E and MAKROFOL KG (k_o =14 µm) (Bayer); Polyethylene terephthalate: MELINEX 0 (ICI) and muscovite mica.

terephthalate: MELINEX 0 (ICI) and muscovite mica. Track revealing procedures. The cellulose nitrate detectors were etched in 2.5 N NaOH solution at 60 °C. The etching time for the CA 80-15 types was 15 min. The LR 115 type foils were stepwise etched. Before and after each phase of etching the thickness of the foils was measured with a 352/403 type TESA made instrument. The accuracy of thickness measurements was better than ±0.1 µm. Lexan and Makrofol E were etched in 4.24 N KOH at 60 °C for 45 min. When these types were irradiated without radiator, etching was carried out in PEW solution [3]

Table 1. Neutron sensitivities of detectors with different radiators used for neutron flux density determinations. (In case of Makrofol KG spark counting was used in l=10 µm thick foils)

Type of detector	Neutron sensitivi reactor spectra		ties 2.4 MeV	14 MeV
	145 mm Bi	70 mm Bi		
Lexan + Th Makrofol KG + Th Makrofol E + Th Melinex 0 + Th Mica + Th	- 3.3.10 ⁻⁷ 4.9.10 ⁻⁷ -	3.7.10 ⁻⁷ 4.2.10 ⁻⁷ 5.3.10 ⁻⁷ - 6.3.10 ⁻⁷	-	5.3.10 ⁻⁶ 2.3.10 ⁻⁶ 5.1.10 ⁻⁶ 4.7.10 ⁻⁶ 5.8.10 ⁻⁶
Makrofol E + U Melinex O + U Mica + U			- 8.6.10 ⁻⁶ 8.6.10 ⁻⁶	2.6.10 ⁻⁵ 3.5.10 ⁻⁵ 3.5.10 ⁻⁵

at 70 °C for 20 min. Makrofol KG was etched in 6.9 N KOH solution at 60 °C for 90 min. The etching of Melinex O detector sheets was performed also in 6.9 N KOH, at 60 °C for 45 min, but when the detectors were irradiated without any radiator, the etching was extended to 120 min. The etching of mica was performed in 40 % HF at room temperature for 150-600 min.

Track counting, A manual track counting technique was chosen using a projection microscope with a magnification of 500x or 1000x for all detectors except for Makrofol KG, where automatic spark counting was used. In the LR type detectors only the etched through tracks (holes) with diameters of $\geq 2 \ \mu m$ were accepted for counting.

3. Results and discussion

To obtain the sensitivities of the detectors used without radiators one must know the neutron flux densities. The thermal and intermediate neutron flux densities were calculated from the gold activity measurements carried out by an end-window GM counter [6]. The determination of the fast neutron flux densities was based on the sulphur, manganese activities and the track density measurements and on the knowledge of the neutron spectrum and the averaged reaction cross section calculated by MUSPALB [7] and SPECTRANS-2 [8] codes, respectively.

In the case of track detectors with fissionable radiator the neutron flux densities (ϕ , n.cm⁻²s⁻¹) were calculated [4] from T_{ℓ}

$$\Phi = \frac{1}{1.16.10 - 5.0.t}$$
(1)

where T_f is the fission track density (track cm⁻²) on the solid state track detectors, σ is the average fission cross section (barn) [5] calculated in the reactor experiments on the basis of the neutron spectra [2]. t is the duration of irradiation (s).

Sensitivity of LR 115 type detectors. The sensitivity (the number of the etched through tracks, i.e. holes per one neutron) of Kodak-Pathé LR 115 type detectors depends on the neutron energy (E_n MeV) and the measured thickness of the foil before (l_o) and after the etching (l) and it can be given [9,10] by the expression:

$$S(E) = (ml + cl_0)E^{2 \cdot 25}$$
 (2)

where $m=-1.07.10^{-8}$ and $c=8.115.10^{-9}$ (hole/neutron. μm MeV).

Then for a given neutron spectrum $\phi(E)$:



 E_1 and E_2 are the limits of the neutron energy range where the flux density is to be determined. The neutron flux densities for a given residual layer thickness (ℓ) can be obtained from the averaged sensitivity (\bar{S}) and from the measured hole densities (T_{ℓ} , holes.cm⁻²) by the formula

 $\Phi_{\rm CN} = T_{g} \cdot \overline{S}^{-1} \cdot t^{-1} \tag{4}$

To verify the validity of this flux density calculation method for neutron spectra other than that used earlier [9], we irradiated the LR 115 detectors at the WWR-SM reactor and found that the flux densities calculated in this way, and obtained from activation and fission track detector techniques, are in good agreement with each other. The sensitivity values can be seen in Table 2., where a minimum and also a maximum value are given. As reported in [9] one can see, after (2) that the neutron sensitivity of these types of detectors depends initially on their original layer thickness, but also on the thickness of the layer remaining after etching. As the sensitive detector layer decreases, newer and newer tracks are converted into holes [9]. A typical increase in the neutron sensitivity as a function of the residual layer thickness is demonstrated in Figure 1 for a reactor spectrum behind 70 mm Bi + 10 mm B_4C filters. The solid line was calculated from expressions (2) and (3), where the energy limits were 4.65 keV and 10 MeV. The differences between the measured and calculated neutron sensitivities are 20-30 % at short etching times (l>7 µm)but not more than 7 % at the usual residual layer thicknesses (4-5 µm). It is important to know the exact thickness of the LR 115 type detector before etching (lo) because if calculations are performed by using

Type detector		Neutron	sensitivities	
	reactor spectra		2.4 MeV	14 MeV
	145 mm Bi	70 mm Bi		·
LR 115 I min max	2.3 x 10 ⁻⁷ 6.9 x 10 ⁻⁷		1.4 x 10 ⁻⁷ 2 x 10 ⁻⁷	0.5 x 10 ⁻⁵ 1 x 10 ⁻⁵
LR 115 II min max	1.3 x 10 ⁻⁷ 4.1 x 10 ⁻⁷	1.8 x 10 ⁻⁷ 6.9 x 10 ⁻⁷	2 x 10 ⁻⁷ 7 x 10 ⁻⁷	0.5×10^{-5} 3 x 10^{-5}
LR 115 I B min max		1.5 x 10 ⁻⁵		0.5×10^{-5} 2.8 x 10^{-5}
LR 115 II B min max		2.3 x 10 ⁻⁷ 2.8 x 10 ⁻⁵		0.5×10^{-5} 8 x 10^{-5}
CA 80-15	1.4 x 10 ⁻⁵	2.3 x 10 ⁻⁵	2.6×10^{-5}	4.5 x 10 ⁻⁵
CA 80-15 I B		2.4 x 10 ⁻⁴		5.2 x 10 ⁻⁵
Lexan				8.6 x 10 ⁻⁵
Makrofol E		4.1 x 10 ⁻⁶	4.9 x 10 ⁻⁵	8.4 x 10 ⁻⁵
Melinex O				0.9×10^{-5}

Table 2. Neutron sensitivities of detectors without radiator.

the nominal value, a significant disagreement will be obtained between the expected and measured sensitivity values [11]. Similar results were also obtained with other neutron spectra.

Sensitivity of other detectors. The sensitivity calculated from (2) can be applied only for LR 115 types without any converter radiator. The LR 115 I B and II B types with lithium tetraborate converter screen given higher hole densities removing newer and newer layers by etching than those without converter. This is demonstrated on Fig. 2 where the hole densities vs. removed layer thickness are plotted for LR 115 II and LR 115 II B detectors. The sensitivities of LR 115 I B and LR 115 II B type detectors can be calculated only from the measured track and flux density values. Therefore these sensitivity values are valid only for a well defined track revealing process.



Fig.l. Neutron sensitivity of Kodak-Pathé LR 115 II type cellulose nitrate as a function of residual layer thickness. The detectors were irradiated with reactor spectrum (70 mm Bi + 10 mm B₄C filters).



Fig.2. Comparison of the etched through track densities of two sets of LR 115 II and LR 115 II B cellulose nitrate detectors, as a function of the removed layer thickness, irradiated simultaneously with reactor spectrum. The other detectors were much thicker than the LR types therefore the track densities were counted instead of holes. Tracks induced by neutrons are formed in the volume of the foil and the counted track density increases with the increase of the removed layer thickness. Similarly to the LR 115 I B and II B detectors, sensitivities were calculated from the measured track and flux densities. The sensitivities given in Table 2, were obtained by using the track revealing process mentioned above because that was found to be the optimum for observation.

References

- [1] S. Makra, P. Zarád, Central Research Institute for Physics, KFKI-71-74 (1971)
- [2] J. Pálfalvi, Central Research Institute for Physics, KFKI-78-65 (1978)
- [3] G. Somogyi and J. Gulyás, Radioisotopy 13 (1972) 549
- [4] S. Prêtre, E. Tochilin and N. Goldstein, U.S. Naval Radological Defense Laboratory, USNRDL-TR-1089 (1968)
- [5] A. Schett, K. Okamoto, L. Lesca, F.H. Fröhner, H. Liskien and A. Paulsen, Europen-American Nuclear Data Committee, EANDC-95-U (1974)
- [6] J. Pálfalvi, Central Research Institute for Physics, KFKI-78-42 (1978)
- [7] P. Vértes, Central Research Institute for Physics, KFKI-70-37 (1970)
- [8] J. Pálfalvi, Central Research Institute for Physics, KFKI-73-57 (1973)
- [9] L. Medveczky, Proc. II. Symp. on neutron dosimetry in biology and medicine, ed. by G. Burger and H.G. Ebert (EUR 5848, Brussels-Luxembourg, 1978) p.759
- [10] Medveczky L., Pálfalvi J., Izotóptechnika 21 (1978) 464
- [11] L. Medveczky, Proc. 10th. International Conf. on solid states nuclear track detectors, Lyon 1979, to be published

Referee: Andor Andrási

ATOMKI Közlemények 21 (1979) 355-361

A SOFT X-RAY SOURCE TO A PHOTOELECTRON SPECTROMETER

L, KÖVER, D. VARGA, I. KADAR, GY. MORIK

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

An X-ray course of 300 W anode power generating Al κ_{α} rays to excite photoelectrons is decribed. Completing a double pass cylindrical mirror electron spectrometer, the source has been developed for X-ray photoelectron spectroscopy (XPS).

LÁGY-RÖNTGEN FORRÁS FOTOELEKTRON-SPEKTROMÉTERHEZ. Egy fotoelektronok gerjesztésére alkalmas, 300 W anódteljesitményüAl K_Q röntgenforrást ismertetünk, amely XPS vizsgálatokhoz készült, és kiegésziti kétszeres fókuszálásu hengertükör elektronspektrométerünket.

РЕНТГЕНОВСНАЯ ТРУБНА МЯГНИХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ ФОТОЭЛЕНТРОННОГО СПЕНТРОМЕТРА.

Описан источник AI К_а излучения анодной мощности 300 вт для возбуждения фотоэлектронов. Рентгеновская трубка предназначена для проведения измерений РФС в спектрометре типа цилиндрического зеркала с двукратной фокусировкой.

Introduction

The quality of X-ray excitation sources is of utmost importance in ESCA (XPS) equipments regarding the sensitivity of the apparatus and the reproducibility of the measurements. The detailed description of the special design considerations and requirements for an exciting photon source used in ESCA techniques can be found in refs. [1-3]. The Al K_{α} X-ray tube described here was designed to complete our cylindrical mirror type double pass electrostatic electron spectrometer [4].

Construction and experience

Fig.1. and 2. show the schematic view of the Al K_α source and its position inside the electron spectrometer, respectively.



Fig.1. Schematic view of the X-ray tube and cathode filament.

l.ábra.A röntgenforrás és a katód vázlatrajza. Рис.1. Схема рентгеновской трубки и катода.

In order to get an intensive Al K_{α} photon beam at the sample surface, a high anode dissipation is necessary. It requires also an effective anode cooling and thermal shielding of the sample and the spectrometer parts. This problem has been solved by the design and construction of an electron transport system (essentially a small sized double pass cylindrical mirror, fig.2.) inserted between the sample and the spectrometer entrance. The transport lens also ensures the good accessibility of the sample from the point of view of cooling and vacuum pumping, in addition it contributes to the reduction of the background (originated from electrons scattered on the walls and the parts of the spectrometer) in the photoelectron spectra. On the other hand, however, the solid angle of the X-ray irradiation of the sample is less, than in the case of the cylindrical X-ray tube [3], because of the asymmetrical irradiation and the greater anode- sample distance (2.4 cm and 5 cm, respectively).

The arrangement of the electrodes of the tube ensuring the



- Fig.2. Schematic cross section of the spectrometer showing the position of the X-ray source
 - a. sample
 - b. X-ray tube
 - c. electron transport lens.
- 2.ábra. A spektrométer keresztmetszetének a röntgenforrás elhelyezkedését is ábrázoló vázlata
 - a. minta
 - b. röntgenforrás
 - c. transzportlencse.
- Рис.2. Схема поперечного разреза спектрометра, покааывающая положение рентгеновской трубки.
 - а. образец
 - b. рентгеновская трубка
 - с. транспортная линза для электронов.

maximum Al K_{α} intensity and the maximum ratio of characteristic to continuous radiation (the optimum photon- electron and electron-anode angles) at the sample was optimized by the help of electrolytic tank experiments [5]. The plane of the Al anode is nearly perpendicular to the incident electron beam and to the photon beam exciting the sample. X-rays reach the sample in an angle of ~40° with respect to the surface, and the emitted photoelectrons are accepted by the slits of the transport lens along the surface of a cone with a vertex angle of 80°. The angle between the photon direction and the direction of the excited photoelectrons entering the slits is varying along the surface of the cone from 0° to 90°. This means that in the detected spectrum an averaged angular distribution of the photoelectrons is reflected.

The prismatic Al anode works at positive high voltage and is mechanically fastened to the cooled copper anode holder. The cathode spiral (1.5 mm dia., 16 mm long) is prepared from tungsten wire of 0.4 mm dia., and the ends of the spiral are fitted to copper legs by cold moulding (fig.1.). Both anode and cathode are easily replaceable. At this wire diameter the cathode life time (the working temperature of the cathode is below 2000 °C) is practically unlimited, while the evaporating rate is relatively small (reducing the contamination of the anode surface).

Cooled plates made of copper and permalloy and positioned in the proximity of the X-ray source ensure the shielding of the sample and the spectrometer against the scattered X-rays and the thermal radiation as well as from the magnetic field of the tube.

The source housing is formed from mu-metal, the thickness of the Al filter foil is 2μ . The ratio of characteristic to bremsstrahlung radiation can be considerably improved by using an exit window made of the same material as the anode for filtering the emitted photon spectrum by "self-filtration" [6].

The cathode and anode holders are cooled by tap water, the total resistance between the anode and the grounded tap (two polyethylene tubes of 6 m length and 8 mm inside dia.) permits 2-3 mA current at 6 kV anode potential.

The whole X-ray tube is mounted onto a metal sealed flange joining to the spectrometer vacuum chamber.

On fig.1. the cross-section of the electron gun can be seen. The positive extractor electrode forms the electron beam originated from the cathode by virtue of its shape. By deflecting the electrons from the gun to the anode, the anode surface is protected against tungsten contamination evaporated from the spiral. Electrodes are prepared for Ta plates of 0.1 mm thickness, and alumina ceramics is used as insulator.

The stabilization and the control of the photon flux are realised by stabilizing the anode potential and the emission current. A high voltage power supply with 0.01 % stability, controllable up to 9 kV [7] is applied to maintain the anode potential, the potential of the positive extractor grid being supplied by a divider chain. A Wehnelt electrode at ground potential and a floating cathode (normally at low positive voltage with respect to the Wehnelt electrode) help to stabilize the emission current (the stability is better than 1 %).

The electron gun can be characterized by its perveance $(P=I/V^{3/2}, where I is the emission current, and V is the accelerator potential), this in our case is: P=1.2x10⁻⁶ (I=50 mA, V=1.2 kV), near to the maximum attainable value (2.5x10⁻⁶ [8]).$

Fig.3. shows the circuit diagrams of the power supply used for filament heating and of the emission current stabilizer.

The usual working parameters of the X-ray tube are: 6 kV anode potential, 1.2 kV grid potential, 50 mA emission current, 100-200 μ A current on the extractor electrode, 66 V positive cathode potential and 63 W power for heating the filament. Characteristic data (at the working parameters given above) are for the tube as a pentode: anode action \sim 3 %, slope \sim 0.2 mA/V.

