

A RADIOAKTIV KETTŐSJEJELŐLÉS MÉRÉSTECHNIKÁJA

Doktori értekezés

Irta:

K u l c s á r F e r e n c

128 8

Szeged,
1969



Diss. B 321



ELŐSZÓ

A radioaktív kettősjelölés alkalmazása az utóbbi években az experimentális és diagnosztikus munkákban egyre jobban használatos. Két izotóp együttes mérése növeli az eredmények megbízhatóságát, egy időben két paraméter ismeretét teszi lehetővé. Az orvosi diagnosztikus eljárásokban két paraméter egy időben történő meghatározása döntő fontossága. A diagnosztikus paraméterek ugyanis, ha mérésük nem egyidőben történt, értékükből sokat veszíthetnek. Természetesen következik ez a biológiai folyamatok változékonyságai-ból. Nem elhanyagolható előny a vizsgálati idő jelentős rövidülése sem, ami mind a beteg, mind az orvos számára igen fontos tényező.

1967-ben kezdtünk radioaktív kettősjelöléssel foglalkozni a szegedi I. sz. Belklinikán. A diagnosztikai módszerek bevezetésének előfeltétele a mérési paraméterek alapos kidolgozása. E téren hazai viszonylatban még a hiányos technikai lehetőségek miatt nagyon kevés vizsgálat történt. A kettősen jelzett minták mérésénél - a radioaktív bomlás miatt - törvényszerűen

bekövetkező hibák elméleti és gyakorlati vizsgálata-
tát tüztük ki célul. Vizsgálat tárgyává kívántuk
tenni mindazon izotóppárokat, melyek az orvosi
diagnosztikában szerepelnek. A disszertáció egyes
eredményei az 1968-ban Budapesten megtartott
"Nukleáris Medicinában Alkalmazott Módszerek és
Eszközök Konferenciá"-n előadtuk.

Megköszönöm a klinika igazgatójának: Dr. JULTSZ
Miklós professzornak, hogy munkám elvégzését lehetővé
tette és támogatta.

Külön mondok köszönetet Dr. CSERNAY László ad-
junktusnak, aki segítségével és tanácsaival nagyban
elősegítette munkámat és annak megírását.

Az ábrák elkészítését feleségemnek köszönöm.

I. FEJEZET

A KETTŐSEN JELÖLT MINTÁK MÉRÉSÉNEK ELVI LEHETŐSÉGEI

Kettősjelölésre mérés technikai szempontból olyan izotóppárokat lehet felhasználni, melyeknek valamely mérhető tulajdonsága eltér egymástól. Ilyen tulajdonság lehet: a bomlási félideő, a sugárzások neme, illetőleg energiája. E tulajdonságok közötti eltérések felhasználásával különböző módszereket dolgoztak ki a kettősen jelölt minták mérésére /1, 2, 3/. Természetesen ezek a módszerek az esetek egy részében módot nyújtanak három, sőt több izotóp együttes mérésére is.

1. A legrégebben alkalmazott mérési módszer a bomlási félideők különbözőségén alapszik. A két izotópot tartalmazó minták aktivitását két különböző időben mérjük. Az egyes izotópok aktivitását a következő képletek segítségével számíthatjuk ki:

$$D_0 = A_1 + A_2$$
$$D_t = A_1 e^{-\frac{0,693}{T_1} t} + A_2 e^{-\frac{0,693}{T_2} t}$$

- ahol: D_0 a 0 időpontban mért össz-aktivitás cpm-ben
 D_t a t " " "
 A_1 az egyik izotóp aktivitása a 0 időpontban cpm-ben
 A_2 a másik " " "
 T_1 az egyik izotóp bomlási félideje
 T_2 a másik " "
t a két mérés között eltelt idő

Speciális esetben lehetőség nyílik három, esetleg több izotóp együttes mérésére is. Ilyenkor annyi mérést kell különböző időben végeznünk, amennyi a mérendő izotópok száma. Az eredmény kiszámítására szolgáló képleteket a fenti eset általánosításával nyerhetjük:

$$D_0 = A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n$$
$$D_{t_1} = A_1 e^{-\frac{0.693}{T_1} t_1} + A_2 e^{-\frac{0.693}{T_2} t_1} + \dots + A_n e^{-\frac{0.693}{T_n} t_1}$$

⋮

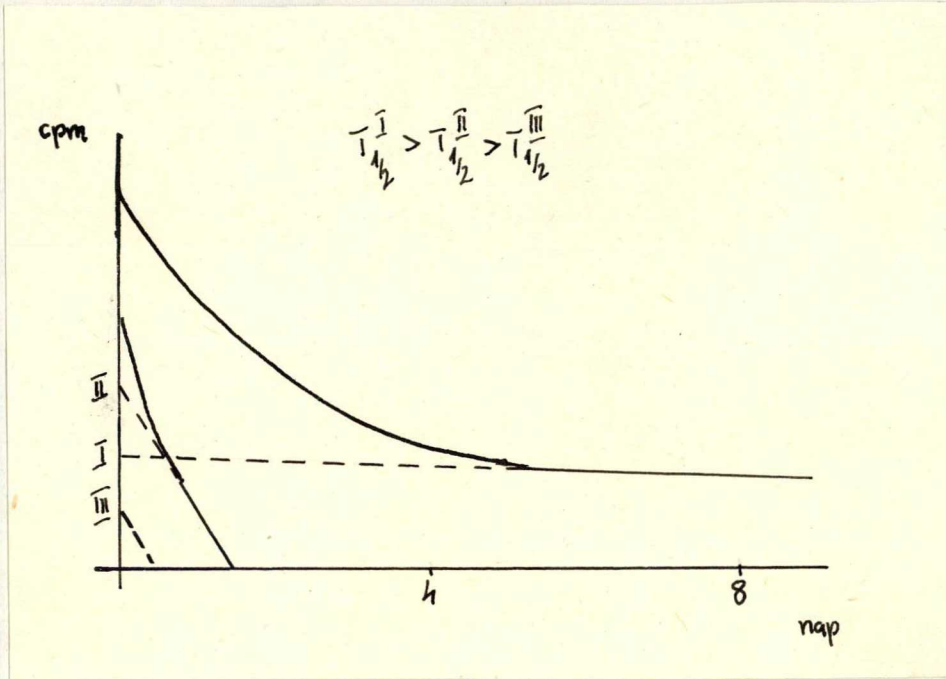
$$D_{t_2} = A_1 e^{-\frac{0.693}{T_1} t_2} + A_2 e^{-\frac{0.693}{T_2} t_2} + \dots + A_n e^{-\frac{0.693}{T_n} t_2}$$

Az eredmények grafikus úton is kiszámíthatók. A bomlási görbét szemilogaritmikus koordináta rendszerben kell ábrázolni. Ilyen esetben minél több, különböző időben történő mérést célszerű végezni, hogy minél pontos-

sabban határozhatjuk meg a bomlási görbét. A görbe utolsó szakaszának egyenest kell adnia, különben a grafikus korrekció nem végezhető el. Az egyenest a kezdeti időpontra extrapolálva, megkapjuk a leghosszabb felezési idejű izotóp kezdeti aktivitását. Ha az egyenes ordinata értékeit levonjuk az eredeti bomlási görbe értékeiből, megkapjuk a többi izotóp együttes bomlási görbét. Kettős jelzés esetén egyenest, többszörös jelzés esetén ismét egy exponenciális görbét nyerünk. A további értékelés csak akkor lehetséges, ha a görbe utolsó szakasza ismét egyenest ad. Az egyenest a kezdeti időpontra extrapolálva, a következő izotóp kezdeti aktivitását nyerjük. A bomlási görbét az egyenes ordinátáinak levonásával korrigálva, a megmaradt izotópok együttes bomlási görbét kapjuk. A módszer elvileg háromnál több izotóp mérésére is alkalmas, gyakorlatban azonban ritkán találunk olyan három izotópot, amelyek szétválasztására a módszer segítségével kivitelezhető. A grafikus módszer alkalmazását három izotóp esetére az 1. ábrán mutatjuk be.