The stability and the regulation of the photon flux were controlled by experiments. During flux measurements the electron current emitted from an insulated silver sample (being proportional



- Fig.3. Circuit diagrams of the filament power supply and the emission current stabilizer.
- 3.ábra. A katód fütő tápegység és az emissziós áram stabilizálás kapcsolási rajza.
- Рис.3. Принципиальная схема питания накала катода и стабилизатора тока эмиссии.

to the photon flux) was detected by the help of measuring the voltage drop on a 28 M Ω resistance by means of a digital voltmeter of 5 1/2 digit accuracy. Measurements were carried out in function of the emission current and the working time, respectively. The flux varied linearly with the emission current variation, within the accuracy of the measurement, and the maximum variation of the flux during an 8 hours interval (at fixed emission current) was less, than 0.5 % per hours.

Demonstrating the intensity and peak-to background relations fig.4. shows the Au 4f photoelectron spectra excited by the cylindrical X-ray source (A) [3] and by the source described here.

It can be seen from the spectra, that the gain in the intensity is only a factor of four- (because of the decrease in the irradiation solid angle) but the background is considerably reduced due to the electron transport lens and the better irradiation geometry (optimum angles).



- Fig.4. Au 4f photoelectron spectra by the cylindrical [3] /A/ and by the described /B/ source.
- 4.ábra.A hengerszimmetrikus [3] /A/ és a fent ismertetett /B/ röntgenforrással kiváltott Au 4f fotoelektronspektrumok.
- Рис.4. Фотоэлектронные спектры Au 4f, возбужденные цилиндрическим [3] /A/ и описанным здесь /B/ источником.

References

- [1] U. Gelius, H. Fellner Feldegg, B. Wannberg, A.G. Nilsson, E. Basilier and K. Siegbahn, UUIP - 855 (1974)
- [2] L. Kövér, Thesis (Inst. of Nucl. Research of Hung. Acad. of Sci. Debrecen, 1979)
- [3] L. Kövér, D. Varga and Gy. Mórik, ATOMKI Közl. 20 (1976) 533
- [4] D. Varga, I. Kádár, A. Kövér, L. Kövér and Gy. Mórik, Nucl. Instr. Meth. <u>154</u> (1978) 477
 [5] L. Moravecz and D. Varga, ATOMKI Közl. <u>19</u> (1977) 87
- [6] V.E. Cosslett and W.C. Nixon, "X-ray microscopy" (Cambridge University Press, Cambridge, 1960)
 [7] T. Lakatos and B. Sulik, private communication (1979)
 [8] G.B. Brewer, Focusing of Charged Particles, Vol.2. ed.

A.Septier (Academic Press, New York, 1967)

Referee: J. Bacsó



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 363-375 NAGYTELJESITMENYÜ ARGONKIVONÓ ÉS GÁZTISZTITŐ BERENDEZÉS

BALOGH KADOSA, MORIK GYULA

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

K/Ar-módszeres vizsgálatainkka! kapcsolatban kőzetek argontartalmának kinyerésére és megtisztitására szolgáló nagyteljesitményü fém-üveg rendszert fejlesztettünk ki. A berendezésben egyszerre több kőzetminta helyezhető el, amelyek molibdén tégelyben nagyfrekvenciás indukciós hevitéssel, a rendszer fellevegőzése nélkül, egymás után kigázosithatók. A gáztisztitás titán szivacs, molekuláris szürő, réz/II/oxid és cseppfolyós nitrogénnel hütött üveg és aktiv szénnel töltött kifagyasztó csapdák segitségével történik. A ³⁸Ar nyomjelző és a tömegspektrométer hitelesitésére szolgáló atmoszférikus argon adagolására gázpipetták szolgálnak.

A kigázositás megkezdése után 80-120 perccel a megtisztitott argon átvezethető a tömegspektrométerbe; a getter anyagok regenerálása 1-5 órát igényel, igy naponta 1-3 minta vizsgálata végezhető el. A folyamat során beömlő argon mennyisége <5.10⁻⁸ normál cm³, izotópösszetétele nem különbözik az atomoszférikus argonétól.

HIGH CAPACITY ARGON EXTRACTION AND PURIFICATION SYSTEM.

A high capacity metal-glass argon extraction and purification system has been developed for K/Ar dating of geologic materials. A set of samples can be loaded simultaneously and degassed in turn in the system by high frequency induction heating in a molibdenum crucible. The argon purification is carried out by titanium sponge, molecular sieve, copper oxide and glass and charcoal filled traps cooled by liquid nitrogen. The ³⁸Ar spike and the atmospheric argon used for calibrating the mass spectrometer are dispensed by a gas-pipette system.

80-120 minutes after starting the degassing of the sample, the purified argon can be introduced into the mass spectrometer; the gettering materials regenerate

in 1-5 hours, thus 1-3 samples may be analysed a day. The atmospheric argon inflow during an experimental process is less than 5.10^{-8} cc STP.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩАЯ УСТАНОВНА ДЛЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ И ОЧИСТКИ АРГОНА.

В связи с исследованиями аргоновым методом разработана быстродействующая металлостеклянная система для извлечения и очистки аргонового содержания горных пород. В установке может быть помещена одновременно несколько образцов. Образцы в молибденовом тигле высокочастотным индукционным нагревом обезгаживаются подряд без впуска воздуха в систему. Очистка газов осуществляется с помощью губчатого титана, цеолитивым насосом, окиью меди, стеклянными азотными ловушками, и ловушками, наполненными активированным углем. Дозирование разбавителя ³⁸Ar и атмосферного аргона для калибровки масс спектрометра выполнено газовыми пипетками. Через 80-120 минут после начала обезгаживания очищенный аргон можно перевести в масс~спектрометр. Регенерация геттерных материалов требует 1-5 часов, таким образом 1-3 эксперимента может быть выполнено за день. Количество намекающего аргона в течение опыта меньше 5.10^{-- в} н см³, и по изотопному составу не отличается от атмосферного аргона.

1. Bevezetés

A K/Ar kormeghatározási módszer elvét és alkalmazásának jelentőségét előző dolgozatunk bevezetésében ismertettük [1]. Jelen munkánkban az ATOMKI-ban kifejlesztett nagyteljesitményü argonkivonó és gáztisztitó berendezés felépitéséről és használatának módjáról számolunk be.

Ha az argonmeghatározás a jelenleg legérzékenyebb és legpontosabb stabilizotóp higitásos analizissel történik, az argonkivonó berendezésnek a következő feladatokat kell ellátnia:

- a kőzetminta argontartalmának felszabaditása magas hőmérsékleten végzett izzitással,

- ismert mennyiségü ³⁸Ar nyomjelző adagolása a felszabaduló gázokhoz,

- az argon elkülönitése a többi gáztól.

Ezen feltételek teljesitése mellett a kigázositás és gáztisztitás ideje alatt a rendszerbe kivülről beömlő argon mennyiségének elhanyagolhatónak kell lennie a kőzet argontartalmához viszonyitva, különben a radiogén argon meghatározása bizonytalanná, ill. lehetetlenné válik.

Nem alapvető követelmény, de rendkivül hasznos, ha a rendszer gyorsan müködik, ezáltal nagyszámu minta meghatározását teszi lehetővé.

A nagyteljesitményü argonkivonó berendezés kifejlesztését - a Központi Földtani Hivatal megbizásából - az 1973-ban üzembe helyezett kisteljesitményü argonkivonó berendezésen [2] nyert tapasztalatok alapján 1976-77-ben végeztük el. A berendezés két éve folyamatosan üzemel, segitségével több, mint 300 kormeghatározás készült el, üzembiztosságának és teljesitőképességének megállapitására igy bőséges kisérleti tapasztalat áll rendelkezésünkre.

II. A berendezés felépitése

A berendezés vázlata az l. ábrán látható, fő egységei: az izzitó kemence és mintatartó, két gáztisztitó egység a kivont argon előzetes és végleges megtisztitására, a gázpipetták és a vákuumszivattyuk. A következőkben ezen egységek jellemző vonásait tekintjük át.

Az izzitó kemence és mintatartó 70 mm átmérőjü üvegballon, ami leszükitett végén fém-üveg forrasztással 35 mm átmérőjü acélcsőhöz csatlakozik. A mintákat 22 mm átmérőjü, 0,05 mm-es molibdén lemezből készült tégelyben olvasztjuk meg, amit kvarc csövek rögzitenek az izzitó kemence közepén. A minta kigázositását nagyfrekvenciás indukciós hevitéssel végezzük, az elérhető hőmérséklet több, mint 1600 °C, ilyen magas hőmérsékletre azonban csak néhány kivételesen nehezen kigázosodó minta esetén van szükségünk. Izzitás közben az izzitó kemencét ventillátor hüti, az üvegballon viszonylag nagy átmérője miatt nincs szükség vizhütésre. A vizhütés elhagyása csökkenti a berendezés üzemeltetéséhez szükséges üvegtechnikai munkát, és egyszerüsiti annak kezelését. Az izzitás hőmérsékletének szabályozása a nagyfrekvenciás teljesitmény változtatásával, ill. az indukciós tekercs emelésével vagy süllyesztésével érhető el.

A mintatartóban - fémhez forrasztott üvegcső - egyszerre több minta helyezhető el aluminium fóliába vagy réz szitaszövetbe csomagolva. A mintával együtt egy csapágygolyót is elhelyezünk a fóliában, igy a minta a rendszeren kivülről mágnessel mozgatható, s a molibdén tégelybe ejthető. A kigázositott minták a molibdén tégelyben maradnak, az ismételt megolvasztáskor azonban gázt már nem adnak le.

A rendszer működését elsősorban az gyorsitja meg, hogy benne egyszerre több minta is elhelyezhető, ezért nem szükséges minden egyes minta izzitása után a rendszert fellevegőzni. A P perem bontásakor (l.ábra) 6 mintát helyezünk el a mintatartóban, ugyanakkor cseréljük a molibdén tégelyt is. Hatnál több minta megolvasztása egy molibdén tégelyben általában nem végezhető el, mert a forró kőzetolvadék a molibdént megtámadja.

A gáztisztitó egységek a kőzetből felszabaduló gázok közül az argon elkülönitésére szolgálnak. Mivel a kőzetek gáztartalmának csak mintegy 10⁻⁶-10⁻⁸-ad része argon, a gáztisztitást két lépésben célszerü elvégezni. Mindkét gáztisztitó egységben található titán szivacs, CuO-val töltött kemence, aktiv szén és cseppfolyós nitrogénnel hüthető kifagyasztó. A titán szivacsot tartalmazó kemencék rozsdamentes acélból készültek, a gáztisztitó egységek többi része üvegből. A titán szivacs kb. 800 °C hőmérsékleten a hidrogén kivételével minden nem nemes gázzal reagál, 3-400 °C hőmérsékleten pedig a hidrogént is megköti. Kb. 900 °C hőmérsékleten regenerálható, folyamatos szivattyuzás közben leadja az előzőleg megkötött gázokat. Az aktiv szénnel töltött csapdák 350 °C-on



l.ábra. Az argonkivonó és gáztisztitó berendezés vázlata. Fig.l. Schematic diagram of the argon extraction and purification system.

Рис.1. Схема установки для извлечения и очистки аргона.

366

tökéletesen kigázosithatók, cseppfolyós nitrogénnel lehtüve őket, rajtuk a gázok összegyüjthetők. A CuO kemence 550-600 °C hőmérsékleten oxidálja a szénmonoxidot és a hidrogént, a keletkező széndioxid és viz a cseppfolyós nitrogénnel hütött kifagyasztón megköthető. Az oxigén megkötésére a CuO-val azonos hőmérsékletü Cu alkalmazható. Mivel a kőzetekből csak rendkivül kis mennyiségben szabadul fel oxigén, ennek megkötésére a redukciós folyamatok során keletkező Cu elegendő. Ezért, továbbá a titán szivacs jelenléte miatt, nem szükséges Cu elhelyezése a CuO kemencében. Az első gáztisztitó egységben molekuláris szürő is található. Ezt 300 °C-on regeneráljuk, a kőzetminta izzitása során szobahőmérsékleten tartjuk, ekkor a felszabaduló reaktiv gázok, elsősorban a viz jelentős részét megköti. A berendezés müködése szempontjából ugyanis előnyös, ha a viz elsősorban nem a cseppfolyós nitrogénnel töltött kifagyasztón kötődik meg. Kolcova kimutatta [3], hogy a kő-zetminták izzitásakor sziliciumhidrid (SiH4) is képződik, s ha a vákuumtérben mind SiH4, mind viz jelen van, akkor alacsony hőmérsékleten ezekkel a vegyületekkel együtt jelentős mennyiségü argon is kifagyhat, ami erősen rontja a rendszer teljesitőképességét.

A minták kigázositása közben az SZ4 szelep nyitva van, ekkor az első kigázositó egységben a nyomás esetleg a 10 mbar-t is elérheti. Ezt a nyomást Pirani vákuummérővel mérjük, ezzel ellenőrizhető a gáz előzetes tisztitásának hatékonysága is. A gáztisztitás folyamán a nyomás az első gáztisztitó részben legtöbbször 10⁻³ mbar alá csökken, ezen a nyomáson vezetjük át a gázokat a második gáztisztitó részbe, ahol nyomása ionizációs vákuummérővel ellenőrizhető.

A kisteljesitményü argonkivonó és gáztisztitó rendszernél alkalmazott módszerrel szemben az ismert mennyiségü ³⁸Ar nyomjelző adagolását nem törőzáras ampullával, hanem gázpipetta segitségével oldottuk meg. Törőzáras ampullák használata nagyteljesitményü rendszeren ugyanis csak rendkivül sok üvegtechnikai munka árán valósitható meg. Gázpipetta alkalmazását vákuumtechnikai lehetőségeink fejlődése tette lehetővé. Az argon nyomjelző ugyanis törőzáras ampullában sok évig teljes biztonsággal tárolható anélkül, hogy atmoszférikus argonnal keveredne, szeleppel lezárt rendszerben viszont e követelmény kielégitése lényegesen nehezebb feladat.

A gázpipetta vázlata a 2. ábrán látható. Két szembeforditott, kissé módositott Nal5-ös tipusu szelepből készült, amelyekkel kb. 0,15 cm³ térfogatu cső zárható le. Összehegesztés előtt a pipetta térfogata higany feltöltéssel pontosan meghatározható. Az 1.sz. gázpipetta a ³⁸Ar nyomjelző adagolására szolgál. A kb. 500 cm³ térfogatu üvegballonban az argon nyomása kb. 10^{-2} mbar, ily módon l pipettányi nyomjelző argon mennyisége kb. 10^{-6} normál cm³. A 2.sz. pipetta ismert mennyiségü atmoszférikus argon adagolására szolgál. Az üvegballon a 9.sz. szelepen keresztül vákuumra szivható, ekkor a manométer két szárát elválasztó 10.sz. üvegcsap nyitva van. A 10.sz. csap elzárása után a 9.sz. szelepen 5-20 mbar nyomásu száritott levegőt engedünk a ballonba. Ennek a nyomását méri a kis viszkozitásu, diffelen tipusu diffuziós szivattyu olajjal töltött manométer. Az olajszint különbsége leolvasó mikroszkóp nélkül



2.ábra. A gázpipetta felépitése. Fig.2. Build-up of the gas-pipette. Рис.2. Стоение газавой пипетки.

kb. 0,5 mm pontossággal állapitható meg, igy az adagolt levegő mennyiségének hibája <1 %. Mivel a levegő argontartalma 0,934 térfogat %, a ballonban levő argon parciális nyomása 5.10⁻² - 2.10⁻¹ mbar.Igy az adagolt atmoszférikus argon mennyisége szintén 1 %-nál kisebb hibával határozható meg. A 2.sz. gázpipetta két célt szolgál:

l/ Segitségével atmoszférikus argon juttatható a tömegspektrométerbe, ez lehetőséget nyujt a tömegspektrométer tömegszám szerinti diszkriminációjának meghatározására.

2/ Ismert mennyiségü atmoszférikus argont összekeverve az l.sz. gázpipetta által adagolt ³⁸Ar nyomjelzővel, s az argonkeverék izotópösszetételét meghatározva, meghatározható az l.sz. pipetta által adagolt nyomjelző argon mennyisége.

Az SZ6 szelep a gázpipetta rendszert, elsősorban az l.sz. pipettát védi, ami igy a gáztisztitó rész fellevegőzésekor sem érintkezik az atmoszférával.

A vákuumrendszerrel szemben támasztott követelmények kielégitése céljából a berendezés nagyvákuumra szivható része kizárólag fémből és üvegből készült, gumi vagy müanyag tömitéseket sehol sem tartalmaz. A fém és üveg részek csatlakoztatását fém-üveg forrasztásokkal oldottuk meg. A fémperemeknél tömitésként 2-3 mm vastagságu, kikályházható vörösréz gyürüket használtunk.

A berendezés elővákuumra RV5/2B tipusu rotációs szivattyuval a diffuziós szivattyun keresztül szivható le. A nagyvákuumot vizhütéses kifagyasztóval ellátott, VM5-ös olajjal töltött diffuziós szivattyu, és az ATOMKI-ban kifejlesztett orbitron tipusu getter-ion szivattyu [4] állitja elő. A diffuziós szivattyuval kb. 5.10⁻⁷ mbar érhető el, az orbiton szivattyu ennek további javitására szolgál. Az orbitron szivattyu hátránya, hogy nagy mennyiségü gáz elszivására nem alkalmas, ezért a diffuziós szivattyu alkalmazása nélkül a getter anyagok regenerálása igen hosszadalmas lenne. A berendezés teljes egészében kályházható. Mintacsere alkalmával csak a mintatartó és az izzitó kemence érintkezik az atmoszférával, tapasztalataink szerint a teljes rendszer kikályházása csak akkor szükséges, ha a getter anyagok cseréje, javitás, vagy egyéb célból a gáztisztitó egységeket is fellevegőzzük.

III. Az argonkivonás és gáztisztitás módszere

Az argonmeghatározásra felhasznált kőzetminta mennyiségét a minta argontartalma határozza meg. Kb. 10⁻⁵ normál cm³ argon a tömegspektrométer erősitőjét végkitérésbe viszi, ezért paleozoós csillámokból 0,1 g-nál nagyobb mennyiség nem használható. A tömegspektrométer maximális pontossága már kb. 10⁻⁶ cm³ argon analizisekor elérhető, ez a mennyiség kb. 1 g miocén andezit radiogén argon tartalmának felel meg. Pliocén bazaltokból – a mérés pontosságának növelése céljából – 3-5 g mintát használunk egy vizsgálatra, ezt a mintamennyiséget vagy közvetlenül a molibdén tégelyben, vagy több részletben aluminium fóliába csomagolva a mintatartóban helyezzük el. A minták csomagolására a K/Ār laboratóriumok aluminium vagy nikkel, esetleg molibdén fóliát [5] használnak. Az aluminium fólia előnye nagy tisztasága, hátránya alacsony olvadáspontja. Nagy gáztartalmu minták izzitásakor ugyanis a megolvadó aluminium fólia első repedésein az intenziv gázáram ásványszemcséket ragadhat magával és szórhat szét a rendszerben. Aluminium fóliát ezért csak kisebb gáztartalmu minták csomagolására célszerű használni. A nikkel fólia olvadáspontja magas, de még megolvasztható az argonkivonó berendezésekben, igy használatá-val a mintacsomag megolvadása – azaz a nikkel olvadáspontjának elérése - közvetlenül észlelhető. Hátránya viszont, hogy a nikkel ötvöződik a molibdénnel, s a molibdén tégely élettartamát nagyon leröviditi. Molibdén fólia használata véleményünk szerint kényelmetlen. Vizsgálataink során a kisebb gáz-tartalmu mintákat aluminium fóliába, a nagyobb gáztartalmuakat (csillámok, amfibolok, glaukonitok) a minta szemcseméreténél finomabb szövésű réz szitaszövetbe csomagoltuk. Ekkor a gázkiáramlás nem koncentrálódik a repedések helyére, s a réz olvadáspontja is magasabb, mint a legintenzivebb gázleadás hőmérséklete.

Mintacsere alkalmával cseréljük a molibdén tégelyt is, ezután az SZl szelepen keresztül a mintatartót és az izzitó kemencét elővákuumra, majd nagyvákuumra szivjuk. Eközben a gáztisztitó egységekben elhelyezett getter anyagok regenerálása az SZ3 és SZ5 szelepeken keresztül még folyamatban lehet. A minták felületén adszorbeált gázok eltávolitása céljából a mintatartót 3-5 órán át 100-250 °C hőmérsékleten tartjuk, a még használatlan molibdén tégelyt pedig a minták megolvasztásakor alkalmazott hőmérsékleten kiizzitjuk.

A minták izzitásának megkezdése előtt a tömegspektrométer tömeg szerinti diszkriminációjának a meghatározása is az argonkivonó segitségével végezhető el. Az SZ3 és SZ4 szelepek lezárása után a 2.sz. gázpipettából levegő engedhető a rendszerbe, a reaktiv gázok néhány perc alatt megkötődnek a getter anyagokon, s az SZ8 szelepen keresztül ismert izotóp-összetételü atmoszférikus argon juttatható a tömegspektrométerbe. Az izotópösszetétel meghatározása után az ionforrás paraméterein nem változtatunk.

A kigázositás megkezdése előtt a soron lévő kőzetmintát a molibdén tégelybe ejtjük, az SZ1, SZ2 és SZ5 szelepek zárása után az l.sz. gázpipettából ismert mennyiségü ³⁸Ar nyomjelzőt engedünk a rendszerbe, ezt összegyüjtjük az l.sz. aktiv-szenes kifagyasztón, majd az SZ6 szelepet elzárjuk. A kőzetminta kigázositását a minta minőségétől függően 1300-1500 °C hőmérsékleten végezzük, az izzitás időtartama 20-30 perc. Ezalatt a titán szivacs és a CuO kemence hőmérséklete 800 °C, ill. 550-600 °C, a molekuláris szürő szobahőmérsékleten van, a kifagyasztót pedig az izzitás megkezdése után 10-15 perccel cseppfolyós nitrogénnel hütjük le. A gázfelszabadulás intenzitását (a rendszerben lévő nyomást) a Piráni vákuummérő jelzi. Kivételesen nagy gáztartalmu minták esetén - az állandó getterelés ellenére - a nyomás a 10 mbar-t is elérheti. Az 1.sz. aktiv szenes kifagyasztót periódikusan cseppfolyós nitrogén hőmérsékletére hütve, majd szobahőmérsékletre melegitve, a gázok oda-vissza áramoltathatók a getter anyagokon és a kifagyasztó csapdán, ezáltal meggyorsul a gáztisztitás, s a nyomjelző argon és a mintából felszabaditott argon tökéletes ke-veredése is biztositható. A kigázositás befejezése után a gázokat az aktiv szénen összegyüjtjük, az SZ4 szelepet zárjuk, s az SZl szelep nyitásával megkezdjik az izzitó kemence szivattvuzását.

A gáztisztitás következő fázisában az aktiv-szenet és a kifagyasztót szobahőmérsékletre, a molekuláris szürőt minimum 100 °C-ra melegitjük. Különösen fontos a molekuláris szürő felmelegitése, mert bonyolult matrix effektusok miatt - attól függően, hogy milyen gázok vannak még jelen a rendszerben szobahőmérsékleten is argont köthet meg, 80 °C hőmérsékleten azonban ezt mindenképpen leadja [6]. A tisztitandó gáz mennyiségének függvényében 10-30 percig tartjuk az előbbi hőmérsékleteket, majd a molekuláris szürőt, a titán szivacsot és a CuO kemencét szobahőmérsékletre, a kifagyasztót pedig cseppfo-lyós nitrogén hőmérsékletre hütjük. Ekkor a rendszerben a nyomás - néhány kivételes esettől eltekintve - a Piráni vákuummérő méréshatára (kb. 10⁻³ mbar) alá csökken. Az argon további tisztitását a második gáztisztitó egységben végezzük. Az SZ3 szelepet zárva s az SZ5 szelepet nyitva a gázok kb. 3 perc alatt összegyüjthetők a 2. aktiv szenes kifagyasztón. Az ebben az egységben lévő getter anyagokat és kifagyasztó csapdát az előzőekben leirt módon használjuk, itt a gáztisztitás már csak 10-15 percet igényel (ezalatt az SZ4 szelep nyitásával megkezdhető a getter anyagokról az előzőekben megkötött gázok elszivása, a titán szivacsot 850-900 °C, a molekuláris szürőt 300 °C, az aktiv szenet 350 °C hőmérsékleten gázositjuk ki), a végső nyomás ellenőrzése az ionizációs mérőfej néhány másodpercre történő bekapcsolásával végezhető el. Tapasztalataink azt mutatják, hogy ha az első gáztisztitó részben a nyomás 10⁻³ mbar alá csökken, akkor a második gáztisztitó részben az argon teljes biztonsággal megtisztul, s az ionizációs mérőfej bekapcsolásától eltekinthetünk. Ez előnyös,

mivel a müködő mérőfej gázokat ad le és szivó hatása is jelentős. A megtisztitott argon bevezetése a tömegspektrométerbe a 3. aktiv szenes kifagyasztó, továbbá az SZ7, SZ8 szelepek segitségével történik. A második gáztisztitó egység regenerálását a getter-ion szivattyuval végezzük.

Abban az esetben, ha az argon megtisztitása nem tökéletes - ez hozzávetőleg a minták l %-ánál`fordul elő – a gáztisztitás tetszőleges páros számu lépésben is végezhető. Amig ugyanis a gáz a második gáztisztitó egységben tisztul, az első gáztisztitó egység regenerálható, s az argon ide visszavezethető.

IV. Az argonkivonó jellemző paraméterei és teljesítőképessége

Mint a bevezetésben emlitettük, az argonkivonó berendezésekkel szemben támasztott alapvető követelmény, hogy a kigázositás és gáztisztitás alatt beömlő argon legyen kevés a minta argontartalmához viszonyitva. A radiogén argon meghatározása ugyanis a

$$^{40}\text{Ar}_{rad} = ^{40}\text{Ar}_{tot} = ^{40}\text{Ar}_{atm}$$
(1)

egyenlet alapján történik, ahol ^{*}⁰Ar_{tot} és ^{*}⁰Ar_{atm} a tömegspektrométerbe bevezetett összes, ill. atmoszférikus ^{*}⁰Ar-t jelenti. Ha az (1) egyenlet jobb oldalán álló mennyiségek különbségükhöz képest nagyok, nagy lesz a ^{*}⁰Ar_{rad} hibája is.

Cox és Dalrymple számitásai szerint [7] a radiogén argonnak a tömegspektrométeres mérésből és az atmoszférikus argon jelenlétéből származó hibája a

$$\Delta^{40} \operatorname{Ar}_{rad}^{*} \left[\Delta \left(\frac{40}{r} \operatorname{Ar} \right)^{38} \operatorname{Ar} \right]^{2} \left(\frac{1}{r} \right)^{2} + \left[\Delta \left(\frac{36}{r} \operatorname{Ar} \right)^{38} \operatorname{Ar} \right]^{2} \left(\frac{1-r}{r} \right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(2)

egyenlettel adható meg, ahol r=⁴⁰Ar_{rad}/⁴⁰Ar_{tot}, Δ(⁴⁰Ar/³⁸Ar) és Δ(³⁶Ar/³⁸Ar) pedig a megfelelő izotóparányok hibái.

Tapasztalataink szerint a mérési folyamat alatt a rendszerbe beömlő, ill. a szerkezeti anyagokból felszabaduló argon mennyisége kisebb, mint 5.10⁻⁸ normál cm³, izotópösszetétele megegyezik az atmoszférikus argonéval. Ez a mennyiség minta nélkül végzett izzitással, vagy kigázositott minta ujraizzitásával határozható meg. A (2) egyenlet alapján megállapitható, hogy a beömlő atmoszférikus argon milyen mértékben növeli a radiogén argon hibáját. Példaképpen megemlitjük, hogy tipikusnak tekinthető miocén andezit esetén, amelynek radiogén és atmoszférikus argontartalma egyaránt kb. 10⁻⁶ normál cm³, 5.10⁻⁸ normál cm atmoszférikus argon többlet kevesebb, mint 3 %-kal növeli a radiogén argon mennyiségének hibáját, azaz ha az izotóparányok hibája 1 %, akkor a radiogén argon hibája 2,24 %-ról mindössze 2,3 %-ra növekszik. A részletesebb elemzés arra az eredményre vezet, hogy a K/Ar kor hibájának a beömlésből származó növekedése minden gyakorlatban előforduló esetben elhanyagolható. Megjegyezzük, hogy mivel az argonkivonó össze van kapcsolva a lyukkeresőként is használható tömegspektrométerrel, az argonkivonó beömlése rendszeresen és nagyon egyszerüen meghatározható.

A hazai kőzetminták argontartalma 10⁻⁷-10⁻⁴ normál cm³/g, teljes gáztartalmuk viszont 1-100 normál cm³/g. Ezért alapvető fontosságu a tömegspektrométeres analizis előtt az argon tökéletes megtisztitása. Mindenekelőtt az argon izotópokkal azonos tömegszámu ionokat képező anyagok megkötése elengedhetetlen, mert ezeket a tömegspektrométer nem választja el az argon izotópoktól, s jelenlétük rendkivül sulyos hibára vezethet az argon izotópösszetételének meghatározásakor. A legnagyobb hibát a 36-os tömegszám helyén megjelenő ionok (¹H ³⁵CI)⁺, (2 ¹H₂ ¹⁶O)⁺, (3 ¹²C)⁺ okozhatják, mivel a ³⁶Ar meghatározásának hibája - az atmoszférikus argon ⁴⁰Ar/³⁶Ar arányának megfelelően – a ⁴⁰Ar csucs 295.5-ször nagyobb hibájára vezet.

A gáztisztitás minősége minden egyes mérés során ellenőrizhető a tömegspektrométerrel a 39-es és 37-es tömegszámu csucsok segitségével, amelyek megnövekedése elégtelen gáztisztitásra utal. A $(2 \, {}^{1}\text{H}_{2} \, {}^{16}\text{O})^{+}$ ion jelenlétének kimutatására külön kisérletet végeztünk 0,2 g kristályvizet tartalmazó nátriumtioszulfát megolvasztásával. A 40-es csucs figyelembevételével megállapitottuk, hogy a 36-os csucs teljes egészében a ${}^{36}\text{Ar-tól}$ származik, a viz megkötése a rendszerben tehát teljes biztonsággal elvégezhető.

Eddigi vizsgálataink során néhány esetben előfordult, hogy a tömegspektrométer elégtelen gáztisztitást jelzett. A gáz ekkor visszavezethető az argonkivonóba, s tisztitása folytatható. Ez az eljárás – a tömegspektrométer memória effektusa miatt – néhány százalékos hibára vezethet ugyan, de az elégtelen gáztisztitásból eredő durva hiba ezuton kiküszöbölhető.

A berendezés pontosságának meghatározását és hitelesitését az Azsia 1/65 jelü szovjet standard segitéségével végeztük, aminek radiogén argon tartalma 21 szovjet laboratórium mérése szerint 4.441.10⁵ normál cm³/g. Ismert mennyiségű standard minta vizsgálatával meghatározható az 1. gázpipetta által adagolt ³⁸Ar nyomjelző mennyisége. Ez a mennyiség a pipettázá-sok számának függvényében exponenciálisan csökken, a csökkenés mértékét a pipetta és a gáztartály térfogatának aránya határozza meg. 1977. márciusa és 1978. májusa között az Azsia 1/65 standard segitségével 27 esetben határoztuk meg az adagolt ³^eAr mennyiségét, a nyert eredmények a 3. ábrán láthatók. Mé-rési hibaként kizárólag a tömegspektrométeres izotóparány mérésből adódó hibát (kb. 1.5 %) tüntettük fel. A mérési eredmények szórása az illesztett exponenciális függvény körül 2 %, ez az izotóparány mérés hibája mellett az argonkivonó berendezés által okozott hibából származik. Az argonkivonó által okozott hiba - ami a pipettázás bizonytalanságából, az esetleg nem tökéletes kigázositásból s az argon izotópok szelektiv adszorbciójából tevődik össze - ezek szerint <1.5 %. Az 1. gázpipetta hitelesitése a 2. gázpipettából adagolt levegő segitségével is elvégezhető, az ez uton végzett méréseink a ³⁸Ar mennyiségére kb. l %-kal alacsonyabb értéket szolgáltattak. A kőzetminták argontartalmának meghatározásakor a szovjet standard segitségével megállapitott értéket használtuk.



- 3.ábra. A gázpipetta által adagolt ³⁸Ar mennyiségének mért értékei a pipettázások számának függvényében.
- Fig.3. Measured quantities of the dispensed ³⁸Ar as a function of the number of additions.
- Рис.З. Измеренное количество ³⁸Ar, дозированного газовой пипеткой, в зависимости от числа подач.

A kőzetminta kigázositásának megkezdése után a megtisztitott argon 80-120 perc mulva vezethető át a tömegspektrométerbe. A getter anyagok regenerálása 1-5 órát igényel. Ennek megfelelően naponta 1-3 minta vizsgálata végezhető el.

Mivel az argonmeghatározás stabil izotóp higitásos analizissel történik, az argon teljes kinyerése nem alapvető jelentőségü, bizonyos mennyiségü argon megkötődése a kifagyasztó csapdákon - ha közben izotópok szerinti szeparálódás nem történik - nem hamisitja meg a mérési eredményt. Az argonveszteség mértéke elsősorban nem a minták teljes gáztartalmától függ, hanem matrix effektusok miatt léphet fel, igy várható mértéke a leadott gázmennyiség és a gáztisztulás sebessége alapján még nem becsülhető meg. Méréseink során azt tapasztaltuk, hogy a szokásos gáztisztási eljárás után az argon 0-30 %-a marad az argonkivonóban, a gáztisztitás idejének növelésével azonban ez az argonveszteség elhanyagolhatóvá tehető.