A felezési idő különbözőségén alapuló módszer ma már jobbra elméleti jelentőségű, bár gyengébben felszerelt laboratóriumokban ma is alkalmazható. Előnye, hogy a mérés a legegyszerűbb skalerral, integrális mérési móddal is elvégezhető. Komoly hátrány

1. ábra



viszont az, hogy a mérés igen hosszadalmas; több napot, esetleg heteket vesz igénybe, és alkalmazása csak speciális izotóppárok /jelentős félideő-különbség/ esetén lehetséges.

2. Kettősen jelzett minták mérésének másik lehetősége a sugárzásfajták különbözőségén alapszik. Jól ismert, hogy az egyes sugárzásfajtákat különböző detektálási módszerekkel, nagyon eltérő hatásfokkal mérhetjük. Míg például a gáz-ionizáción alapuló detektorok a beta-sugárzást igen jó hatásfokkal mérik, addig a gamma-sugárzást meglehetősen kis mértékben érzékelik. Az anorganikus kristály-detektorok gamma-

sugárzásra igen érzékenyek, a beta-sugárzást azonban lényegesen kisebb hatásokkal mérik. Olyan izotópok esetén, amelyek közül az egyik csak beta-, a másik csak gamma-sugárzást bocsájt ki, a kettősen jelölt minták mérését az előbbi elv alapján könnyen el lehet végezni. A mérés kivitelezése ilyenkor úgy történik, hogy a mintákat először az egyik detektor, majd a másik segítségével lemérjük, majd a kapott eredményeket a későbbiekben bemutatott képletek segítségével számolva, az egyes izotópokra jellemző beütésszámokat nyerjük. Sajnos, tisztán gamma-sugárzó izotóp viszonylag kevés van, a legtöbb mesterséges izotóp beta-gamma-sugárzó. Ezen izotópok sugárzását csak abszorbensek, vagy a későbbiekben említendő energia-szétválasztással lehet elkülöníteni. Két elvi lehetőség van:

1. A pár egyik tagja csak gamma-sugárzó, míg a másik beta- és gamma-sugárzást bocsájt ki. A fenti módszerrel akkor lehet a kettősen jelölt minták mérését elvégezni, ha a vegyes sugárzó izotóp gamma-energiája kisebb a tiszta gamma-sugárzást kibocsájtóénál.
2. Ha a pár mindkét tagja beta- és gamma-sugárzó, az abszorpcióval való elkülönítés csak akkor lehetséges, ha a pár egyik tagjának gamma-, a másiknak a beta-sugárzása gyengébb a másikénál. A módszer hátránya, hogy két detektor és

két mérés szükséges. Az egyes izotópok zavaró hatását nehezen, csak a mérési hatások jelentős csökkenése árán küszöbölhetjük ki.

3. Jelenleg a legmodernebb módszer az energia-különbség alapján történő szétválasztás. A lehetőséget az teremti meg, hogy a scintillációs detektorok által szolgáltatott jelek amplitudója arányos a sugárzás energiájával. Az anorganikus kristály-scintillátorok a gamma-, míg az organikus scintillátorok /plasztik vagy liquid/ a beta-sugárzásra érzékenyek. A detektorból kilépő jeleket többcsatornás készülékkel célszerű számolni. A módszer előnye, hogy az izotóppárokat szimultán jó hatásokkal mérhetjük. Lehetőség van kettőnél több izotóp együttes mérésére is.

A gyakorlatban mindig a célnak és lehetőségeknek legjobban megfelelő módszert használjuk. Igen sokszor az egyes módszerek kombinációjával célszerű a mérési feladatot elvégezni.

Kettősjelöléssel végzett mérések kvantitatív értékelése

Az energiakülönbség alapján történő szétválasztás alapja, hogy az egyes izotópok aktivitását különböző

nukleáris csatornákon mérjük. Optimális az lenne, ha az egyes izotópok mérésére beállított csatornán csak az illető izotóp aktivitását mérhetnénk. Ez a gyakorlatban sohasem érhető el. Meghatározott izotópok mérésére beállított csatornákon kisebb vagy nagyobb hatásfokkal a többi izotóp is mérődik /3, 6/.

Legyen összesen N izotópból álló keverék. Ezek mérésére N csatorna szükséges.

Legyen az izotópok aktivitása: A, B, C, \dots

Az egyes csatornákon az A aktivitású izotóp					
			mérési hatásfoka	$x_1, x_2 \dots$	
"	"	B	"	"	$y_1, y_2 \dots$
"	"	C	"	"	$z_1, z_2 \dots$

Az egyes csatornákon mért aktivitás-értékek a következők:

$$N_1 = Ax_1 + By_1 + Cz_1 + \dots$$

$$N_2 = Ax_2 + By_2 + Cz_2 + \dots$$

⋮

$$N_N = Ax_N + By_N + Cz_N + \dots$$

Két komponens esetén a következő egyenletrendszert nyerjük:

$$N_1 = Ax_1 + By_1$$

$$N_2 = Ax_2 + By_2$$

Vezessük be a következő állandókat:

$$a = \frac{x_2}{x_1}$$

$$b = \frac{y_2}{y_1}$$

Ekkor az egyenletrendszer a következőképpen alakul:

$$N_1 = A_1 + B_1$$

$$N_2 = A_2 + B_2$$

ahol:

és:

$$A_1 = Ax_1$$

$$A_2 = Ax_2$$

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{Ax_2}{Ax_1}$$

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{By_2}{By_1}$$

$$B_1 = By_1$$

$$B_2 = By_2$$

a és b behelyettesítve:

$$N_1 = A_1 + B_1$$

$$N_2 = aA_1 + bB_1$$

innen A_1 és B_2 kifejezve:

$$N_1 - B_1 = \frac{N_2 - bB_1}{a}$$

$$N_1 - A_1 = \frac{N_2 - aA_1}{b}$$

$$aN_1 - aB_1 = N_2 - bB_1$$

$$bN_1 - bA_1 = N_2 - aA_1$$

$$B_1 = \frac{N_2 - aN_1}{b - a}$$

$$A_1 = \frac{bN_1 - N_2}{b - a}$$

$$B_2 = b \frac{N_2 - aN_1}{b - a}$$

Az esetek jelentős részében olyan csatornákat lehet találni, ahol az izotóppár egyik tagja elhanyagolhatóan kis hatásfokkal mérődik a másik csatornán. Ha például A_2 elhanyagolhatóan kicsiny, akkor $a = 0$ és a képletek a következőképpen egyszerűsödnek:

$$B_2 = N_2$$

$$A_1 = N_1 - \frac{N_2}{b}$$

Látható, hogy a kettősen jelölt minták mérésénél lényegesen több számolást kell elvégezni, mint egyszeres jelölés esetén. A csatornákon kapott beütésekből a háttértől való megtisztítás után az a és b értékek figyelembe vételével számítjuk ki az egyes izotópok tiszta beütésszámát. Ez sorozatmérés esetén igen sok számolást igényel, különösen, ha az a érték is jelentős. Az elektronikus számítógépek elterjedése ma már a többes jelölésű izotóp mérési eredmények kiszámítását is megkönnyítette. Különösen nagy sorozatméréseknél nyújt használatuk jelentős segítséget /4, 5, 7/.

II. FEJEZET

A KETTŐSEN JELÖLT MINTÁK MÉRÉSI PONTOSSÁGÁNAK KISZÁMITÁSA

VALÓSZÍNŰÉGSZÁMITÁSI MEGGONDOLÁSOK

ALAPJÁN

A radioaktív bomlás véletlenszerű jelenség. A mért értékek ennél fogva statisztikus ingadozást mutatnak. Az ingadozás mértéke ilyen véletlenszerű jelenségre a Poisson-képlettel adható meg. A Poisson-képlet alapján az egyes méréseknek az átlaghoz viszonyított szórására alapján a következőket állapíthatjuk meg:

1. 68 % a valószínűsége annak, hogy az egyes mért értékek a következő intervallumban vannak:

$$\bar{A} - \sqrt{\bar{A}} = A = \bar{A} + \sqrt{\bar{A}}$$

ahol \bar{A} az egyes mérések átlaga,

A az egyes mérési értékek.