Üzembiztonság

Az argonkivonó berendezés használati értékét az előző pontban ismertetett jellemző paramétereken kivül üzembiztonsága határozza meg. A következőkben azokat a hibalehetőségeket, ill. karbantartási müveleteket tekintjük át röviden, amelyek miatt a készülék üzemeltetését időnként meg kell szakitanunk. A fém alkatrészek közül a legnagyobb mechanikai igénybevételnek a szelepek vannak kitéve. A felhasznált fémszelepek az ATOMKI-ban készültek, az SZI-SZ5-ös NA15-ös, az SZ6-SZ8-as NA6-os tipusu, továbbá két-két NA6-os szelepből készültek a gázpipetták is. Az eddigi használat során minden NA15-ös szelepet legalább 1000 alkalommal zártuk, ill. nyitottuk, ezen igénybevétel közben egyik szelep sem vált használhatatlanná. Ezzel szemben az NA-6-os szelepek 1977-78 folyamán négy esetben szorultak javitásra, minden esetben a csőmembrán repedése miatt. Ezért 1979. januárjában az NA-6-os szelepeket és a gázpipettákat a lényegesen nagyobb élettartamu és könnyebben javitható NA-15-ös szelepekre és az ezekből készült gázpipettákra cseréltük ki.

A titán szivaccsal töltött kemencék 20 mm átmérőjü rozsdamentes acélcsőből készültek, üzemi hőmérsékletük 8-900 °C, ezért erősen korrodeálnak. 3000 óra üzemidő után azonban még egyik sem vált használhatatlanná, igy élettartamuk minimum 2 évre tehető. A titán szivacs cseréje az 1. kemencében 3-4, a 2. kemencében pedig 8-10 hónaponként ajánlatos. Az orbitron tipusu getterion szivattyu titán betétjének élettartama kb. 6 hónap, cseréje esetenként 1-2 munkanapot vesz igénybe.

Az üvegalkatrészek közül az ionizációs vákuummérő fej és a CuO kemencék átlagos élettartama kb. l év, bizonyos idő elteltével azonban (1-2 év) a kifagyasztó csapdák cseréje is célszerü, a kőzetekből felszabaduló gőzök ugyanis szennyezik a felületét, s ez az argonveszteség növekedésére vezet.

Mindezen hibaforrások együttes eredményeként az argonkivonó berendezés 1977 és 78 folyamán évente 2-2,5 hónapot volt üzemképtelen, a végrehajtott szelep és gázpipetta cserétől azt várjuk, hogy 1979-ben ez az idő 1 hónap alá lesz csökkenthető.

Összefoglalás

A kőzetminták K/Ar korának meghatározása káliumtartalmuk és radiogén argontartalmuk meghatározása utján lehetséges. A káliumtartalom meghatározása lángfotometriás eljárással rutinszerüen elvégezhető, lényegesen nehezebb feladat viszont a radiogén argontartalom meghatározása, ami speciális argonkivonó és gáztisztitó berendezéssel és ehhez csatlakozó tömegspektrométerrel végezhető el.

A K/Ar módszer bevezetése során mind a tömegspektrométert, mind az argonkivonó berendezést az ATOMKI-ben fejlesztettük ki. A mágneses tömegspektrométer ionoptikai és vákuumrendszerét 1976-ban épitettük át [1], ezáltal több, mint egy nagyságrenddel sikerült csökkentenünk az izotópanalizishez szükséges argonmennyiséget, vagyis az egy meghatározáshoz szükséges kőzetminta mennyiségét. Ez tette lehetővé a jelen dolgozatunkban ismertetett nagyteljesitményű argonkivonó kifejlesztését.

Berendezéseink tervezésekor a hazai földtani kutatás igényeit tartottuk szem előtt. A geokronológiai kutatásoknak ugyanis csak egyik oldala a megfelelő számu és pontosságu koradat produkálása, az eredmények értékelése csak a kőzetminták vékonycsiszolati vizsgálata, és származási területük földtani viszonyainak mélyreható elemzése után, geológusokkal szoros együttmüködésben végezhető el. Tapasztalataink szerint a hazai földtani kutatás (kutatóintézetek, egyetemi tanszékek, bányászati vállalatok) évente kb. 150 K/Ar kormeghatározást igényel. Az 1977-ig használt argonkivonó készülékünkkel [2] ezt kielégiteni nem tudtuk, uj berendezéseink teljesitőképessége viszont ennél lényegesen nagyobb, a meghatározások elvégzése mellett lehetőségünk nyilott a berendezések és a módszer folyamatos tökéletesitésére, kutatási területünk fokozatos kiszélesitésére.

A nagyteljesitményü argonkivonó berendezések között készülékünk az egyszerübb felépitésüek közé tartozik. A leggyorsabban müködő berendezést – amelyben a minták 50 perces időközönként gázosithatók ki – Signer és McDowell ismertették [6], ez a készülék azonban az általunk épitettnél lényegesen bonyolultabb (kb. kétszer annyi szelepet tartalmaz). Két párhuzamos, egymástól függetlenül müködtethető gáztisztitó egysége van, továbbá egy napi használat után egy nap regenerálást igényel.

A mérési idő további csökkentését a getter anyagok gyorsabb regenerálásával szeretnénk elérni. Tapasztalataink szerint rossz hővezetőképessége miatt a molekuláris szürő gázosodik ki leghosszabban, ezért a jövőben ezt szeretnénk egy kifejlesztés alatt álló, gyorsan müködő, fémből készült tipusra cserélni.

Irodalom

- [1] Balogh K., Mórik Gy., ATOMKI Közl. 20 (1978) 215
- [2] Balogh K., Berecz I., Bohátka S., Földt. Közl. <u>107</u> (1977) 208
- [3] Т.В. Колцова, Ж. неорг. химии, <u>3</u> (1958) 1505
- [4] Berecz I., Bohátka S., ATOMKI Közl. 12 (1970) 55
- [5] M. Bonhomme, R. Thuizat, Y. Pinault, N. Clauer, A. Wendling, R. Winckler, Notes Techniques de L'Institute de Géologie, Université Louis Pasteur, Strasbourg, No.3 (1975)
- [6] P. Signer, F.W. McDowell, Acta Geol. Helv. 63 (1970) 311
- [7] A. Cox, G.B. Dalrymple, Joru. Geophys. Research 72 (1967) 2603

Szakmai lektor: Langer Gåbor



ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 377-385 LISTA TIPUŞU KOINCIDENCIA MEROPROGRAM MEGVALOSITASA AZ ND 50/50 RENDSZEREN

ZOLNAI LASZLO

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

A cikkben 4096 csatornás, kétdimenziós magfizikai mérések elvégzésére szolgáló mérőprogramokat ismertetünk.

LISTING-TYPE CODE FOR COINCIDENCE MEASUREMENTS ON AN ND 50/50 SYSTEM.

Measuring programmes for two-dimensional nuclear physical measurements of 4096 channels are described.

ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ПРОГРАММЫ, ОБРАБАТЫВАЮЩЕЙ СПИСКИ, ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СОВПАДЕНИЙ НА СИСТЕМЕ ND 50/50. В статье описываются измерительные программы для двухмерных 4096-каналных ядернофизических измерений.

1. Bevezetés

A kisérleti mag- és részecskefizika fejlődésével már régen követelménnyé váltak a többparaméteres koincidenciamérések. A számitástechnika fejlődésével az ilyen módon feldolgozható adatok száma lényegesen megnőtt.

Az irodalomból több a nagyfelbontásu koincidenciaméréseket szolgáló megoldás ismeretes [1-3]. Ezek közös jellemzője, hogy a régebbi kétdimenziós analizátorok helyett számitógéphez illesztett analóg-digitál konvertereket és gyors tömegtárolókat használnak. Maga az elv egyszerű és gazdaságosságát is könnyen igazolhatjuk. Hagyományos m dimenziós, az i-edik dimenzióban (i=1,n)2^mi csatornás felbontásu koincidenciamérés esetén, feltételezve, hogy az egy paraméteregyütteshez tartozó összes koincidenciaesemény száma kisebb, mint 2^K, a mérés



 $P \le k = \frac{2^{i=1}}{\sum_{i=1}^{n} m_i}$ (1)

377

Ez a feltétel általában teljesül, mert nagyfelbontásu, sokdimenziós koincidenciamérés esetén kevés szám n-eshez tartozó eseményszám különbözik nullától. Eltekintve a hagyományos megoldás csak néhány esetben való kivitelezhetőségétől az (1) feltétel azt jelenti, hogy ha a koincidenciaspektrumokban levő információ tárolására az események jellemző adatainak felsorolásával készült "listákat" használunk, akkor kevesebb tároló kapacitás szükséges a mérés megvalósitásához. A módszer hátránya, hogy általában nincs mód a koincidenciaspektrum mérés közbeni vizuális figyelésére – ami n>2 esetén különben is nehézségekbe ütközne – valamint a listák utólagos hagyományos értelembe vett spektrumokká való feldolgozása jelentős időt vesz igénybe.

Az intézetben a közelmultban nyilt lehetőség egy kétdimenziós lista tipusu koincidenciamérés megvalósitására. Technikai oldalról ezt egy SYKES tipusu digitális magnetofonnak, illetve a PDP-11/40-nek ND 50/50 rendszerhez való illesztése, az igények oldaláról pedig ⁹⁶Zr(p,nγ)⁹⁶Nb, ¹⁰⁰Mo(p,nγ)¹⁰⁰Tc reakcióknak [4] γ-γ koincidenciában való mérése jelentette. A mérés megvalósitásának programozási részét alább ismertetjük.

Kétdimenziós koincidenciaméréseket szolgáló mérőprogram

A mérés megvalósitására az ND-50/50 rendszeren került sor. Egy hagyományos gyors-lassu koincidenciakör szolgáltatta a két analóg ágat (a továbbiakban X és Y ág) amelyeket az idő-amplitudó konverter jele által kapuzva vezettünk a rendszer két analógdigitál konverterére. A mérőprogrammal szemben támasztott követelmények a következőek voltak:

- 1/ A két analóg jel digitalizálásával kapott értékek listába való elhelyezése legyen gyors.
- 2/ A mérőprogram adjon lehetőséget a mérés valamilyen figyelésére.
- 3/ Az utólagos feldolgozás során a lehető legrövidebb időn belül a listákból a koincidenciaspektrum bármely szeletét hagyományos spektrumba lehessen rendezni.

A fenti feladatokat a "CIN-ZOLA'78" [5] programozási nyelvbe illesztett uj utasitásfüggvénnyel, ill. a programozási nyelven irt mérő- és feldolgozó programokkal valósitottuk meg. Az utasitásfüggvény alakja a következő:

FI(7, ST, SE, XF, YF, XP, XS, YXR)

Az utasitásfüggvény blokkdiagramját láthatjuk az l. ábrán. Az utasitásfüggvény az SE paraméter értékétől függően két irányban müködik. Ha SE≠O, akkor az ND 50/50 rendszer memóriájának egy részében (az ST értékétől elhelyezkedő cimeken) listát készit a beérkező koincidenciaesemények X és Y ágairól érkező analóg jellemzőinek digitalizált értékeiből. Ebben az esetben egyidejüleg biztositja, hogy a listakészités ideje alatt az ICA'70 analizátor SE-értékének megfelelő szektorában ld. [5] valamelyik ág energiaspektrumát is gyűjthessük.



l.ábra. A FI(7...) utasitás függvény blokkdiagramja. Fig.l. Block diagram of the statement function FI(7...) Рис.1. Блок-схема функции FI(7...)

Ha SE=0 akkor a FI(7...) függvény analizálja az ND 50/50 analizátor memóriájában az ST.-dik cimtől elhelyezkedő koincidenciaeseménylistát. A mérőprogram mindkét ágon maximálisan 4096 csatornás felbontást tesz lehetővé. Az ilyen feltételekkel mért koincidenciaspektrumot egy képzeletbeli 4096x4096-os mátrixba rendezhetnénk.

A feldolgozásnál ennek a mátrixnak valamilyen részére van szükségünk, esetlegesen ugy, hogy az eseményszám alacsony volta miatt valamelyik vagy mindkét ágon a felbontást lerontjuk. Ez azt jelenti, hogy a program a listából vett eseménypárok értékeinek megfelelően az analizátor memóriájának az ST.-dik cimig elhelyezkedő részében hagyományos kétdimenziós spektrumot készit. Mivel a rendelkezésre álló memóriahely kicsi, a képzeletbeli 4096x4096-os spektrumnak csak egy részét tudja ábrázolni. Ha mégis az egész mérésről akarunk képet kapni, akkor az egyik vagy mindkét ág felbontásának lerontásával "belepréselhetjük" az egész spektrumot is a rendelkezésre álló mezőbe. Ez utóbbi eljárásra inkább mérés közben, a mérés követéséhez van szükség, amikor a listakészités befejezésével analizáljuk a listát. Az elvégzett mérések feldolgozásának gyakorlata szerint célszerü a létrehozott listákat az egyik ágon elhelyezett "ablakok"-kal koincidenciában levő spektrumokra felbontani. Az FI(7...) utasitás függvénnyel ezt olyan (bináris) ablakok összegeként kezeljük, amelyek csatornaszáma 2 hatványaként állitható elő. Tehát egy ablakhoz tartozó spektrumot ugy kaphatunk meg, hogy a teljes listasorozatot annyiszor analizáljuk meg, ahány bináris hatvány összegére bontható az. A gyakorlat azt mutatja, hogy tiszta "bináris" ablakok is kielégitő eredményt adnak.

Az elmondottak illusztrálására közüljük a 2. ábrát.



2.ábra. A koincidencia-mátrix feldolgozásának elvi vázlata.

Fig.2. Principal scheme of the processing of the coincidence matrix.

Рис.2. Принципиальная схема обработки матрици совпадений.

Az ábrán "képzeletbeli mátrix" felirattal jeleztük a teljes koincidencia spektrumot.

Feltételezzük, hogy a FI(7...) függvény alkalmazásával a memória ST-cimétől elhelyezkedő listából ki akarjuk gyűjteni a 2. ábra baloldali részén vonalkázással jelzett területnek megfelelő eseményeket, és kétdimenziós spektrumként akarjuk ábrázolni az analizátor memória 4096 csatornájában, a 2. ábra jobb oldali részén ábrázolt mátrixban azzal a feltétellel, hogy 2^L x 2^K=4096 vagyis L + K=12.

Ezt megtehetjük a FI(7...) függvény alkalmazásával a következő paraméterek mellett

XF	=	ХØ
ΥF	=	YØ
XP	11	J-K
ΥP	11	I-L
XL	=	XP
YXR		YL

Ekkor a FI(7...) függvény végig vizsgálja a listát, és a fenti feltételek mellett a kétdimenziós spektrum megfelelő helyein koincidenciaeseményeként l-gyel növeli a memóriatartalmat.

Mint a blokkdiagramból és a fentiekből látható az XP és YP paraméterek az eredeti felbontást 2^{XP} ill. 2^{YP} részére rontják. A kialakuló kétdimenziós spektrumnak a FI(7...) függvény csak az első ST db csatornáját ábrázolja a lista védelme miatt. Az ST értékének célszerű választása 2048.

A blokkdiagram áttanulmányozásánál látható, hogy a fenti feladatot több paraméter választással is meg lehet oldani. A paraméterek megválasztásával az elmondottakon kivül egyéb feladatok is megoldhatók (pl. széthuzás). Egy koincidenciamérés megvalósitásakor a FI(7...) függvényt többször kell ałkalmazni. Ezek a méréssel, ill. feldolgozással összefüggő feladatok már könnyen megoldahtók a "CIN-ZOLA'78" nyelven irt mérő- ill. adatfeldolgozó programmal. Egy ilyen mérő és adatfeldolgozási feladat mérőprogramjának listáját a 3. ábrán láthatjuk.

A bevezetésben emlitett mérés esetében ∿200000 koincidencia eseményt gyüjtöttek. A 3. ábrán közölt mérőprogram esetén, ill. a rendelkezésre álló más perifériák esetén az egyes müveletek időszükségletét az 1. táblázatban tüntettük fel.

Mint az időtartamokból látható a program mérő részének gyorsasága a jelenlegi körülmények között megfelelő, azt növelni csak akkor lenne érdemes, ha a koincidencia eseményintenzitást a mostani 10-szeresére, ~200/sec-ra növelnénk. Ebben az esetben a PDP-11/40-nel való tervezett gyors kapcsolat további 2 nagyságrend növekedést biztositana.

Hasonló a helyzet az analizáló résszel, ahol a blokknagyságot lényegesen növelni (ami gyorsitaná az analizist) még a PDP 11/40 igénybevételével sem lehetne. További fejlesztés lenne szükséges a kétdimenziós spektrumok feldolgozása területén, jelenleg a spektrumok egydimenziós spektrumokként kerülnek feldolgozásra, ami egyrészt információ veszteséggel jár, másrészt feleslegesen sok időt vesz igénybe. କାର କାର୍ଯ୍ୟ କାର୍ଯ୍ୟ କାର୍ଯ୍ୟ କରି ଭାର୍ଯ୍ୟ କାର୍ଯ୍ୟ କାର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କାର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ୟ କର୍ଯ୍ CIN-20LA 78 01.01 C ENAP28-0013 KOINC: MERO PROGRAM 10.10 C MER, LISTAT KESZIT ES ANALIZAL BL-SZER 10.20 0 19.1.00 19.200 14.2 10.30 D 19.317 (Bi.)20.7:10.7 10.50 B 15.731 BELICONSIDER 10.60 6 10.3 10.70 11 11.10 C ELORE TEKER: OLVAS ES ANALIZAL BL-SZER 11.20 1 560 19.160 19.260 14.2 11.30 J 19.351 (BL)11.7511.7 11,50 F B=1, BL, D 18,210 13,215 TAHTAF1 11.60 6 11.2 11.70 8 12.10 CLISTAT KESZIT AZ ST ES 4096 CIM KOZE 12:20 S X=FI(7:SI:SE) 13.10 C GNALIZALJA & LISTAT ES SPENTRUMOT KESZIT O ES ST-1 KUZE 13,20 5 X#FI(7, ST, 0, XF, YF, XP, YP, XS, YS) 14.10 C TOROL V ES ST-J KOZOTT 14.20 + C=1:S1-1:S X=(K(C:0) 15.10 C KINYUMTATJA A O ES ST-1 KOZTI KETDIM, SPEKTRUMOT 15.20 \$ X=F0(8,4096/2~XS) 15.30 F XX#1:8:2"XS(D 15.5(D 15.6 15,40 8 15:60 F YHIS 20YSET LEYEF XHXXXXX47ET FICLASYSX) 15.70 1 #1%4.9' PR. AN. MD. TW. AB. 40- CH. BG. CS.' 16.10 C LISTA KIVITEL MAGNETOFONRA 16.12 0 15.7 16,20 T #10,0,0,TA,0,0,4096-ST,ST,FU(5,0,0,0,TA,0,0,4096-ST,ST) 17.10 C ICA-70 SPEKTRUN KIVITEL PAPIRSZALAGRA 17.12 0 15.7 17.20 (#11,SE,0; TA+1000; 0; 0, 01, SI, FU(5,1; SE,0, TA+1000, 0; 0, CI, SI) 18.10 C MAGNETOFONROL BEOLVASSA A KOVETKEZO LISTAT 18.12 0 15.7 18.14 1 4:0:0,0,1A,0,0,4096-ST:ST 18.20 S X=FI(5,0,0,0,16,0,0,1,ST) 18.30 1 X 19.05 U A SZUKSEGES PARAMETEREK BEDLVASASA 19.10 A #19TAGWORD, START, SECTOR, STCA, CICA, T 19.20 A #!TXFROM, YFROM, XPUSH, YPUSH, XSIZE, YSIZE, T 19,30 A #!?BLUCKYT * 3. ábra. A koincidencia mérőprogram listája. Fig.3. List of the measuring programme. Рис.З. Список программы для измерения

совпадений.
l. Táblázat: A koincidenciamérés időmérlege Table l. Time-conditions of the coincidence measurement Таблица 1. Временные услов измерения совпадений

Energia analizá- tor rend- szer	Számitó- gép	Tömegtároló	Müveleti időigény µs/esemény egységekben						
			Várakozás eseményre	Energia analizis	Listába tárolás	Lista eltáro- lása	Prompt anali- zis	Lista egyszeri beolv.	Egys ze ri analizis
ND 50/50	PDP-8/I	SYKES mg.	~50000	~80	∿140	~6300	∿500	~6300	~500
ND 50/50	PDP-8/I	PDP-11/40 diszk, a je- lenlegi kap- csolat	∿50000	∿80	∿140	∿6200	∿500	∿6200 °	∿500
ND 50/50	PDP-8/I	Tervezett gyors kap- csolat	∿50000	∿80	∿140	∿120	∿500	∿120	~500

Végül szeretnék köszönetet mondani Gulyás János és Krasznahorkay Attila kollegáknak, akik a mérőprogramot gyakorlati mérésben ellenőrizték.

Irodalom

- [1] J.P. Gonidec, NIM 88 (1970) 125
 [2] L. Harms-Ringdalel es J. Sztarkier, NIM 108 (1973) 557
- [3] J.W.D. Sinclair és mások, NIM 111 (1973) 61
- [4] Gulyás J., Dombrádi Zs., Zolnai L., Krasznahorkai A., Fényes T., közlés alatt az Izv. Akad. Nauk Szer. Fiz.-ben
 [5] Zolnai L., ATOMKI Közl. 21 (1979) 387
 [6] Programming languages of PDP-8 family computers, Vol. 2.
- (DEC, Maynard, Massachusetts, 1970)

Szakmai lektor: Gulyås Jånos

Függelék

A koincidencia mérőprogram aktivizálása magnetofonról.

Az alábbiakban a felhasználó által irt szövegek alá vannak huzva a) jel a RETURN a 🛛 jel a SPACE billentyü leütését jelenti.

1. A RIM LOADER betöltése az 1. modulba. [6]

- 2. EXECUTIVE LOADER betöltése az l. modulba. (ugy mint a BIN LOADERT [6])
- A magnetofon bekapcsolása, és a megfelelő kazetta behelyezése után
 - a/ SR: =1177778

LOAD ADDRESS

START

b/ a konzolirógépen:

READY

L, CO81)

READY

L,CO82) READY

L,CC83)

4. A konzolirógépen ezután

*G

(Itt a program által kiirt szövet következik, amely után be kell irni a személyi kód három karakterét a Xu:Yu:Zu formában és a használni kivánt maximális csoportszámot).

*(A gép ezzel jelzi, hogy kész az utasitások elfogadására).

5. A "CIN-ZOLA'78"-en irt mérőprogram beolvasása.



MÜHELYÜNKBÖL, LABORATORIUMUNKBÓL ATOMKI Közlemények 21 (1979) 387-389

ICA'70 TIPUSU ANALIZATOR PROGRAMOZOTT ILLESZTÉSE AZ ND 50/50 RENDSZERHEZ

ZOLNAI LASZLO

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

1. Bevezetés

A közelmultban a VdG generátor mérőközpontja egy KFKI gyártmányu ICA'70 [1] 4096 csatornás analizátorral bővült. Az analizátort a hardware-es illesztés után használatba vettük. Szükségessé vált az analizátor programozott vezérlésének megoldása is. Ezt az ATOMKI 5 MeV-es Van de Graaff gyorsitójának mérőközpontjában müködő ND 50/50 mérőrendszer programozását biztositó "CON-ZOLA'77" [2] programnyelv néhány utasitásának átalakitásával, ill. egy uj utasitásfüggvény beépitésével oldottuk meg. Az igy kialakitott uj programnyelv neve "CIN-ZOLA'78". Az alábbiakban az uj utasitásfüggvényeket ismertetjük.

> Az ICA'70 analizátort vezérlő utasitásfüggvények leirása

2.1. Uzemmódváltó utasitásfüggvény

Az utasitásfüggvény alakja: F0/14,-1/ ill. F0/14,SE,MO,CH/. A F0/14,-1/ értéke O, ha az analizátor STAND-BY üzemmódban van, és 4096 ha nincs STAND-BY üzemmódban. Az analizátor üzemmódjának váltását a F0/14,SE,MO,CH/ függvénnyel vezérelhetjük. Ebben a függvényben az SE változó értéke az ICA'7O szektorkódja, a MO változó értéke az üzemmódkód, a CH értéke pedig a kezdő csatorna cime.

A szektorkód értékei a következőek:

Kód	Szektor
1	4/4
2	2/2
3	2/4
4	1/1
5	3/4
6	1/2
7	1/4

Az üzemmódkódok a következők:

Kód	Üzemmód	
0 1 2	AMPL TIME TNT	(Amplitudóanalizis) (Időintervallumanalizis) (Időintervallum analizis)
3	MSC	(Multi számlálás)
5	PRINT	(Kinyomtatás)
6 7	PLOT STAND-BY	(Rajzolás) (Utasitásra vár)

Az utasitásfüggvény kiadásakor a MO által megszabott üzemmódba kerül az analizátor, ha az analizátor számitógépvezérelt üzemben dolgozik. Két FO/14.../ utasitás között a kézi üzemmódváltást is megengedi a program.

2.2. Spektrumforgalmi utasitásfüggvények

A spektrum ki- ill. bevitelt a "CON-ZOLA'77" [2] FI/5.../ és FO/5.../ utasitásfüggvényeinek módositásával oldottuk meg. Az utasitásfüggvények alakja:

FI/5,I,A,Ø,J,Ø,Ø,K,L/ spektrumbevitel és
F0/5,I,A,Ø,J,Ø,Ø,K,L/ spektrumkivitel esetén.
A J, K, és L, paraméterek jelentése nem változott [2] -höz képest, vagyis J a spektrum azonositó része, K az átviendő csatornák száma, és L az átvitel kezdő csatornájának cime. Az I
lehetséges értékei:

0	a	PDP-11/40 használata esetén
1	a	gyorslyukasztó és gyorsolvasó esetén
2	a	magnetofon esetén és
3	a	lassu lyukasztó és olvasó használata esetén.

Az A változó értéke a használt analizátort határozza meg: ha O akkor a spektrum be- ill. kivitel a Nuclear Data analizátorba/-ból/ történik, ha pedig A értéke l és 7 között van, akkor az értéknek megfelelő ICA'70 analizátorszektorba/-ból/. Meg kell jegyezni, hogy az A értéke nem lehet ellentmondásban a használt K és L értékkel.

A kivitel kódolása ugy történik, hogy egy csatornát 3 db 8 bites egységben tárolunk. A tárolás az ND analizátor esetében tiszta bináris, mig az ICA'70 esetén BCD. Mivel az ICA'70-ből kihozott spektrumok beolvashatók a Nuclear Data analizátorba, ott az átkódolás megoldható a "CIN-ZOLA'78"-on irt rövid program segitségével.

3. Az uj programnyelv aktivizálása

A "CIN-ZOLA'78"-at a [2]-ben leirt módon aktivizálhatjuk, azzal az eltéréssel, hogy a CPL1, CPL2, és CPL3 nevek helyett rendre CO81, CO82, ill. CO83 -at kell használni. [1] ICA'70 Multichannel Analyzer Users Manual (KFKI, Bp. 1975)
[2] Zolnai L., ATOMKI Közl. 20 (1978) 287

Szakmai lektor: Kis Varga Miklós



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 391-395

SUBRET-FOKAL'16K: A FOKAL-71 PROGRAMNYELV BOVITESE SZUBRUTINHIVÁSI LEHETŐSEGGEL

VEGH JANOS

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

A FOKAL-71 interpreter programot szubrutinhivási lehetőséggel bővitettük. A program – a FOKAL nyelv szintaxisának egyszerű bővitésével – lehetőséget biztosit maximálisan 26 paraméteres szubrutinok használatára és maximálisan 9-szeres mélységű szubrutinhivásra.

1. Bevezetés

A TPA-i 1001 számitógépre realizált FOKAL programnyelv [1] programozási lehetőségei gyakorlatilag egyenértéküek a FORTRAN programozási nyelv ugyanezen gépre irott forditóprogramja által biztositott lehetőségekkel. Bár a FOKAL nyelven irott programok – a nyelv interaktiv jellegéből következően – lassubbak, mint a megfelelő FORTRAN nyelvű változatok, a fejlesztés alatt álló programok esetén azonban e hátrányt jól ellensulyozzák a FOKAL-ban meglevő szövegszerkesztési és programjavitási lehetőségek, különösen háttértároló és operációs rendszer nélküli gépeken.

Komoly hátránya azonban a FOKAL nyelvnek, hogy nem nyujt lehetőséget a programszegmentálásra, igy - különösen nagyobb programok irása esetén - a különböző programrészek "interferenciájának" kiküszöbölése a programozói munka jelentős részét teszi ki. Az alábbiakban egy olyan lehetőséget ismertetünk, amely a FOKAL szintaktikus szabályainak bővitésével lehetővé teszi valódi szubrutinhivás alkalmazását. Megfelelően kiépitett szubrutinkönyvtár felhasználásával a programok épitése ugyanolyan könnyüvé válik, mint a nagyobb gépeken, a kész programok pedig (amennyiben a felhasznált szubrutinkönyvtárak a két gépen azonosak) könnyen átültethetők a megfelelő nagyobb gépre. A bemutatott megoldás jó kompromisszumot jelent a könnyü kezelhetőség, áttekinthetőség, futási gyorsaság és kis helyigény ellentétes követelményei között. A jelen leirás feltételezi a FOKAL programnyelv és részben a FOKAL interpreter program ismeretét.

2. A program adatai

A program neve: "SUBRET-FOKAL'16K"

Számitógép: TPA-i 1001 (min. 8K szó)

Forrásnyelv: SLANG-1

A program feladata: Szubrutinhivási lehetőség beépités a FOKAL nyelv szintaxisának bővitésével.

3. A program részletes leirása

A SUBRET-FOKAL az alapul szolgáló FOKAL nyelvtől az alábbiakban tér el:

- 1./ Nem használható a Hello utasitás, továbbá az Option M mód.
- 2./ Kb. 70-nel kevesebb változó definiálására van lehetőség.
- 3./ A szövegtároló szubrutinhivási szintenként (lásd később) kb. 70 karakternyi szöveggel kevesebbet tud tárolni.
- 4./ A FOKAL-ban szokásos 15 group helyett 31 használható.
- 5./ A FNEW függvény FN-ként használandó, használatának módja változatlan (csak 8K szónál nagyobb tár esetén).
- 6./ A használt szimbólumoknak l vagy 2 indexe lehet. Egy index használata esetén a tárolás módja megegyezik a FOKAL-éval, a kettős index pedig egy indexszé alakitódik, a következő módon: /index/=/első index/*64+/második index/. A programozó mindkét módon hivatkozhat a változóra. (Az átalakitás csonkitással /mod 64/ történik, ezért kettős indexként negativ szám vagy 63-nál nagyobb érték használata nem ajánlatos.)
- 7./ Uj utasitás a Proceed, amely a függvény formátumu utasitásoknál szokásos üres értékadó utasitást fölöslegessé teszi. Egyenértékü tehát a S Q=FN (15,1E-3) és a P FN (15, 1E-3) utasitás. A P listája egyelemü, azaz több argumentum használata (vesszővel elválasztva) nem megengedett.
- 8./ Uj függvény az FSWR /arg/, amely futás közben érzékeli a kapcsolóregiszter állását, igy lehetőséget teremt (pl. a teszteléskor) a program átirása nélküli elágaztatásra. Formája:

S A=FSWR (ARG)

ahol A az ARG értékétől függően a következő értékeket veheti fel:

Ha ARG negativ vagy 4095-nél nagyobb, hibajelzést ad Ha ARG=0, A felveszi a kapcsolóregiszteren beállitott értéket

Ha l≤ARG≤12, A értéke attól függően l vagy 0, hogy a kapcsolóregiszter jobbról számitott ARG-edik bitje l vagy 0 értékü.

ARG egyéb értékeinél A értéke 0.

Pl. a kapcsolóregiszter megjelenithető a TTY-on a T %1;F I=1,-1,1;T FSWR(I)

utasitással. (12-nél nagyobb ARG használata értelmetlen, de nem hibás)

9./ A szubrutinhivás kezelését két uj függvény, a FSUB és a FRET végzi. Többszörös mélységű (nem rekurziv) szubrutinhivás max. 9 szintig megengedett.

A szubrutinkezelés formája:

P FSUB (cim; argumentumok)

P FRET (cim; argumentumok)

ahol a cim a szubrutin cime (a FOKAL által megengedett cimke vagy group, illetve változó), az argumentumok az aktuális paraméterek azaz index nélküli változónevek vesszővel elválasztott sorozatát jelentik.A két függvényben maximum 26 argumentumot lehet feltüntetni. A szubrutinon belül munkaváltozók is definiálhatók (amelyek csak a szubrutin végrehajtásának ideje alatt léteznek). A szubrutinon belül a szubrutinhivás előtt definiált változók is felhasználhatók (COMMON változóként).

Az FSUB a megadott aktuális paraméterekkel egy "DO cim" utasitást szimulál (a szubrutint formális paraméterekkel kell megirni, l. később), végrehajtása után a szubrutin által definiált munkaváltozók értéke lekérdezhető (pl. a T \$ utasitással).