2. 95 % a valószínűsége annak, hogy az egyes mért értékek a következő szórást mutatják:

$$\bar{A} - 2\sqrt{\bar{A}} = A = \bar{A} + 2\sqrt{\bar{A}}$$

3. 99,5 % a valószínűsége a következő esetnek:

$$\bar{A} - 3\sqrt{\bar{A}} = A = \bar{A} + 3\sqrt{\bar{A}}$$

A radioaktivitás mérésénél nemcsak a bomlás szolgáltatja hasznos jelek adják a beütésszámot, hanem ezzel együtt a kozmikus sugárzás és a készülék elektronikus zajának jeleit, az ugynevezett háttérrel is mérjük. A háttér értéke standard feltételek között állandó, és jellemző a mérőrendszerre. Nagysága azonban befolyásolja a mérés pontosságát. Minél kisebb a hasznos jel és a háttér hányadosa, annál jobban rontja a hasznos jel mérési pontosságát a háttér nagyságának statisztikus ingadozása. Elvileg a jel/zaj értékeknek van egy alsó minimális értéke, amely alatt a mérést megbízhatóan már nem lehet elvégezni. Határértéknek azt az értéket tekinthetjük, mikor a hasznos jel beütésszáma kisebb mint a zaj szórása. A pontos mérés szempontjából tehát elsőrendűen fontos a jel/zaj viszony - vagy az utóbbi időben elterjedt u.n. jósági tényezőnek - a minél nagyobb értéke. A jósági tényező a mérés hatásfokának négyzete, osztva a háttérrel. Növelésének azonban korlátai vannak. A jel értékét az alkalmazott aktivitás, a mintatérfogat, illetőleg a mérési idő emelésével növelhetjük. Az aktivitás emelésének a diagnosztikus munkában a beteg sugárterhelése, a mintatérfogat növelésének technikai akadályok, míg a mérési idő meghosszabbításának a méréssorozat túlságos elnyújtottsága szab gátat. A háttérrel technikai akadályok miatt szintén nem

csökkenthetjük korlátlanul. Ezért e faktorok figyelembevételével mindenképpen kompromisszumos megoldást kell keresnünk, hogy a mérés gyorsan, a beteg legkisebb sugárterhelésével, de a lehető legpontosabban történjen.

A kettősjelölésekkel végzett vizsgálatokban az előbb vázolt problémák még fokozottabban jelentkeznek /1, 3/. Az a tény, hogy az izotóppár egyik tagja számára választott mérőcsatornában^a másik tag is impulzusszám-növekedést eredményez, bizonyos mértékig újabb nehézséget jelent. Tulajdonképpen a zajszint növekszik, ami a mérési pontosságra nyilvánvalóan negatív hatással van. Figyelemmel kell lenni arra is, hogy ez a zajszint nem állandó, hanem nagysága a másik izotóp beütésszámától függ. Ezzel újabb zavaró faktor jelentkezik a hibaszámításnál, nevezetesen a két izotóp aktivitásának aránya. Ez a zajszint bizonyos izotóp-aránynál úgy megnövekedhet, hogy ennek szórása nagyobb lehet, mint az e csatornán mért izotóp tiszta beütésszáma. Ilyen esetben a mérés már teljesen megbízhatatlan. Ebből logikusan következik, hogy két izotóp még megbízhatóan mérhető arányának elvi szélsőértékei vannak. Erre vonatkozó számításokkal már többen foglalkoztak, a szükséges matematikai apparátus azonban túlbonyolult /3/. Munkánkban e szélsőértékek becslésére kerestünk viszonylag egyszerűbb módszert.

Számításainknál az izotóppár két tagját az energia szerinti szétválasztást figyelembe véve, kisebb és nagyobb energiájúnak nevezzük. A mérőrendszer standard háttérét elhanyagoltuk. Meggondolásunkban abból az egyszerű tényből indultunk ki, hogy a hasznos jel szint egyenlő, az egyes csatornákon mért összebeütésszám és a pár másik tagjának az e csatornán mért beütésszámának különbségével. Az egyenletek egyszerűsítése után, a hibákra nézve kaptunk ugyan összefüggést, ez azonban gyakorlatilag tovább nem használható.

A mérési hibák abszolút értékeivel történő operáció azonban már hasznos információt szolgáltat. A hasznos jel abszolút hibájának abszolút értéke ugyanis sohasem lehet nagyobb, mind az e csatornán mért összebeütés és a másik tag által okozott zaj abszolút hiba abszolút értékének összege. Ezen összeget a hasznos jel beütésszámával osztva, a hasznos jel relatív hibájának felső határát nyerjük.

$$\begin{aligned} \left(A_1 t \pm 2\sqrt{A_1 t} \right) &= \left(A_1 t + \frac{A_2 t}{b} \pm 2\sqrt{A_1 t + \frac{A_2 t}{b}} \right) - \left(\frac{A_2 t}{b} \pm 2\sqrt{\frac{A_2 t}{b}} \right) \\ \pm 2\sqrt{A_1 t} &= \pm 2\sqrt{A_1 t + \frac{A_2 t}{b}} \pm 2\sqrt{\frac{A_2 t}{b}} \\ 2\sqrt{A_1 t} &\leq 2\sqrt{A_1 t + \frac{A_2 t}{b}} + 2\sqrt{\frac{A_2 t}{b}} \\ 2\frac{\sqrt{A_1 t}}{A_1 t} &\leq 2\frac{\sqrt{A_1 t + \frac{A_2 t}{b}} + \sqrt{\frac{A_2 t}{b}}}{A_1 t} = N_{A_1} \end{aligned}$$

$$\left(A_2 t \pm 2\sqrt{A_2 t} \right) = \left(A_2 t + aA_1 t \pm 2\sqrt{A_2 t + aA_1 t} \right) - \left(aA_1 t \pm 2\sqrt{aA_1 t} \right)$$

$$\pm 2\sqrt{A_2 t} = \pm 2\sqrt{A_2 t + aA_1 t} \pm 2\sqrt{aA_1 t}$$

$$2\left| \sqrt{A_2 t} \right| = 2\left| \sqrt{A_2 t + aA_1 t} \right| + 2\left| \sqrt{aA_1 t} \right|$$

$$2\left| \frac{\sqrt{A_2 t}}{A_2 t} \right| \leq 2\frac{\left| \sqrt{A_2 t + aA_1 t} \right| + \left| \sqrt{aA_1 t} \right|}{A_2 t} = H_{A_2}$$

Ahol:

A_1 = a kisebb energiájú izotóp beütésszáma cpm-ben

A_2 = a nagyobb energiájú izotóp beütésszáma cpm-ben

a = az I. fejezetben definiált faktor

b = az I. fejezetben definiált faktor

t = a mérési idő

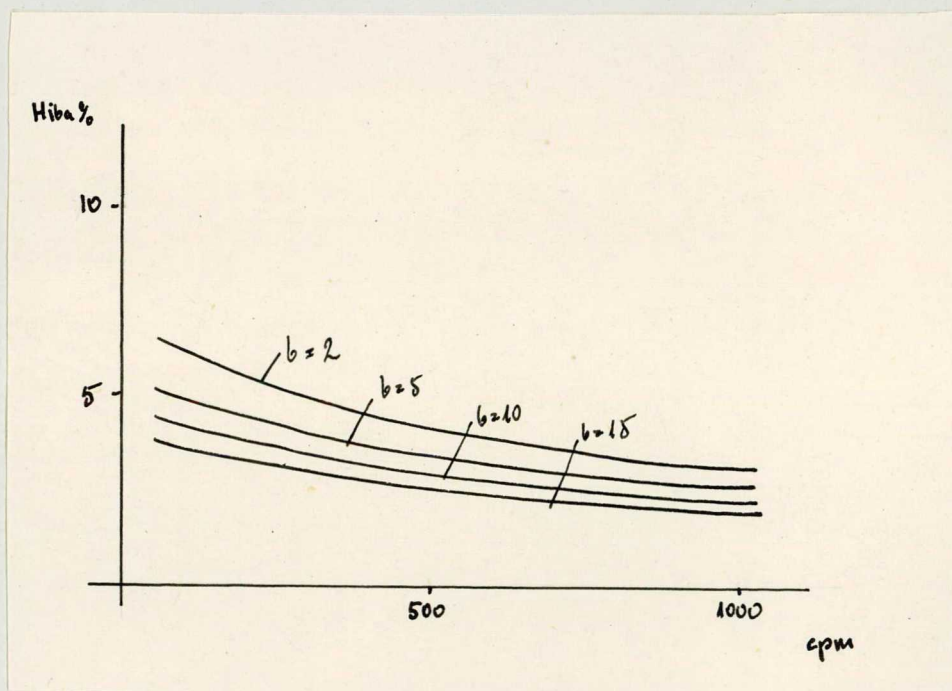
H_{A_1} = a kisebb energiájú izotóp relatív mérési hiba felső határa

H_{A_2} = a nagyobb energiájú izotóp relatív mérési hiba felső határa

A kapott egyenletek segítségével számításokat végeztünk, hogy bizonyos izotópok együttes mérésénél milyen relatív hibákra számíthatunk, ha változtatjuk az izotóp arányt, illetőleg állandó izotóp-arány mellett a két izotóp aktivitását. Kiszámítottuk a várható hibát különböző a, illetőleg b értékek mellett. Végül vizsgáltuk a mérési idő változtatásának hatását a várható mérési hiba értékére.

A következő ábrán a kisebb energiájú izotóp relatív hibájának változása látható a beütésszám függvényében. A b érték mint paraméter szerepel. A két izotóp beütésszáma egy-egy arányu, a mérési idő tiz perc.

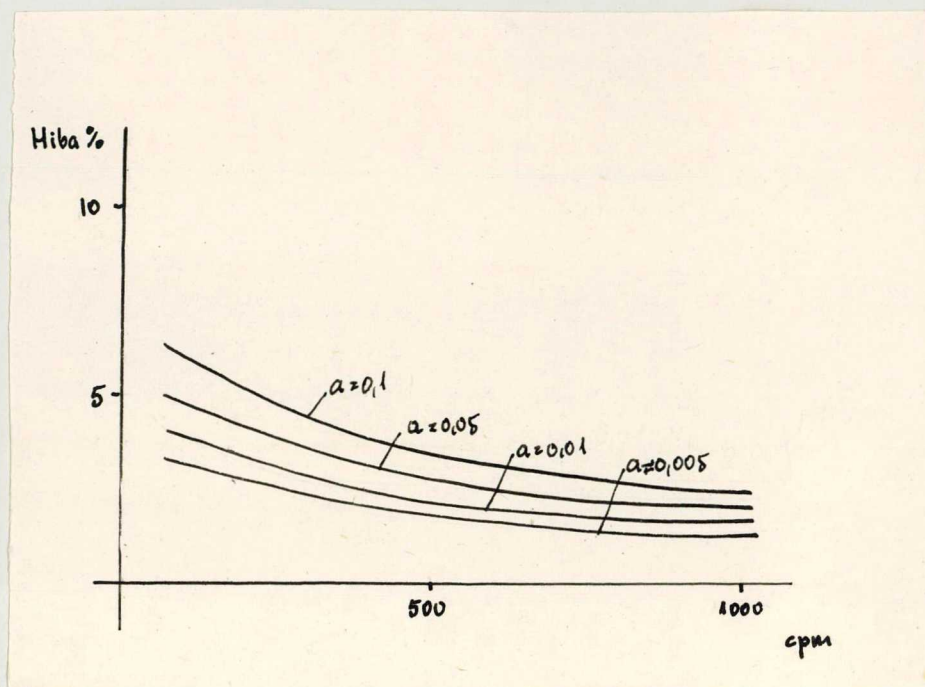
2. ábra



Látható, hogy az aktivitás növelésével a relatív hiba egyre csökken. A b érték növelésével szintén csökken a relatív hiba.

A 3. ábrán ugyanezen összefüggés látható a nagyobb energiájú izotópra nézve. Itt paraméterként az a érték szerepel.

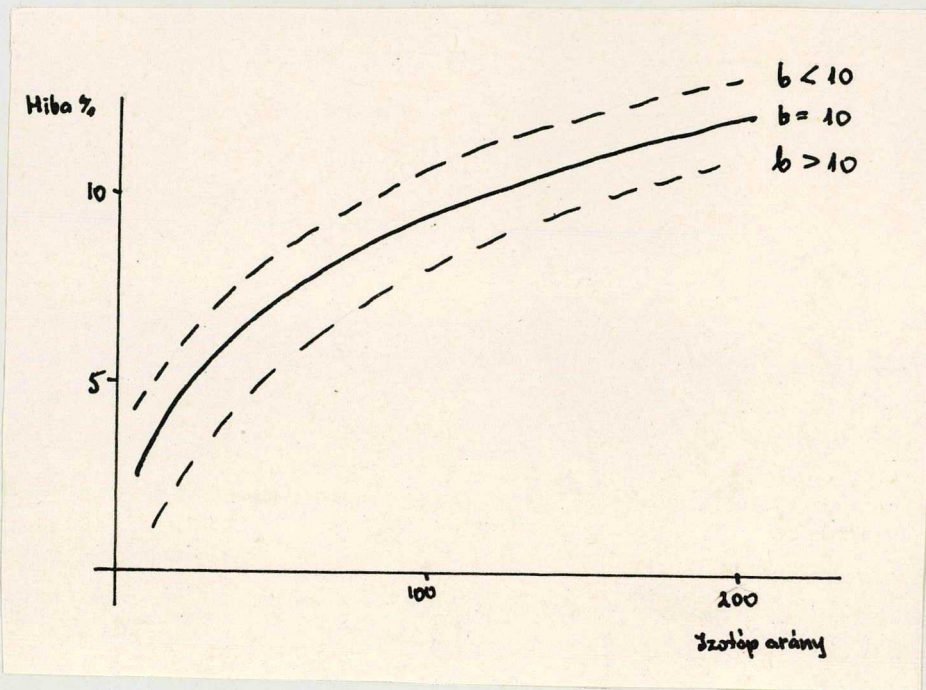
3. ábra



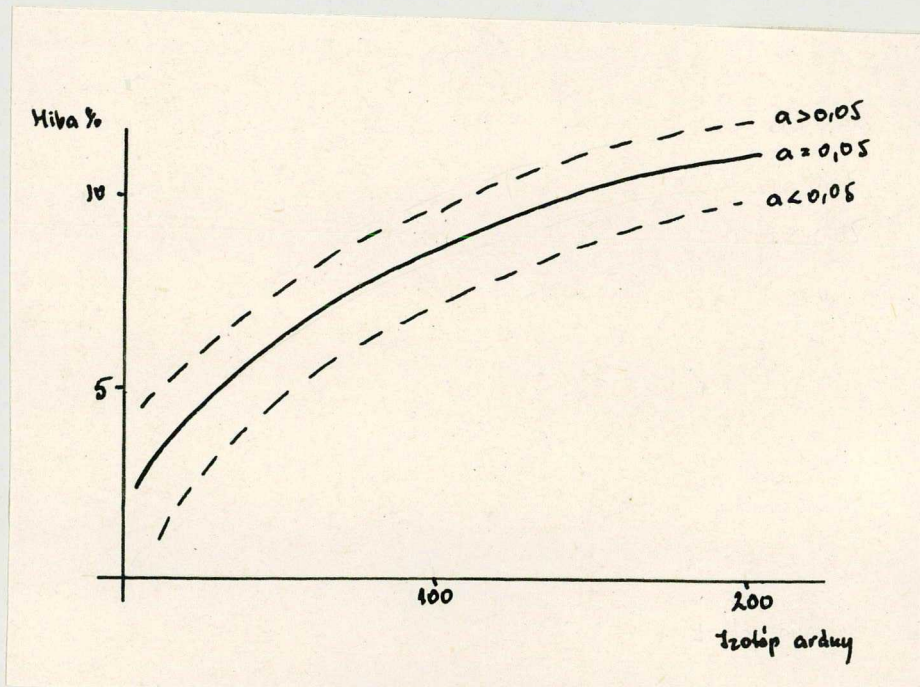
A következő ábrán a kisebb energiájú izotóp relatív mérési hibájának a két izotóp arányától való függését láthatjuk. A mérési időt itt is tíz percrek vettük. Látható, hogy amilyen mértékben növekszik a két izotóp aránya, olyan mértékben nő a relatív hiba. Az ábrán látható, hogy a \underline{p} értéket tíznek vettük. Ennél kisebb \underline{p} értéknél a relatív hiba mindenütt nagyobb, míg nagyobb \underline{p} értéknél mindenütt kisebb.