A FRET ellenőrzi, hogy a legutolsó FSUB által megnyitott szubrutint zártuk-e le, lezárja a szubrutint, törli a munkaváltozókat és az argumentumok között szereplő definiálatlan azonositókkal kibőviti az azonositótáblát. A FRET tekinthető a FSUB folytatósorának is, ha a FSUB sorában nem irható ki valamennyi formális paraméter. Ilyenkor FSUB-ban célszerű csak a bemenő, FRET-ben pedig csak a kimenő paramétereket kiirni, lásd az l.ábra példa-programját.

A két szubrutin-kezelő utasitásban az első helyen álló aktuális paraméter a szubrutin testben az 'A formális paraméternek felel meg, a második helyen álló a 'B-nek, s.i.t. A nem használt paraméterek helyén elegendő a lezáró vesszőt kitenni; az utolsó felhasznált paraméter után közvetlenül következhet a jobboldali zárójel. (Pl. ha a FRET-et folytatósorként használjuk, a cimet követő pontosvessző után elegendő megfelelő számu vesszőt kitenni, utána következhetnek a FSUB-ból kimaradt változók).

A szubrutinok formális paramétereinek azonositói 'a alakuak, ahol a egy alfabetikus karakter. Munkaváltozók azonositására (az aktuális paraméterekhez nem rendelt szimbolikus változók nevén kivül) ajánlhatók'n és &ç változó nevek, ahol ç és n a FOKAL által változónévként megengedett tetszőleges, n pedig nem alfabetikus karakter. Ezeket használva többszörös mélységü szubrutinhivás esetén sem jöhet létre a különböző szubrutinszintek között nemkivánatos csatolás. A munkaváltozók jelölésére bármely más, a FOKAL által megengedett karakterkombinációt be lehet vezetni, ezeket a szubrutin által hivott szubrutinok ("COMMON" változóként) használhatják, de csak a hivó szubrutin befejezéséig léteznek, s értékük a különböző szubrutinszinteken azonos. A hivó szegmensben a szubrutinhivás előtt definiált azonositók a szubrutin testben a szokott módon is használhatók C-SUBRET-FOKAL 16K

01.10 T!!"M(P) SORFEJTES"! 01.20 S SR=26;S EP=1E-6; 01.30 F P=.5,.1,1.5;P FSUB(SR;SR,P,EP);P FRET(SR;,,,M);T!,%4.4,P,M 01.40 T!!;Q

26.01 C PSORFF (SR;SR;X;EPS;M;4*P*M) 26.02 S '2='B^2;S '1=100;S &2=1;S &3='B;S 'D='B;S &4=1 26.03 S &2=&2+2;S &3=&3*'2*2/&2;S 'D='D+&3 26.04 I (&3-FABS('D*'C))+'A+.05;I ('1-&4)+'A+.05;S &4=&4+1;G +'A+.03 26.05 S 'E=4*'B*'D;R

M(P) SORFEJTES

.5000	.5923
.6000	.7671
.7000	.9805
.8000	1.247
.9000	1.588
1.000	2.030
1.100	2.616
1.200	3.405
1.300	4.486
1.400	5.991
1.500	8.123

1.ábra. Az (1) egyenletbeli kifejezés értékeinek kiszámolása SUBRET-FOKAL'16K program segitségével.

(figyelmet kell azonban fordítani az aktuális paraméterek között is szereplő azonosítók használatára).

A szubrutinhivást a P(roceed) utasitással célszerű használni, mivel a "S Q=F...." szintaxisban Q értéke határozatlan.

A szubrutinhivásokat kezelő függvényekre a FOKAL általános szintaktikus előirásai, továbbá az alábbi szabályok vonatkoznak:

a./ a cim után pontosvesszőnek kell állni

- b./ az argumentumok között nem szerepelhet számkonstans, függvény és nem-nulla indexű változó
- c./ az azonos szubrutinra vonatkozó FSUB és FRET utasitásban azonos cimnek kell szerepelnie
- d./ a szubrutinon belül hivott szubrutin cime nem lehet formális paraméter, csak "COMMON" változó vagy számkonstans.

Az l.ábra egy mintaprogramot tartalmaz. A program az

$$M(p) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{p^{2k+1} 2^k}{(2k+1)!!}$$
(1)

sorfejtést végzi el; a lista a használat módját és a futtatás eredményét illusztrálja.

Irodalom

[1] FOKAL Kézikönyv TPA-IY-10-MA (KFKI-MSZKI, Budapest, 1974)

Szakmai lektor: Zolnai László



ATOMKI Közlemények 21 (1979) 397-402

ARITMETIKAI LEBEGÖPONTOS ELJÄRÄSCSOMAGOK INTEL 8080 MIKROPROCESSZORHOZ

VEGH JANOS

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

1. Bevezetés

A mikroelektronikai ipar által fejlesztett és gyártott, egyre összetettebb funkcionális áramkörök mind egyszerübbé teszik a mikroprocesszorokon alapuló rendszerek hardwarefejlesztését. Ezzel párhuzamosan felmerül az igény hasonló, moduláris szervezésü, univerzálisan használható software elemekre is, mivel ezek felhasználása a berendezést müködtető software kifejlesztésének költségeit jelentősen csökkenti.

A mikroprocesszoros berendezések tipikus alkalmazásaiban általában szükség van egyszerűbb numerikus számitások elvégzésére, valamint decimális adatok be- és kivitelére. Az alábbiakban ismertetett programcsomagok e feladatok megoldására nyujtanak egyszerű lehetőséget. A programcsomagokat az MTA Atommag Kutató Intézetében fejlesztés alatt álló mikroprocesszoros berendezéseknél [1,2,3] alkalmazzuk. Az egyszeres pontosságu programcsomag az S. N. Cope [4] által közölt programcsomag módosított, továbbá bináris-decimális és decimális-bináris átalakitó szubrutinokkal kiegészitett változata.

2. Általános jellemzők

Az eljáráscsomagok forrásnyelvi változata az Intel 8080 assembly nyelvén [5] készült. Mivel adattárolásra kizárólag a mikroprocesszor belső regisztereit és a zsákmemóriát (Stack) veszik igénybe, külső hivatkozásokat nem igényelnek, igy ROM elemként használhatók. Mindkét eljáráscsomag kettes-komplemensü aritmetikát használ. A kitevő 64-többletes formátumu, ami egyszerü aritmetikai alul- és tulcsordulás figyelést tesz lehetővé a software számára. A két eljáráscsomag jellemzőit az 1.táblázat foglalja össze, a számábrázolási módokat az 1.ábra mutatja. 1.táblázat: Az egyszeres és kétszeres pontosságu eljáráscsomagok általános jellemzői és a maximális/tipikus műveleti idők.

	Egyszeres pontosság	Kétszeres pontosság	
Értékes tizedesjegyek száma	4 jegy	9 jegy	
Mantissza hossza	15 bit	32 bit	
Memóriaigény	3/4 Kbyte	5/4 Kbyte	
Számábrázolási min. tartomány max.	2.711×10 ⁻²⁰ 9.223×10 ¹⁸	2.7105054×10 ⁻²⁰ 9.2233719×10 ¹⁸	
Összeadás ideje	0.53/0.25 ms	1.07/0.64 ms	
Szorzás ideje	0.86/0.75 ms	16.3/14.3 ms	
Osztás ideje	0.85/0.75 ms	18.4/17.7 ms	
Átalakitás ideje	1.2-19. ms	2.3-262. ms	



mantissza előjele

1.ábra. Lebegőpontos számábrázolás az egyszeres (a) és a kétszeres pontosságu (b) eljáráscsomagnál.

3. Az eljáráscsomagok használata

3.1. Az egyszeres pontosságu eljáráscsomag

Az aritmetikai szubrutinok az operandusok tárolására egy regisztert (exponens) és egy regiszterpárt (mantissza) használnak, jelölése (R RP). Az első operandus és a müvelet elvégzése után az eredmény a (B DE)-ben, a második operandus (ha van) az (A HL)-ban található; mindkettőnek normálalakunak kell lennie. A müveletek elvégzése után az A regiszter tartalma nulla, ha nem történt hiba, egyébként pedig a hiba tipusának (nullával való osztás, aritmetikai alul-, ill. tulcsordulás) megfelelő kódot tartalmazza. A jelzőbiteket a szubrutinok az akkumulátor tartalmának megfelelően állitják be.

A bináris-decimális átalakitó szubrutin a (B DE)-ben tárolt bináris lebegőpontos számot négyjegyü decimális lebegőpontos számmá alakitja. A szubrutin kimenti és a szubrutinból való visszatérés előtt visszaállitja a PSW-t, ami a megelőző számitások során esetlegesen keletkező hibakódot tartalmazza. A decimálissá alakitott számok négy bites BCD számjegyeit a B és a DE regiszterek tartalmazzák: B a decimális kitevő (2 jegy), DE a decimális mantissza (4 jegy). A mantissza kijelzett négy számjegyét a szubrutin az ötödik jegy alapján kerekiti; ebben és a számjegyek sorrendjében tér el lényegesen a [6] közleményben leirtaktól. A C regiszter tartalmazza az előjeleket, két decimális jegyként. A nagyobbik helyiértékü jegy a kitevő, a kisebbik a mantissza előjelét adja meg: 0 jelenti a pozitiv, l a negativ számot.

A decimális-bináris átalakitó szubrutin feltételezi, hogy az átalakitandó számnak megfelelő 7 bites ÁSCII karaktersorozat már a memóriában van és a HL regiszterpár a karaktersorozat által elfoglalt cimtartomány első, a legnagyobb helyiértékü karakterének megfelelő cimet tartalmazza. A szubrutin végrehajtása után a normálalaku szám a (B DE)-be kerül, a HL regiszterpár pedig a számot lezáró karakter cimét tartalmazza.

A szám tetszőleges hosszuságu lehet, bár a rutin csak a számábrázolási pontosságnak megfelelő számu értékes jegyet vesz figyelembe. Egész és valós, valamint normálalaku számok bevitele egyaránt lehetséges. A számbevitel végét bármely, a számformátumhoz nem tartozó karakter jelezheti. A szám mantisszájában az esetlegesen előforduló további tizedespontokat a rutin figyelmen kivül hagyja, igy a tizedespont nem lehet zárókarakter.

3.2. A kétszeres pontosságu eljáráscsomag

Az operandusok és az eredmény itt is normálalakuak. Mivel az aritmetikai szubrutinokban az operandusok tárolására 2x5 regiszterre lenne szükség, a szubrutinok számára bemenő adatként az operandusok cimét kell megadni, s ezért a müveletek - közbülső tárolás nélküli - láncolása bonyolulttá válik, lásd 'B' programpélda.

A DE regiszterpár az első, a HL pedig a második operandus cimét tartalmazza, az eredmény pedig a (B DE, HL)-be kerül. Az A regiszter tartalma és a jelzőbitek az előző pontban leirtakhoz hasonlóan állnak be. Az operandusok tárolási módja a memóriában: exponens és a mantissza 4 byte-ja, növekvő helyiérték szerint.

A bináris-decimális átalakitó program a (B DE, HL)-ben tárolt bináris lebegőpontos számot alakitja 8 jegyű decimális lebegőpontos számmá. A kijelzett számot a kilencedik jegy alapján kerekiti. A kisebb helyiértékű 4 jegy HL-be kerül, a formátum egyébként azonos a 3.1.pontban leirttal.

A decimális-bináris átalakitó szubrutin müködése a 3.1.pontban leirttól annyiban tér el, hogy a bináris szám az (A DE,HL)-be kerül, a BC pedig a számot lezáró karakter cimét tartalmazza.

Az eljáráscsomagok használatát a mellékelt példa-programrészletek és a 2. táblázat foglalja össze.

2.táblázat: A lebegőpontos csomagok funkcióinak összefoglalása a/ Egyszeres pontosságu

Funkció	A szubrutin		A funkció szimbolikus	
TUIRCIO	neve	rel.cime	leirása	
Negálás	NEGDE	000	B DE ← (B DE)	
Összeadás	FADD	Ø2E	$B DE \leftarrow (B DE) + (A HL)$	
Normalizálás	FNORM	06E	$B DE \leftarrow (B DE)$	
Szorzás	FMUL	080	B DE \leftarrow (B DE)*(A HL)	
Osztás	FDIV	OCE	$B DE \leftarrow (B DE)/(A HL)$	
Dec-bin át- alakitó	DBCNV	11C	B DE ← ((HL),((HL)+1)	
Bin-dec át- alakitó	BDCNV	209	B,C,DE ← (B DE)	

b/ Kétszeres pontosságu

Funkció	A szubrutin neve rel.cime		A funkció szimbolikus leirása		
Kivonás	FSUB	000	B DE, HL + ((DE)) - ((HL))		
Összeadás -	FADD	007	$B DE, HL \leftarrow ((DE)) + ((HL))$		
Normalizálás	FNORM	090	B DE,HL + (B DE,HL)		
Szorzás	FMUL	OEF	$B DE, HL \leftarrow ((DE)) * ((HL))$		
Osztás	FDIV	184	$B DE, HL \leftarrow ((DE)) / ((HL))$		
Bin-dec át- alakitó	BDCNV	24A	B,C DE,HL ← (B DE,HL)		
Dec-bin át- alakitó	DBCNV	337	A DE,HL \leftarrow ((HL)), ((HL)+1)		

4. Összefoglalás

Az ismertetett eljáráscsomagok az Intel 8080 (ipari standardnak számitó) mikroprocesszor számitási célu alkalmazását segitik elő. Mindkét programcsomag viszonylag kis terjedelmű, moduláris felépitésü, ROM-elemként használható. Kezelése egy-szerü, az operandusok az Intel 8080-nal könnyen kezelhető formátumuak. Az eljáráscsomagok programlistáját intézetünk az érdeklődőknek elküldi.

Az egyszeres pontosságu programcsomag főleg kis számitásigényü, gyors működést igénylő folyamatirányitási alkalmazásokra orientált, a kétszeres pontosságu pontosabb számitásokhoz, esetleg kalkulátor-igényű alkalmazásokhoz használható.

'B' PROGRAMPELDA

'A' PROGRAMPELDA

15 BITES

A MEMORIABAN:

44

00

50

A REGISZTEREKBEN: 44

50

MUVELETVEGZESKOR:

44

50

'C' PROGRAMPELDA

172-BIT DONTOCCACH CTAM BEDI HACACA.

ARG:

R

DE

HI

R DF

32-BIT PONTOSSAGU SZAMOKKAL VEGZETT MUVELETEK LANCOLASA

A 10.0 = (1/2+1/8) #2^4 SZAM ABRAZOLASA

32 BITES

/EXPONENS

/LEGKISEBB H.E.

44

00

00

00

AO

44

AO

00

ARG

FLOZO EREDMENY B DE, HL-BEN

PUSH D	12. OPERANDUS ELMENTESE
PUSH H	; A ZSAKMEMORIABA
PUSH B	
LXI H,1	THL (= 2. OPERANDUS CINE
DAD SP	
LXI D,ARG	FDE(= 1. OPERANDUS CIME
CALL FMUL	MUVELET ELVEGZESE
MOV A,B	FEXPONENS ELMENTESE
POP B	
POP B	
POP B	JZSAKMEMORIA VISSZAALLITASA
MOV B,A	FEXPONENS VISSZAALLITASA
JNZ HIBA	

FOLYTATAS, EREDMENY A B DE, HL-BEN

'D' PROGRAMPELDA

7-BITES ASCII KARAKTEREKKEL MEGADOTT, 15-BITES PONTOSSAGU SZAMOK OSSZEADASA ES KIJELZESE

JA KARAKTEREK BEVITELE, PL. BILLENTYUZETROL

		VJ2-BII FURIUSSHOU SZMA DEULVMSMSMI
LXI H,CIM1		# ATALAKITASA ES ELTAROLASA 'ARG'-B
CALL DBCNV	FATALAKITAS BINARISSA	
PUSH D	SZAM1 ELMENTESE	LXI H,CIM1
PUSH B		CALL DBCNV
LXI H,CIM2		STA ARG
CALL DBCNV	JATALAKITAS BINARISSA	SHLD ARG+1
POP PSW		XCHG
POP H		SHLD ARG+3
CALL FADD	JOSSZEADAS	
CALL BDCNV JNZ HIBA	FATALAKITAS DECIMALISSA	FOLYTATAS

IA B,C, DE-BEN LEVO BCD SZAMJEGYEK NYONTATHATO I KARAKTERRE ALAKITASA ES KIIRATASA

Irodalom

- [1] Horkay Gy., Mérés és Automatika 26 (1978) 428
 [2] Paál A., Molnár J., személyes közlés
 [3] Diós Z., személyes közlés
 [4] S.N. Cope, U.S. Department of Commerce, National Technical
- Information Service, N76-11756, 1976 [5] Intel 8080 Assembly Language Programming Manual, (Intel Corporation, Santa Clara, 1976)
- [6] Végh J., Számitástechnika, közlés alatt

Szakmai lektor: Horkay György

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 403-406 CAMAC MODUL 2708/2704 TIPUSU EPROM TÁROLOK BEIRÁSÁHOZ

HORKAY GYÖRGY

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

Az Intézetben 1976-ban kezdődött meg a mikroprocesszorok alkalmazási lehetőségeinek vizsgálata magfizikai célmüszerekben. Az első mikroprocesszoros célberendezés kisérleti példánya sárgaréz minták röntgenemissziós analizisének adatkiértékeléséhez készült el 1978-ban [1]. Ehhez a berendezéshez a müködtető program kifejlesztése a KFKI-MSZKI-ban történt meg az ottani intelligens keretvezérlő /ICC/ rendszeren [2]. Az EPROM tároló áramkörökbe a program beirást a HIKI-ben oldottuk meg. (Az EPROM olyan félvezető tároló áramkör, amelyből az információ tápfeszültség kimaradáskor nem törlődik, a tároló tartalma csak kiolvasható. Uj információ bejuttatása a tárolóba csak ugy lehetséges - külön beiró készülék segitségével ha előzőleg a tárolót ultraibolya fénnyel töröljük.)