A nagyobb energiájú izotóp relatív hibának az izotóp aránytól való függése az 5. ábrán látható.

4. ábra



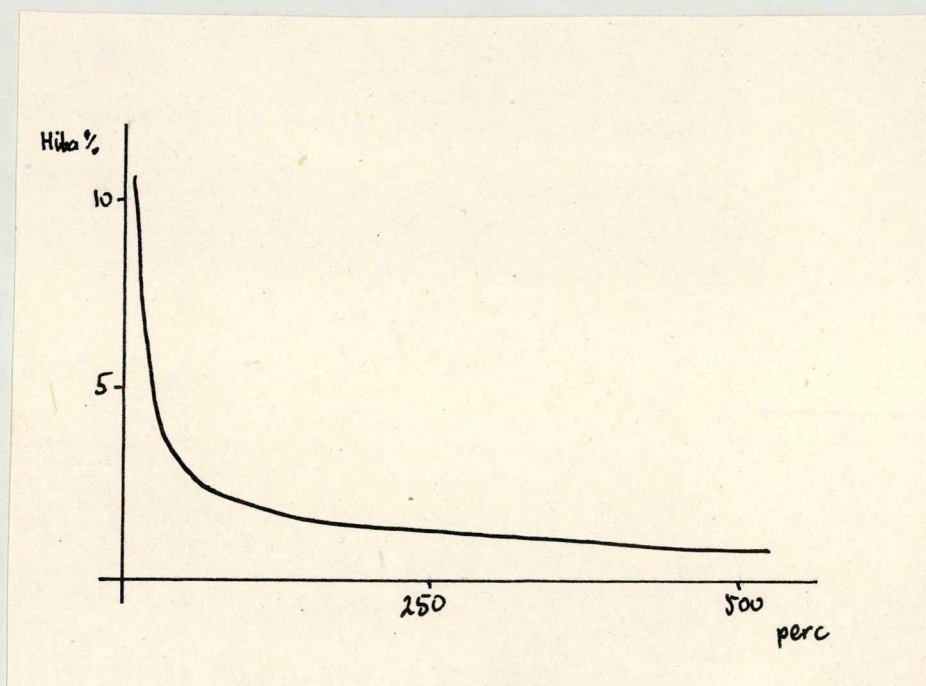
5. ábra



A görbe hasonló lefutásu, mint a kisebb energiájú izotóp esetén. Az a értékektől való függés azonban fordított, mint az előző ábrán a b-től való függés.

Kiszámítottuk a kisebb energiájú izotóp relatív hiba és a mérési idő összefüggését.

6. ábra



Látható, hogy a mérési pontosság igen jelentősen javul a mérési idő növelésével.

A fentiekben vázolt elméleti számításokat mérésekkel ellenőriztük. Légy beta-sugárzó izotóppárt ^{14}C és ^3H liquid scintillációs spektrométerrel, gamma-sugárzó izotóppárokat kétesatornás analizátorral mértünk. Az ellenőrző

mérésekből kiderült, hogy mérési eredményeink relatív hibái annak ellenére, hogy ezekben a minták kimérésének hibái, a csatorna-ingadozás, valamint a nagyfeszültség ingadozás okozta hibák is benne vannak, kisebbek a fenti képletből számítottnál. Ez tehát azt jelenti, hogy a számított relatív hibák - mint ahogy elvi kiindulásunkkor is szerepeltek - felső határértékek.

A duplajelölésű méréseknél elvi meggondolásaink és ellenőrző méréseink alapján az izotóppár arányainak - adott a és b érték mellett -, valamint a szükséges mérési időnek előzetes tervezését feltétlenül szükségesnek tartjuk. Ilyen tervezést addig is végeztek, de a felállított bonyolult matematikai apparátust igénylő egyenletek kevésbé alkalmasak erre a célra.

III. FEJEZET

GAMMA-SUGÁRZÓ IZOTÓPOK KETTŐSEN JELŐLT MINTÁINAK VIZSGÁLATA

Gamma-sugárzó izotópokkal kettősen jelölt minták mérésére választott módszer több tényezőtől függ:

1. a vizsgálat céljától,
2. a mérendő izotóp fizikai tulajdonságaitól /felezési idő, sugárzási energia/,
3. a rendelkezésre álló technikai lehetőségektől.

A gamma-sugárzásra a nagy áthatoló képesség jellemző. A sugárzás ezért azzal a közeggel, amelyen áthalad, csak kisfokú kölcsönhatásba lép. A kölcsönhatás növekszik, ha a sugárzás sűrűbb közegen halad át. Mivel a mérés hatásfoka függ a detektorban létrejövő kölcsönhatások számától, a gamma-sugárzás jó hatásfokkal való mérését megnyugtatóan a scintillációs kristályok alkalmazása oldotta meg. Közepes energiájú gamma-sugárzást a gáz-ionizáción alapuló GM csövek csak 1-2 %-os hatásfokkal, egy 4-5 cm átmérőjű NaJ/Tl/ kristály 70-90 %-os hatásfokkal méri. A scintillációs kristályok további

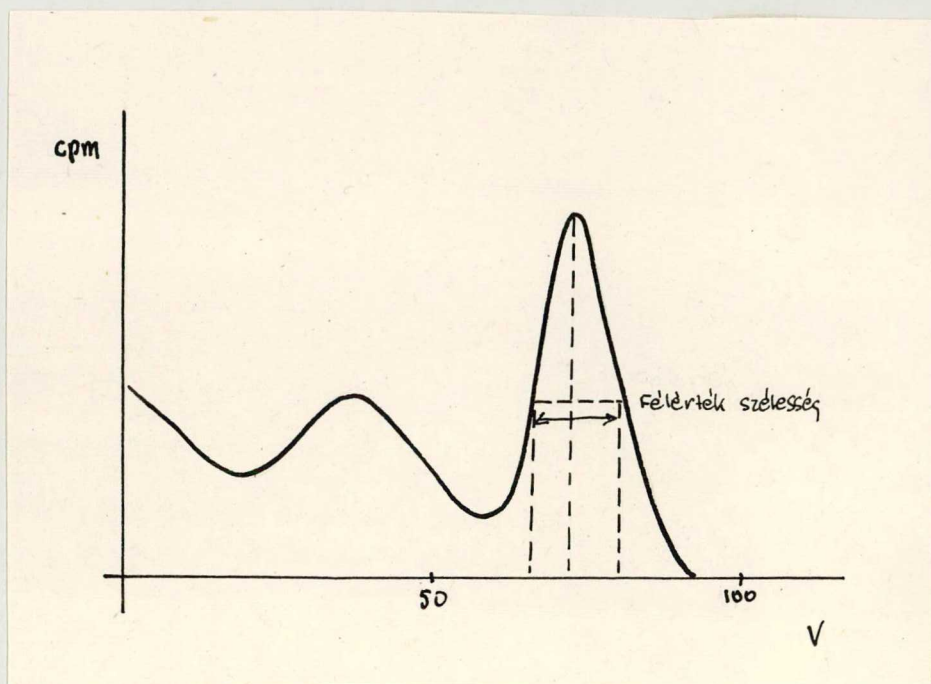
előnye a GM csövekkel szemben az, hogy a kilépő jelek amplitudója arányos a sugárzás energiájával. Ez teremt lehetőséget energia szelektív mérésre, ami általános méréstechnikai szempontból, de különösen a dupla jelölés szempontjából igen előnyös. A scintillációs kristályok felhasználásának elterjedésével kifejlesztettek olyan spektrométereket, amelyekkel amplitudó-analizist lehet végezni /9-15/. Az így lehetővé vált többes jelölésű vizsgálatok méréstechnikai vonatkozásait számos szerző vizsgálta /16-19/.