A mikroprocesszoros rendszerfejlesztés ilyan uton igen nehézkes volt. Ezért az Intézet a KFKI-tól beszerezte a programfejlesztést lehetővé tevő CAMAC intelligens keretvezérlő rendszert. EPROM beiró CAMAC modult vagy célmüszert azonban a KFKI nem gyártott. Ezért került sor egy EPROM beiró fejlesztésére az egyre elterjedtebben használt, modern l Kbyte-os 2708 tipusu és 1/2 Kbyte-os 2704 tipusu tároló áramkörökhöz. Ezt legegyszerübben ugy lehetett megoldani, hogy a beiró készüléket CAMAC modulként az ICC rendszerhez illesztettük. Igy a modulban lényegében az ICC adatutjához való illesztést megvalósitó áramköröket és a 2708/2704 tároló áramkör számára az információ beirásához szükséges megfelelő időzitést biztositó áramköröket helyeztük el. A beiró modul blokkvázlatát az l.ábra mutatja.

A beirandó programot lyukszalagról az ICC monitor programjával lehet beolvasni az ICC RAM tárolójába. (A RAM olyan félvezető tároló áramkör, amelyből az információ tápfeszültség kimaradás esetén törlődik, a tároló tartalma átirható, módositható.)

A RAM tárból a beirandó EPROM tárba az információ az un. beiró program segitségével jut át. A beiró programot az ICC saját - INTEL 1702-es tipusu áramkörökből felépülő - EPROM tárában helyeztük el, hogy a beirást minél egyszerübben lehessen megvalósitani.



l.ábra. A beiró modul blokkvázlata.

A beiró program először megvizsgálja, hogy a beirandó EPROM valóban üres-e, azaz minden cimen hexadecimális FF információ (minden bit logikai l) található-e. Ehhez természetesen a beirandó EPROM-nak olvasható állapotban kell lennie. Ez az üzemmód és EPROM kiválasztó blokkon át a beiró programmal vagy a modul alaphelyzetét beállitó nyomógombbal érhető el. Ennek hatására a 2708/2704 CS/WE és Pr bemenete logikai 0 állapotba kerül, az EPROM kiolvasható.

Ha a beirandó EPROM nem volt üres, a beiró program futása leáll, és az ICC rendszer VT 340 tipusu displayén megjelenik a beirandó EPROM utolsó betöltött cime. Szükség esetén az információ beirása ettől a cimtől kezdve elvégezhető, vagy pedig üres EPROM-ra cserélendő a beirandó tároló és ismét el kell inditani a beiró programot.

Üres tároló esetén a beiró program hatására a 2708/2704 beirható állapotba kerül: a CS/WE bemenetén 12 V, a Pr bemenetén megfelelő időzitéssel [3] programozó impulzus jelenik meg. A programozó impulzushoz szükséges 27 V-ot külső tápegység adja. (Aramfelvétel néhány mA.)

Az ICC egyirányu adatvonalait az EPROM kétirányu adatvonalaihoz 8212 tipusjelü áramkörök illesztik.

A beirandó információ megfelelő rögzitése érdekében a beirás ciklikusan, minden EPROM cimen – a beiró program által meghatározott számu esetben (nálunk 16-szor) – automatikusan megismétlődik. A beiró üzemmódot a modulon LED kijelző mutatja.

Ezután a beirt program helyességét ellenőrizni kell. Az EPROM-ot a beiró programmal ismét olvasható állapotba hozzuk (üzemmód váltás) és összehasonlitjuk a beirt tartalmat a RAM tartalommal. Az ellenőrzés megtörténtét a beiró program jelzi a displayen. Az EPROM beiró modulon pedig LED kijelzők mutatják, hogy hibátlan volt-e a beirás. Hibás beirás esetén a displayen az a RAM cim és tartalom, valamint az az EPROM cim és tartalom jelenik meg, ahol a beirt és beirni tervezett információ egymástól eltér.

Az EPROM beiró kezelése igen egyszerü, a kezelés folyamatábráját a 2.ábra mutatja.



2. ábra. A beirás folyamata.

- 1: A beirandó EPROM behelyezése a beiró CAMAC modulba, a modul behelyezése az ICC keretbe. Az ICC és display bekapcsolása. Az ICC és beiró modul alaphelyzetbe állitása a RESET nyomógombokkal. Külső 27 V csatlakoztatása a modulhoz.
- 2: A beirandó program beolvasása az ICC tárolójába lyukszalagról R[†] monitorutasitással. (Ügyeljünk arra, hogy a beirandó program cimtartományában létezzen ICC RAM.)

- 3: H-L regiszterpárba az XM monitorutasitás után azt az ICC RAM kezdő cimet be kell irni, ahonnan az EPROM-ba történő átirás meg fog történni.
- 4: A beiró program elinditása a G3600 monitorutasitással.
- 5: Üres-e az EPROM?
- 6: A displayen megjelenik a betöltött EPROM cim.
- 7: A részben betöltött EPROM üres részébe akarunk-e irni információt?
- 8: H-L regiszterpárba az XM monitorutasitás után az utolsó betöltött EPROM cimet be kell irni.
- 9: Beiró program ujrainditása G361B5 monitorutasitással.
- 10: Ultraibolya fénnyel az EPROM törlése.
- 11: A displayen "Hibátlan beirás" jelenik-e meg?
- 12: ICC kikapcsolása, EPROM kivétele a modulból és a célmüszerbe való helyezése.
- 13: A hiba okának feltárása.

Megjegyzés: 5 jelentése: RETURN

Irodalom

- Horkay Gy., Mérés és automatika <u>26</u> (1978) 428
 Zarándi L., Mérés és automatika <u>26</u> (1978) 45
 INTEL 8080 Microcomputer Systems User's Manual, 1976. Santa Clara

Szakmai lektor: Lőkös Sándor

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK 21 (1979) 407-416 TÜBBSZÜRÜS INTEGRÄLOK NUMERIKUS SZAMITASA

JUHASZ KATALIN

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf.51. Hungary

1. Bevezetés

Számos fizikai probléma tárgyalásánál merül fel többdimenziós integrálok számitásának szükségessége. A számitások végrehajtásának legcélszerübb – sokszor az egyetlen járható – módja számitógépi programok alkalmazása.

Intézetünkben a PDP-11/40 számitógépen rendelkezésünkre álló programkönyvtárak közül csak a Harwell Subroutine Library tartalmaz többváltozós függvények numerikus integrálására szolgáló FORTRAN nyelven irt szubrutinokat. A cikkben néhány további eljárást ismertetünk, amelyek az [1] és [2] forrásokból származnak.

A többszörös integrálok numerikus számitásának különböző módszerei lehetővé teszik, hogy az adott fizikai probléma megoldására a leghatékonyabbat alkalmazzuk. Mivel az egyes módszerek teljesitő képességének vizsgálata a fizikai probléma ismeretében sem egyszerü, ezért célunk csupán néhány közelitő eljárás bemutatása a rendelkezésünkre álló programok ismertetésével.

A módszerek és az eljárások ismertetése

2.1. A szorzatszabály

Az egyik legegyszerübb módszer, az un. "szorzatszabály" [1] az egyszeres integrálok közelitő számitásában elterjedt Gauss-tipusu kvadraturák [3] alkalmazása. Szorzatszabályon azt az mxn-pontos szabályt értjük, amelyet az

$$R \times S(f) = \sum_{j,k=1}^{m_{j}} \omega_{j} v_{k} f(\underline{x}_{j}, \underline{y}_{k}) \approx \int_{B \times G} f(\underline{x}, \underline{y}) d\underline{x} d\underline{y}$$
(1)

összefüggés definiál, ahol az

$$R(f) = \sum_{k=1}^{\infty} \omega_k f(\underline{x}_k) \approx \int_{B} f(\underline{x}) d\underline{x} , \underline{x}_k \in B , \underline{x} = (x_1, \dots, x_r) \in B$$

m-pontos szabály az r-dimenziós B integrálási tartományon és az

$$S(f) = \sum_{k=1}^{m} v_k f(\underline{y}_k) \approx \int_G f(\underline{y}) d\underline{y} , \underline{y}_k \in G, \underline{y} = (y_1, \dots, y_s) \in G$$

n-pontos szabály az s-dimenziós G integrálási tartományon, a ω_j -k és v_k-k (j=1,...,m; k=1,...,n) pedig a Gauss-kvadraturában szereplő sulyok. A B×G jelölés a B és G tartományok r+s-dimenziós Descartes-féle szorzata.

A

FUNCTION SUM (Y,W,N1,N,NMAX,FUN, IND*)

ismertetésével a fenti szabály alkalmazását mutatjuk be [1]. Ez az eljárás az N-dimenziós ($1 \le 20$) F(X) függvény integrálját határozza meg oly módon, hogy az N-dimenziós integrálást egydimenziós integrálásokból a szorzatszabály segitségével végzi. Az egydimenziós integrálási tartományok lehetnek végesek vagy egy, illetve mindkét irányban végtelenek. Az adott intervallumokon értelmezett függvények egydimenziós integráljainak közelitésére használt kvadraturákban szereplő sulyok és abszcisszák bemenő adatok. Az I-edik szabály abszcisszáit az Y(MAX,N), a sulyait pedig a W(NMAX,N) tömb I-edik oszlopa tartalmazza. N1(N) az egyes integrálási szabályokhoz tartozó pontok számát adja meg, NMAX pedig ezek közül a legnagyobb értékkel egyenlő. N az integrál dimenziója. FUN az integrálandó függvényt előállitó FUNCTION neve, amelyet a felhasználónak kell megirnia a következő formában:**

> FUNCTION FUN(X,N) DIMENSION X(N) FUN=... RETURN

END

Az integráló FUNCTION-t aktivizáló programban a FUN-t EXTERNAL utasitással deklarálni kell. Az egyetlen kijövő paraméter az IND; ha N<1, N>20, vagy N1(I)<1 (I=1,...,N), a vezérlést a hivó program kapja meg és IND=0lesz. Egyébként IND=1.

2.2. A "p-ed rendben pontos" módszer

A következő, az un. "p-ed rendben pontos" integrálási szabályt [1] az egyszeres integrálok numerikus számitásának elméletéből jól ismert numerikus kvadratura Lagrange-interpolációból történő levezetésének általánositásával kapjuk [3]. Egy dimenzióban az a feladat, hogy valamilyen 1,x,x²,...,xⁿ... egytagu kifejezésre pontos szabályt kapjunk, egybeesik egy interpolációs polinom integrálásával. Ennek általánositása

A kijövő paramétereket aláhuzással különböztetjük meg a bemenőktől.

A továbbiakban a függvényt előállitó FUNCTION-ok definicióján mindig ezt értjük.

**

többdimenziós esetre nem mindig lehetséges. Pl. adott P₁,...,P_n sikbeli pontok és n darab 1,x,y,x²,xy,... egytagu kifejezés esetén nem lehet mindig találni az egytagu kifejezéseknek olyan lineáris kombinációját, amely a P; pontokban az előirt értéket veszi fel. Ha a P; pontok egy szorzatrácsot alkotnak, akkor létezik a Lagrange-formulának egy általánositása. Definiáljuk az u,u;,v,v; függvényeket a következő módon:

$$\begin{split} u(x) &= \prod_{i=0}^{m} (x - x_i) , \qquad u_i(x) = \frac{u(x)}{x - x_i} , \\ v(y) &= \prod_{j=0}^{n} (y - y_j) , \qquad v_j(y) = \frac{v(y)}{y - y_j} . \end{split}$$

Akkor a

$$p_{mn}(x,y) = \sum_{i,j=0}^{m,n} f(x_i,y_j) \frac{u_i(x)v_j(y)}{u_i(x_i)v_j(y_j)}$$

polinom. formális integrálásával kapjuk az

$$\iint f(x,y) dx dy \approx \sum_{i,j=0}^{m,n} \omega_{ij} f(x_i,y_i)$$

tipusu integrálási szabályokat, ahol

$$\omega_{ij} = \iint \frac{u_i(x)v_j(y)}{u_i(x_i)v_j(y_j)} dxdy .$$

Az x és y változók $p_{mn}(x,y)$ polinomja az $f(x_i,y_j)$ értékeket (m+1)(n+1) darab (i=0,1,...,m;j=0,1,...,n) pontban veszi fel. Olyan formulákat szeretnénk kapni, amelyekhez kevesebb pont szükséges, tehát ugy keressük a $P_1,...,P_n$ pontokat és a $\omega_1,...,\omega_n$ sulyokat, hogy az

$$\int f \, dV \approx \sum_{k=1}^{n} \omega_k f(P_k)$$

valamilyen m darab egytagu kifejezésre pontos legyen. Különösen jelentősek azok a formulák, amelyek a II × alaku kifejezésekre pontosak, ahol aj≥o és ∑aj≤p. Ezeket nevezzük "p-ed rendben pontos" szabályoknak. Tovább csökkenthető az

integrálási pontok száma, ha teljesen szimmetrikus tartomány felett integrálunk. (Egy B tartomány teljesen szimmetrikus, ha $(x_1, \ldots, x_d) \in B$ esetén $(\pm x_1, \ldots, \pm x_{1d}) \in B$, ahol i_1, \ldots, i_d az 1,...,d számok tetszőleges permutációja.)

Az [1] hivatkozásban szereplő

FUNCTION P5(F,N,O,H,IND)

az

$$\int f dV \approx \omega_1 f(0, ..., 0) + \omega_2 \sum_{n=1}^{2d} f(\pm u, 0, ..., 0) + \omega_3 \sum_{n=1}^{2d} f(\pm u, 0, ..., 0)$$
(2)

formula segitségével számolja a d-dimenziós f függvény integrálját a H_d teljesen szimmetrikus tartomány felett. Az első összegzés a ±u 2d-féle, a második a ±u,±u 2d(d-l)-féle lehetséges elhelyezésére vonatkozik. Ha a (2) kifejezésbe egymás után az f=1,x1²,x1⁴,x1²x2² egytagu kifejezéseket helyettesitjük be, a következő egyenletrendszert kapjuk:

$$\omega_{1} + 2 d\omega_{2} + 2 d(d-1) \omega_{3} = \int_{H_{d}} dV = I_{o} ,$$

$$H_{d} = 2 u^{2} \omega_{2} + 4 (d-1) u^{2} w_{3} = \int_{H_{d}} x_{1}^{2} dV = I_{2} ,$$

$$2 u^{4} \omega_{2} + 4 (d-1) u^{4} \omega_{3} = \int_{H_{d}} x_{1}^{4} dV = I_{4} ,$$

$$4 u^{4} \omega_{3} = \int_{H_{d}} x_{1}^{2} x_{2}^{2} dV = I_{22} .$$

Ennek megoldásával kaphatjuk meg az u és ω_i értékeket. A bemenő paraméterek közül az O(N)-ek jelentik a szimmetriapontokat, a H(N)-ek az azoktól való távolságot. Igy az O(N)-H(N)-ek adják az alsó, az O(N)+H(N)-ek a felső határokat. F az integrálandó függvényt előállitó FUNCTION neve, N a függvény dimenziója (1 $\leq N \leq 20$). IND a kijövő paraméter; ha N<1 vagy N>20, a hivó program kapja meg a vezérlést és IND=0 lesz. Egyébként IND=1.