A gamma-sugárzás igen alkalmas orvosi diagnosztikai vizsgálatokra. Nagy áthatoló képessége lehetővé teszi, hogy a szervezetben lévő izotóp sugárzását testen kívül mérjük, és így az ott lejátszódó folyamatokat külső detektor segítségével vizsgáljuk. Számos diagnosztikus módszert dolgoztak ki az elmúlt két évtizedben, és ma már ezeket kiterjedten alkalmazzák. A kettős jelöléssel végzett módszerek száma is egyre gyorsul /20-25/.

Ha a gamma-sugárzás detektorban keltett jeleinek amplitudó-analízisét elvégezzük, jellegzetes spektrumot kapunk /7. ábra/.

A kezdeti csökkenő rész a detektor elektronikus zajától származik. A lapos maximummal rendelkező szakasz a sugárzás-okozta Compton-effektus következtében jön létre. Az éles maximumot pedig a sugárzás azon része

7. ábra



okoza, amely fotoeffektust szenved a kristályban. A gamma foton teljes energiáját átadja a kristálynak, és az u.n. fotocsucs abszcisszán elfoglalt helye az izotóp energiájára jellemző. A fotocsucs szélességét viszont a kristály felbontó képessége determinálja. A felbontó képesség numerikus értéke a fotocsucs féltértek szélességének a csúc abszcisszájához viszonyított százalékos aránya. Annál jobb egy kristály felbontó képessége, minél kisebb ez az érték.

A detektorból kilépő jeleket amplitudó analizátorral számolhatjuk. Méréstechnikailag energia szelektív számolásra két lehetőség kínálkozik:

Az egyik módszernél bizonyos szintnél nagyobb amplitudóju jeleket számolunk csak. Ez az u.n. integrál diszkriminátoros mérő módszer. Előnye, hogy az alsó szintet jól megválasztva, a zaj-impulzusok jelentős részét kiküszöbölhetjük. Javul a jel/zaj viszony.

A másik eljárás bizonyos amplitudó-határok között lévő jeleket számol; ez az un. differenciál-diszkriminátoros mérőmódszer. A diszkriminátor szintek helyes beállításával csak a fotocsucs impulzusait számoljuk. A jel/zaj viszony ilyenkor még jobb, a keppott impulzusok csak az illető izotópra jellemzők.

Kettős jelölésre mindkét módszer felhasználható. Integrál-diszkriminálással az egyik csatornán mindkét izotóp összebeütésszámát mérjük, a másik csatornán a diszkriminátor-szint helyes megválasztásával pedig csak a nagyobb energiájúét /17/.

Elvileg differenciál-diszkriminálással lehet legelőnyösebben az izotóppárok komponenseit szétválasztani. Ilyenkor az egyes csatornák az izotóppár tagjainak fotocsucsára vannak állítva, a pár másik tagjának zavaró hatása csak kismértékű.

Gyakorlatban egy- vagy két-csatornás készüléket használhatunk. Az egy-csatornás készülék hátránya, hogy a minták egyszeri lemérése után át kell állítani a mérő

csatornát és a mérést ismételni kell. Ez kétszeres időt, a csatorna állítása pedig több hibalehetőséget jelent. Egy detektor és több csatornás készülék alkalmazásával szimultán mérhetjük a két izotóp aktivitását.

Kísérleti eredmények

Méréstechnikai vizsgálatainkat GAMMA NK-110 típusu subrack rendszerű elektroncsöves kivitelű kétcsatornás analizátorral végeztük. Detektorként EMI fotoelektron-sokszorozóval összeépített üreges NaJ/Tl/ szcintiblokkot használtunk. A kristály felbontóképessége méréseink szerint 13 % volt. A mérőrendszer felépítése a következő: a detektorban keletkező jelek előerősítőn keresztül egy osztó dobozba jutnak, ahonnan két irányba haladnak tovább a két mérőcsatornára. Az egymástól független csatornák 1000-szeres lineáris erősítőből, differenciál-diszkriminátorból, és hat dekádos scalerből állnak. Az erősítés léptékekben, a diszkriminátor szintje, valamint a csatornaszélesség folyamatosan változtatható. A készüléken csak a mérési idő előválasztásra van lehetőség, impulzus-előválasztás csak időmérő óra kapcsolása után lehetséges. A detektorra adott nagyfeszültség 10 V-ként változtatható. A kijelzés automatikus, a mérési idő elteltével az eredményt két-

csatornás kinyomtató írja ki. A mintaváltás manuálisan történik.

A vizsgálatokhoz használt izotóppárok kiválasztásánál több szempontot vettünk figyelembe. Elsősorban olyan izotóppárokat kerestünk, melyeket ma modern klinikai diagnosztikai vizsgálatoknál érdemes alkalmazni. Számításba vettük mérőrendszerünk feloldó képességét, energia-érzékenységét is. E paraméterek ismeretében ugyanis nagy valószínűséggel lehet megmondani, hogy mely izotóppárok megbízható szétválasztását lehet az adott rendszerrel elérni. Az előbbi szempontok szerint választott izotóppárokat az I. táblázatban tüntettük fel. Az izotóppárok mellett megadtuk azokat a diagnosztikai eljárásokat is, amelyekben az izotóp kettősjelölés előnyösen alkalmazható. A választott izotóppárok energiái eléggé különbözők. Kisérletképpen egy hatodik izotóppárral is végeztünk méréseket annak megállapítására, hogy közeli energiák esetén a szétválasztás milyen hibával lehetséges. Ez az izotóppár a ^{51}Cr és ^{198}Au volt /energiáik 0,320 és 0,412 MeV/.

Minden kettősjelöléses vizsgálatnál első lépés az optimális mérőcsatornák megkeresése és beállítása. Olyan csatornákra van szükség, ahol a legjobb jel/zaj viszony mellett, az un. a konstans a lehető legkisebb,

I. TÁBLÁZAT

Gyakran alkalmazott izotóppárok a klinikai diagnosztikai vizsgálatokban

<u>Izotóp-pár</u>	<u>Energia /MeV/</u>	<u>Diagnosztikus eljárás</u>
$^{125}\text{J} - ^{131}\text{J}$	0,035 - 0,360	A pajzsmirigy-diagnosztika különböző paramétereit. Renográfia.
$^{125}\text{J} - ^{198}\text{Au}$	0,095 - 0,412	Bengálvörös-arany kolloid extrakciós sebesség mérése.
$^{125}\text{J} - ^{51}\text{Cr}$	0,035 - 0,320	Vvt-térfogat - plazma-térfogat.
$^{51}\text{Cr} - ^{59}\text{Fe}$	0,320 - 1,10	Vvt-térfogat, élet-tartam - vaskinetika.
$^{131}\text{J} - ^{59}\text{Fe}$	0,360 - 1,10	Plazma-térfogat - vaskinetika.

a b faktor pedig a legnagyobb. A kiválasztás történhet számítással vagy empirikusan.

Számítással a következőképpen végezzük el a feladatot: felvesszük a két izotóp spektrumát, és úgy ábrázoljuk, hogy a két fotocsucs magassága egyforma legyen. Ezt a grafikus műveletet nevezik a spektrum normálásának. Ezt megtehetjük minden további nélkül, mivel a fotocsucs magassága a minta aktivitásától függ. Az aktivitás megválasztása viszont tetszőleges. Felvesszük ugyanarra a grafikonra a háttér-spektrumot is. Ezután jelöljük ki a fotocsucsokat befogó csatornák alsó és felső határát. A kisebb energiájú izotópnál az alsó határtól felfelé, a nagyobb energiájú izotóp esetén viszont a felső határtól lefelé fokozatosan növelve a csatorna szélességét, grafikusán megállapítjuk az egyes csatorna-szélességekhez tartozó jel/zaj értékeket. A nyert jel/zaj viszony értékeket a csatorna-szélesség függvényében ábrázolva, maximummal rendelkező függvényt nyerünk. A maximumnak megfelelő csatorna-szélességek az optimálisak.

Az empirikus módszernél a következőképpen járunk el: ha az izotóppár tagjainak energiái eléggé különböznek, először megfelelő erősítéseket keresünk. Gyakorlatilag két nagyfeszültség értéken /mivel a nagyfeszültség is befolyásolja a spektrum helyzetét/, az

összes választható erősítéshél, mindkét csatornán felvettük az izotópok spektrumát. A kapott értékeket átlátszó milliméter-papíron ábrázoljuk. Az izotóppárok azonos nagyfeszültségen felvett spektrumait összehasonlítva, kiválaszthatjuk azokat az erősítés- és kapuértékeket, melyeknél a legjobban megközelítjük az optimális csatornaállást. Standardok mérése útján, a csatorna-szélességek kis változtatásával könnyen véglegesíthetjük az optimális mérőcsatornát.

A csatornák beállítása után *in vitro* mérésekkel ellenőriztük a választott mérőcsatornák megbízhatóságát. Vizsgáltuk, hogy a bemért aktivitások és a kapott eredmények lineáris összefüggést mutatnak-e $10^1 - 10^4$ cpm aktivitás intervallumban? Ebben a kísérlet-sorozatban a két izotóp beütésszám-arányát közel 1:1-nek állítottuk be. Megvizsgáltuk azt is, hogy a két izotóp beütésszám-arányának változtatása 1:1 aránytól az 1:100, illetve 100:1-ig hogyan befolyásolja a mérések pontosságát. Eredményeinket a II-VII. táblázaton mutatjuk be.

Az *in vitro* kísérletsorozat alatt rendszeresen ellenőriztük az egyes izotópok fotocsucsának helyét. A kettősjelölésű mérések előtt és után egyszeres jelölésű standardok segítségével ellenőriztük a csatornák stabilitását is az a és b értékek mérése útján.

A kapott eredmények szintén a II-VII. táblázatban találhatóak.

Minden esetben parallel mintákat mértünk, lehetőleg azonos mérési hibára törekedtünk. Az 1000 cpm feletti mintákat 2 x 2, az 1000 cpm alatti mintákat 2 x 5 percre mértük.

Az eredményeket áttekintve, a következőket állapíthatjuk meg:

A lineáris higitási sorban a hibák általában elfogadhatóak, és nem változnak jelentős mértékben az aktivitás nagyságával /igaz, hogy igyekeztünk közelítőleg állandó hibáig mérni/. Jelentősebb ingadozást ^{51}Cr - ^{198}Au izotóppárnál figyeltünk meg; ezt feltehetően a csatorna-ingadozás okozta /VII. táblázat/.

Az ellentétes higitási soroknál azt tapasztaltuk, hogy 1:10 arány mellett még - kivéve a ^{51}Cr - ^{198}Au izotóppárt - elfogadható mérési hibával mértünk. Ennél nagyobb izotóp-arány mellett már a megengedettnél jobban ingadoztak a mérési eredmények.

A csatorna-ingadozást vizsgálva, egy méréssorozat alatt, az a, illetve a b érték stabilitása az, amely erre felvilágosítást ad. Azt találtuk, hogy a b érték egy mérési sorozat alatt igen stabil, kivéve a közeli energiájú izotóppár esetén. A ^{51}Cr - ^{198}Au izotóppárok-

nál mind az a, mind a b konstans jelentősen ingadozott. Ezt az ingadozást szintén a csatorna instabilitása okozza. A VIII. táblázatban arra kapunk felvilágosítást, milyen stabilak a csatornák hosszabb időn keresztül. Látható, hogy több héten keresztül vizsgálva a fotocsucsek helyzetét, általában azok nem mozdultak el jelentősen. Kivételt képezett a ¹³¹J fotocsucsának helyzete, ami igen jelentősen ingadozott /II. csatorna/.

II. TÁBLÁZAT

Csatorna paraméterek:

Nagyfeszültség: 1000 V.

^{131}J csatorna erősítés: 200
szint : 60-70 V.

^{59}Fe csatorna erősítés: 50
szint: 38-53 V.

a érték nincs

b érték 4,594
4,895 átlag: 4,784
4,863

^{131}J			$^{131}\text{J}/^{59}\text{Fe}$ arány	^{59}Fe		
bemért cpm	kapott cpm	%-os hiba		bemért cpm	kapott cpm	%-os hiba
139	127	-8,64	1:1,22	170	169	- 0,58
695	655	- 5,76	1:1,22	850	854	+ 0,47
8635	8136	- 5,78	1:1,67	14506	14317	- 1,30
139	132	- 5,03	1:3,05	425	437	+ 2,82
139	138	- 0,71	1:6,11	850	880	+ 3,50
139	127	- 8,63	1:12,23	1700	1744	+ 2,58
139	117	-15,82	1:30,57	4250	4478	+ 5,36
139	82	-41,00	1:104,35	14506	14469	- 0,25
278	239	- 5,39	1:0,61	170	170	0,00
695	733	+ 5,46	1:0,24	170	173	+ 1,76
1390	1473	+ 5,97	1:0,12	170	169	- 0,58
3697	3907	+ 5,68	1:0,04	170	187	+10,00
8635	9564	+10,75	1:0,01	170	177	+ 4,11

III. TÁBLÁZAT

Csatorna paraméterek:

Nagyfeszültség: 1000 V.

^{125}J csatorna erősítés: 1000
szint : 24-39 V.

^{131}J csatorna erősítés: 200
szint: 68-78 V.

a érték nincs

b érték 5,414
5,536 átlag: 5,518
5,606

bemért cpm	^{125}J		$^{125}\text{J}/^{131}\text{J}$ arány	bemért cpm	^{131}J	
	kapott cpm	%-os hiba			kapott cpm	%-os hiba
115	109	- 5,21	1: 1,93	222	215	- 3,15
575	567	- 1,39	1: 1,93	1110	1058	- 4,68
7919	7796	- 1,55	1: 1,04	8222	8404	+ 2,21
111	108	- 2,70	1: 6,89	765	809	+ 5,75
111	85	- 23,42	1: 13,78	1530	1606	+ 4,96
111	70	- 36,93	1: 27,56	3060	3136	+ 2,48
111	26	- 76,57	1: 50,81	5641	6285	+ 11,41
111	74	-166,66	1:101,64	11283	12370	+ 9,63
111	133	+ 19,81	1:111,76	12406	12379	- 0,21
222	234	+ 5,40	1: 1,37	306	349	+ 14,05
555	590	+ 6,30	1: 0,55	306	338	+ 10,45
1110	1143	+ 2,97	1: 0,27	306	333	+ 8,82
2952	3059	+ 3,62	1: 0,10	306	325	+ 6,20
7596	7475	- 1,59	1: 0,04	306	338	+ 10,45

IV. TÁBLÁZAT

Csatorna paraméterek:

Nagyfeszültség: 1000 V.

^{51}Cr csatorna erősítés: 200
szint : 52-61 V.

^{59}Fe csatorna erősítés: 50
szint: 37-51 V.

a érték nincs

b érték 5,029
5,131 átlag: 5,098
5,134

^{51}Cr		%os hiba	$^{51}\text{Cr}/^{59}\text{Fe}$ arány	^{59}Fe		%os hiba
bemért cpm	kapott cpm			bemért cpm	kapott cpm	
143	146	+ 2,09	1: 1,19	171	159	- 7,01
715	743	+ 3,91	1: 1,19	855	875	+ 0,23
9303	8914	- 4,18	1: 1,80	16836	16521	- 1,87
143	149	+ 4,19	1: 2,98	427	421	- 1,40
143	151	+ 5,59	1: 5,97	855	839	- 1,87
143	140	- 2,09	1: 11,95	1710	1659	- 2,98
143	127	- 11,18	1: 29,89	4275	4175	- 2,23
143	435	+104,19	1:117,73	16836	14916	- 11,40
286	283	- 1,04	1: 0,59	171	174	+ 1,75
715	716	+ 0,13	1: 0,23	171	167	- 2,33
1430	1457	+ 1,88	1: 0,11	171	169	- 1,16
3804	3911	+ 2,81	1: 0,04	171	168	- 1,75
9303	9265	- 0,40	1: 0,01	171	164	- 4,09

V. TÁBLÁZAT

Csatorna paraméterek:

Nagyfeszültség: 1000 V.