2.3. A Haber-szabály

A Haber-szabály [1] egy javitott Monte-Carlo-módszer, melynek használata különösen a 6≤N≤10 dimenziótartományban ajánlott. A módszer lényege az un. "rétegezett mintavétellel" történő számolás, melynél az N-dimenziós egységkockát M=K^N darab 1/K oldalu részkockára osztjuk és ezek belsejéből véletlenszerüen választunk pontokat. Az ezekben a pontokban számolt függvényértékekből képzett valószinüségi változó várható értéke a függvény egységkockán vett integrálja. Ezt a módszert alkalmazza a

SUBROUTINE HABER (K1,K2,N,FUN,EST1,ERR1,DEV1,EST2,ERR2,DEV2,IND)

eljárás [1], melynek paraméterei közül N az integrál dimenziója, FUN az integrálandó függvényt előállitó FUNCTION neve. A K1 és K2 egészek ($1 \le K1 \le K \le K2 \le 9$)azt határozzák meg, hogy az egységkocka oldalát minimum és maximum hány részre kivánjuk felosztani. A program valamennyi K1 és K2 közé eső K felosztáshoz kiszámitja az integrál két közelitő értékét és ezeket rendre az EST1(K2) és EST2(K2) tömbök K-adik elemeiben tárolja. Az EST1 értékek 2M, az EST2 értékek 4M pontban számolt függvényértékek alapján becsült integrálértékek. A DEV1(K2) és DEV2(K2) tömbök megfelelő elemei az EST1 és EST2 becsült szórásait, az ERR1(K2) és ERR2(K2) tömbök pedig a becsült hibáit tartalmazzák. Ha a K egymás utáni értékeire a DEV1 és DEV2 mennyiségek értékeinek változása 10% alatt van az ERR1 és ERR2 mennyiségek az integrál EST1 és EST2 becsült és pontos értéke közötti elfogadható különbségek. Ha N<1, N>10, K1<1, vagy K2<K1, a szubrutin visszaadja a vezérlést a hivó programnak és IND=0 lesz. Egyébként IND=1.

2.4. A Romberg-módszer

A

SUBROUTINE NDIMRI (N,A,B,H,AL,M,E,F,AINT,KEY)

a Romberg-módszer [3] több dimenzióra való kiterjesztését használja N-dimenziós integrálok kiszámitására [1]($1 \le N \le 9$). A(N) és B(N) az alsó illetve a felső határokat tartalmazó tömbök, H(N) a kezdő lépésköz az egyes változókban ($0 < H(N) \le 1$). F a függvényt előállitó FUNCTION neve, E a kivánt pontosság, melyet a program M számu iterációban a beosztás finomitásával igyekszik elérni. Az AL paraméter a beosztás finomitását vezérli ($1.5 \le AL \le 2$). AINT az integrál becsült értéke. Ha M iteráción belül az előirt pontosságot sikerül elérni, KEY=1, ellenkező esetben KEY=-1. Ha N<1, N>9, M<1, AL<1.5, AL>2, H(I) \le 0, vagy H(I)>1, a szubrutin visszaadja a vezérlést a hivó programnak és KEY=0 lesz.

2.5. A számelméleti közelités

A KOROBO [2] programban alkalmazott módszer az [5] hivatkozásban részletesen leirt számelméleti közelitésen alapszik. Lényege, hogy az IS -dimenziós(IS≥2) függvény integrálását speciálisan optimalizált parallelepipedon rács felett végzi a következő formula alapján:

 $\int_{0}^{1} \dots \int_{0}^{1} f(x_{1}, \dots, x_{\text{IS}}) dx_{1}, \dots, dx_{\text{IS}} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} f\left(\left\{\frac{a_{1}k}{N}\right\}, \dots, \left\{\frac{a_{\text{IS}}k}{N}\right\}\right),$

ahol N(≥IS) bemenő adatként megadott primszám,a {x} szimbólum definiciója pedig {x}≡x-entier(x). Az N-hez relativ prim a,...,a_{IS} együtthatókat a program egy IA egész szám segitségével határozza meg, amelyet megadhatunk bemenő adatként, ellenkező esetben azt is a program számolja. Nagy N érték esetén a program hatékonysága növelhető, ha N-et az N1 és N2 primszámok szorzataként adjuk meg. Ebben az esetben a program az optimális együtthatókat IA és IB két egész szám segitségével határozza meg. A módszer hatékonyságát növeli, ha az integrandus periódikus függvény. Ha nem, akkor azt a program a változók transzformációjával periodikussá teszi. A periodikusság SIGMA rendje a transzformáció paramétere (1≤SIGMA≤6). A program bemenő adatai:

(i) Az integrandus IS dimenziója: FORMAT(I2)

- (ii) Az integrálás XD(I) alsó és XG(I) (I=1,...,IS)felső határai: FORMAT(2F10.5)
- (iii) A leirásban szereplő N1,IA,IB,SIGMA,N2paraméterek: FORMAT(5I6)

Ha N2=0, akkor N=N1 és IB=-1, ha N2≠0, akkor N=N1*N2. IA=0 és IB=0 esetén a program határozza meg azokat. Periódikus integrandus esetén SIGMA=0. A programhoz az integrálandó függvényt előállitó eljárást az előzőektől eltérően szubrutin formájában kell megirni:

> SUBROUTINE F(FUNCT, X,IS) DIMENSION X(IS) FUNCT= ... RETURN END

3. Futtatási tapasztalatok

A többszörös integrálok kiszámitásának fentebb leirt módszereit több függvényre alkalmaztuk, a különböző módszerekkel kapott integrálértékeket összehasonlitottuk. Annak megitélése azonban, hogy melyik eljárás a leghatékonyabb, elég nehéz feladat. Az egyes integrálási szabályok hatékonysága nagymértékben függ az integrálandó függvény speciális alakjától is.

A programok vizsgálatához olyan négydimenziós integrandusokat választottunk, amelyek egységkocka feletti integráljának pontos értéke ismert. Először az f=e^{×1×2×3×4} függvény integrálját - pontos értéke 1.0693976 [4] - határoztuk meg ugy, hogy egy-egy programmal több számolást végeztünk a bemenő paraméterek változtatásával. Az eredményeket, a változtatott paraméterek aktuális értékeit és a függvényhivások számát programonként táblázatban foglaltuk össze (1-4.táblázat).

A SUM eljárás esetén a Legendre-Gauss-kvadratura sulyait és abszcisszáit haszáltuk a számolásoknál.

A P5 eljárásban alkalmazott módszer speciális volta miatt a paraméterek változtatására nincs lehetőség. Esetünkben az integrál becsült értékét, ami 1.0688322,elég nagy hibával adja meg, mivel az integrálási tartomány nem teljesen szimmetrikus. A függvényhivások száma 2N²+1.

A HABER szubrutin 2*(K2-K1+1) becslést ad az integrálértékekre, a hibákra és a szórásokra. A táblázatban ebből a sorozatból a legjobb becsléseket tüntettük fel, figyelembe véve a szórások 10% körüli változásait. l.táblázat: A SUM eljárással az $\int_{0}^{1} \int_{0}^{1} e^{X_1 X_2 X_3 X_4} dx_1 \dots dx_4$ integrálra kapott integrálértékek.

Az integrál becsült értéke	NMAX	N (I) (I=1,,4)	A függvényhivások száma
1.0693911 1.0693804 1.0694143 1.0693123 1.0693144 1.0693150 1.0693742 1.0693383	2 3 4 5 6 7 5 7	2 3 4 5 6 7 2,3,4,5 4,5,6,7	4 ∏ N1(I) I=1

2.táblázat. A HABER eljárással az $\int_{0}^{1} \int_{0}^{1} e^{X_1 X_2 X_3 X_4} dx_1 \dots dx_4$ integrálra kapott integrálértékek.

Az integrál és a hibák becs ült értékei	K 1	К2	A függvényhivások száma
1.0693949±.517*10 ⁻⁴ 1.0694042±.523*10 ⁻⁴ 1.0693955±.506*10 ⁻⁴ 1.0693879±.480*10 ⁻⁴ 1.0694095±.323*10 ⁻⁴ 1.0693945±.322*10 ⁻⁴ 1.0693997±.308*10 ⁻⁴ 1.0694009±.308*10 ⁻⁴ 1.0693945±.307*10 ⁻⁴ 1.0693882±.315*10 ⁻⁴ 1.0694070±.313*10 ⁻⁴	1 2 3 4 5 5 6 7 8 9	8 8 9 5 9 8 9 9 9 9 9	4*(K1 ^N +(K1+1) ^N +,,,+K2 ^N)

Második lépésként egy-egy eljárásnál azonos bemenő paraméterek mellett az alábbi függvényekre végeztünk számolásokat [2]:

$$f_{1} = 81 \frac{4}{11} \times_{i} \sqrt{1 - \times_{i}^{2}}$$

$$f_{2} = (e - 1)^{-4} \frac{4}{11} e^{\times_{i}}$$

$$f_{3} = (\frac{1}{2}\pi)^{4} \frac{4}{11} \sin \pi \times_{i}$$

$$f_{3} = 1$$

$$f_{4} = 2^{4} (e^{-2} - 1)^{-4} \frac{4}{11} e^{-2 \times i}$$

$$f_{5} = 15^{4} (e^{-15} - 1)^{-4} \frac{4}{11} e^{-15 \times i}$$

$$f_{6} = (\frac{1}{4}\pi)^{-4} \frac{4}{11} \frac{1}{1 + \times i^{2}}$$

$$f_{7} = (0.34 \times 0.26)^{-2} | (\times_{1} - 0.2) (\times_{2} - 0.4) (\times_{3} - 0.6) (\times_{4} - 0.8) |$$

$$f_{8} = (\frac{6}{\pi^{2}})^{4} \frac{4}{11} \frac{2 n \times i}{\times_{i} - 1}$$

3.táblázat: Az NDIMRI eljárással az $\int dx_1 x_2 x_3 x_4 dx_1 \dots dx_4$ o o integrálra kapott integrálértékek.

Az integrál becsült értéke	М	AL	H(I) (I=1,,4)	E	A függvény- hivások száma
1.0693762 1.0693976 1.0693976 1.0693762 1.0693976 1.0693980 1.0693980 1.0693952 1.0693976 1.0693979 1.0693947 1.0692927	5,6,7 1 2 3 5 5 5 4 5 5 5 5	1.5 1.5 1.5 1.5 1.6 1.7,1.8,1.9 2. 1.6 1.5 1.5 1.5	1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 0.5 0.2 0.1	10^{-3} 10^{-4} 10^{-4} 10^{-4} 10^{-4} 10^{-4} 10^{-4} 10^{-7} 10^{-4} 10^{-4} 10^{-4}	98 354 354 17 98 354 723 4369 354 1568 61250 170000

4.táblázat. A KOROBO programmal az $\int_{0}^{1} \dots \int_{0}^{1} e^{X_1 X_2 X_3 X_4} dx_1 \dots dx_4$

integrálra kapott integrálértékek.

Az integrál becsült értéke	N A függvényhivások száma	SIGMA	IA	IB
1.0694079 1.0694238 1.0693983 1.0698028 1.0693870 1.0694048	257 2095 4369 4369 4369 4369 4369	3 3 1 2 6	0 0 0 0 0	-1 0 0 0 0

A függvények ugy normáltak, hogy a négydimenziós egységkocka feletti integráljuk eggyel egyenlő. A 5.táblázat tartalmazza a különböző eljárásokkal végzett számolásoknál kapott eredményeket. A táblázatban feltüntettük a kiválasztott bemenő paramétereket is.

Program	SUM	P-5	HABER	NDIMRI	KOROBO
Bemenő paraméter	NMAX=5; N1(I)=5, (I=1,,4)		K1=2; K2=8	M=5; AL=1.5; H(I)=1, (I=1,,4); E=10 ⁻⁴	N=1865; SIGMA=3; IA=0; IB=0
fı	1.0110233	1.1640384	1.0008044	1.0158632	1.0000680
f ₂	0.9999222	0.9997404	1.0000206	0.9999999	0.9994567
f ₃	0.9998920	2.0613730	1.0007914	1.0000014	1.0000081
f4	0.9999263	0.9881232	1.0001142	0.9999975	1.0000156
f ₅	0.9771107	0.0002427	1.1911070	0.7420197	1.0107119
f ₆	0.9999207	0.9993590	1,0000037	0.9999968	0.9999889
f7	1.0134728	0.9353308	1.0002691	1.0173650	1.0024829
f ₈	0.9504724	0.8752875	1.0018669	0.9340565	0.9999137

5.táblázat: A SUM, P5, HABER, NDIMRI és KOROBO eljárásokkal kapott eredmények összehasonlitása.

A SUM eljárásnál a sulyok és abszcisszák számának növelésével érhetünk el nagyobb pontosságot a függvényhivások számának növelése árán. Esetünkben legnagyobb hibával a P5 FUNCTION dolgozik. Előnye viszont, hogy futási ideje rövid. Tapasztalatunk szerint az itt ismertetett programok közül a HABER a leghatékonyabb. Viszonylag kis hibával számol, és a K1 és K2 egymáshoz közel eső értékeire is elfogadható eredményt ad. Az NDIMRI nagy hátránya, hogy a nagyobb pontosság eléréséhez megnövelt M érték és csökkentett H(I) értékek esetén nagyságrendekkel nő a függvényhivások száma. A különböző függvényekre a legegyenletesebb eredményt a KOROBO program adja. Az alkalmazott módszer sokoldalusága miatt bonyolultabb szervezésű az előzőeknél, futási ideje is a leghosszabb.

Irodalom

- [1] P.J. Davis, P. Rabinowitz, Methods of Numerical Integration (Academic Press, New York, 1975)
- [2] K. Zakrzewska, J. Dudek, N. Nazarewicz, Comp. Phys. Com.
- 14 (1978) 299
 [3] A. Ralston, Bevezetés a numerikus analizisbe (Müszaki
 Könyvkiadó, Budapest, 1969)
- [4] A.H. Stroud, Ann. New York Acad. Sci. 86 (1960) 776

MTA MCLyviira

Periodika 1080.1.13. n.

[5] Н.М. Норобов, Теоретикочисловые методы в приближенном анализе (Физматгиз, Москва, 1963)

Szakmai lektor: Szabó Gyula

DOOMANYOS ARADIN KÖNYVIÄRA

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:11307 Debrecen,1979/4 Példányszám:480


ATO M KI СООБЩЕНИЯ

TOM 21 / № 4

СОДЕРЖАНИЕ

научные сообщения

Г.Налинка, потери зарядов и время жизни носителеи в полупроводниковых детекторах, способы измерения (Обзор)	291
З.Аввад, М.А.Фароук, М.Морси, Т.Баиоми и А.М.Моуса, Распад ¹⁵⁵ Eu в ¹⁵⁵ Gd	335
Л.Медвецки, Й.Палфалви, Измерение плотности нейтрон- ного потока с помощью твердотельных трековых детекторов	347
Л.Невер, Д.Варга, И.Надар, Дь.Морик, Рентгеновская трубка мягких лучей для фотоэлектронного спектрометра	355
Н.Балог, Дь.Морин, Быстродействующая установка для извлечения и очистки аргона	363
Л.Золнаи, Осуществление программы, обрабатывающей списки, для измерения совпадений на системе ND 50/50	377
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	
Л.Золнаи, Программное управление анализатора ICA'70 в системе ND 50/50	387
Й.Вег, SUBRET-FOKAL'16К: Расширение языка FOKAL-71 возможностью вызова подпрограммы	391
Й.Вег, Арифмические процедурные блоки с плавающей запитой для микропроцессора INTEL 8080	397
Дь.Хорнаи, Програмирующий аппарат для EPROM-ов 2708/2704 в стандарте КАМАК	403
Н.Йухас, Численное интегрирование функций многих переменных	407

стр.

407

ATO M KI Bulletin

Volume 21 / Number 4

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

G.Kalinka, Methods for the measurement of charge losses and charge carrier lifetime in semiconductor radiation detectors (Review)	29]
Z.Awwad, M.A.Farouk, M.Morsy, T.Bayomy, and A.M.Mousa, On the decay of ¹⁵⁵ Eu to ¹⁵⁵ Gd	335
L.Medveczky, J.Pálfalvi, Neutron flux density measurements using SSNTDs	347
L.Kövér, D.Varga, I.Kádár, Gy.Mórik, A soft X-ray source to a photoelectron spectrometer	355
K.Balogh, Gy.Mórik, High capacity argon extraction and purification system	363
L.Zolnai, Listing-type code for coincidence measurements on an ND 50/50 system	371
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	
L.Zolnai, Programmed interfacing of an ICA'70 analyzer to the ND 50/50 system	38
J.Végh, SUBRET-FOKAL'16K: an extension of the programming language FOKAL-71 to call subroutines	39
J.Végh, Arithmetic floating point packages for an INTEL 8080 microprocessor	39
Gy.Horkay, CAMAC EPROM Programmer for the 2708/2704	40
K.Juhász, Numerical computation of multidimensional integrals	40

Page