^{125}J csatorna erősítés: 1000
szint : 24-39 V.

^{198}Au csatorna erősítés: 200
szint: 58-72 V.

a érték nincs

b érték 12,518
12,288 átlag: 12,542
12,820

bemért cpm	^{125}J		$^{125}\text{J}/^{198}\text{Au}$ arány	bemért cpm	^{198}Au	
	kapott cpm	%-os hiba			kapott cpm	%-os hiba
128	125	- 2,34	1: 1,01	130	132	+ 1,53
626	617	- 1,28	1: 1,02	641	651	+ 1,28
8254	8450	+ 2,37	1: 1,31	10841	11214	+ 2,37
128	124	- 3,12	1: 1,83	235	242	+ 2,97
128	120	- 6,25	1: 3,67	470	510	+ 8,51
128	119	- 7,03	1: 7,34	940	985	+ 4,78
128	140	+ 9,37	1:18,35	2350	2482	+ 5,61
128	127	- 0,78	1:64,32	8233	8733	+ 6,07
256	249	- 2,73	1: 0,36	94	96	+ 2,12
640	631	- 1,40	1: 0,14	94	104	+10,63
1280	1274	- 0,46	1: 0,07	94	94	0,00
3405	3338	- 1,96	1: 0,02	94	100	+ 6,38
8254	8406	+ 1,84	1: 0,01	94	94	0,00

VI. TÁBLÁZAT

Csatorna paraméterek:

Nagyfeszültség: 1000 V.

^{125}J csatorna erősítés: 1000
szint : 24-39 V.

^{51}Cr csatorna erősítés: 200
szint: 58-72 V.

a érték nincs

b érték 14,070
14,142 átlag: 14,106

^{125}J			$^{125}\text{J}/^{51}\text{Cr}$ arány	^{51}Cr		
bemért cpm	kapott cpm	%-os hiba		bemért cpm	kapott cpm	%-os hiba
116	118	+ 1,72	1: 0,98	114	126	+ 10,52
580	602	+ 3,65	1: 1,47	855	910	+ 6,43
8026	8063	+ 0,45	1: 1,38	11130	11267	+ 1,21
116	106	- 8,62	1: 2,45	285	296	+ 3,85
116	118	+ 1,72	1: 7,37	855	881	+ 3,04
116	116	0,00	1: 14,74	1710	1814	+ 6,08
116	110	- 5,17	1: 47,97	5565	5633	+ 1,22
116	142	+22,41	1: 95,94	11130	10944	- 1,68
232	223	- 3,87	1: 0,49	114	102	- 10,53
580	576	- 0,68	1: 0,19	114	104	- 8,78
1160	1173	+ 1,12	1: 0,09	114	111	- 2,64
3086	3210	+ 4,01	1: 0,03	114	117	+ 2,63
8026	8065	+ 0,48	1: 0,01	114	123	+ 7,89

VII. TÁBLÁZAT

Csatorna paraméterek:

Nagyfeszültség: 1000 V.

^{51}Cr csatorna erősítés: 200
szint : 51-61 V.

^{198}Au csatorna erősítés: 200
szint: 57-71 V.

a érték 0,214
0,087
0,114
0,124 átlag: 0,115
0,070
0,056
0,138

b érték 17,923
17,000
15,666
20,598 átlag: 17,842
14,349
20,955
18,404

^{51}Cr		%os hiba	$^{51}\text{Cr}/^{198}\text{Au}$ arány	^{198}Au		%os hiba
bemért cpm	kapott cpm			bemért cpm	kapott cpm	
168	227	+ 35,11	1: 1,38	233	191	- 18,02
995	1075	+ 8,04	1: 1,17	1165	1107	- 4,97
6373	7542	+ 18,34	1: 3,28	20949	20165	- 3,74
185	192	+ 3,78	1: 1,90	352	345	- 1,98
185	198	+ 7,02	1: 3,81	705	689	- 2,26
185	186	+ 0,54	1: 7,62	1410	1457	+ 3,33
221	209	- 5,42	1:14,59	3225	3709	+ 5,70
221	213	- 0,36	1:55,37	12238	12615	+ 3,08
428	408	- 4,67	1: 0,39	170	136	- 20,00
995	1066	+ 7,13	1: 0,17	170	102	- 40,00
1990	2209	+ 11,00	1: 0,08	170	68	- 60,00
3990	3823	- 4,43	1: 0,04	170	189	+ 11,17
7980	7904	- 0,95	1: 0,02	170	221	+ 30,00

VIII. TÁBLÁZAT

Fotocsucsok helyzete a differenciál-diszkriminátoron
különböző időpontban

nap	I. csatorna					II. csatorna				
	^{131}J	^{125}J	^{51}Cr	^{198}Au	^{59}Fe	^{131}J	^{125}J	^{51}Cr	^{198}Au	^{59}Fe
0	-	-	55	-	-	-	-	61	71	-
3	-	-	-	71	-	-	-	-	-	-
8	64	-	-	-	-	63	-	-	-	-
14	-	-	-	-	56	-	-	-	-	45
27	-	-	55	-	-	-	-	-	-	-
28	63	-	-	-	-	55	-	-	-	-
32	-	58	-	-	-	-	46	-	-	-
33	-	-	55	-	-	-	-	-	-	41
35	-	-	56	-	-	-	-	-	-	41
38	64	56	-	-	56	-	-	-	-	43
40	-	-	56	72	-	-	-	-	63	-
45	-	56	-	-	-	-	-	-	64	-
46	-	-	-	-	-	-	-	-	65	-
52	-	-	-	-	-	71	-	-	-	-
55	-	-	-	-	-	75	-	-	-	-
56	-	-	-	-	-	69	-	-	-	-
57	-	-	-	-	-	69	-	-	-	-
60	-	-	-	-	-	74	-	-	-	-
61	-	-	-	-	-	69	-	-	-	-
66	-	-	59	-	-	-	-	-	-	44

In vitro méréseink eredményei alapján a következőket állapítottuk meg. Kétsatornás, egy detektoros analizátor duplajelölésű minták rutinszerű mérésére alkalmas. Ha a lehetőségek megengedik, célszerű állandó beütésszámig mérni. Ezáltal minden mintát azonos hibával mérünk, függetlenül az aktivitás nagyságától. A két izotóp-aktivitás arányát lehetőleg úgy kell megválasztani, hogy a beütésszám arányuk egy mintában ne legyen nagyobb, mint 10:1, illetve 1:10. Az adott 10-14 % felbontó képességű NaJ/Tl/ kristályok segítségével kb 100 KeV energia-különbség az a határ, amelynél az izotóppár tagjait még megbízhatóan mérni lehet egymás mellett. Bár a detektor és a csatornák stabilitása megfelelőnek látszik, véleményünk szerint minden rutinsorozat megkezdése előtt a kiválasztott csatornák helyzetét standardok segítségével ellenőrizni kell. Ugyancsak kívánatos és célszerű a mérési sorozat folyamán az a, illetve b értékek ellenőrzése is.

A fenti kívánalmak megvalósítása esetén joggal remélhetjük, hogy a dupla jelöléssel végzett diagnosztikus vizsgálat eredményei megbízható információt jelentenek a mérést végző, és az eredményt a beteg érdekében felhasználó orvos számára.

IV. FEJEZET

LÁGY BÉTA-SUGÁRZÓ IZOTÓPOK VIZSGÁLATA KETTŐSÉN JELŐLT MINTÁKBAN

A béta-sugárzó izotópok mérése más jellegű problémákat vet fel, mint a gamma-sugárzóké. A béta-sugárzás kisebb áthatoló képességgel rendelkezik, de nagyobb a közeggel való kölcsönhatása. Gáz-ionizációs detektorok ezért jó hatásfokkal használhatók mérésre, az abszorpciós veszteségek miatt a scintillációs kristályok viszont kevésbé alkalmasak. A légy béta-sugárzó mérése még nehezebb problémát jelent. A sugárzás már a legvékonyabb anyagon is jelentős abszorpciót szenved, mérése csak akkor végezhető jó hatásfokkal, ha magába a mérőtérbe juttatjuk a mérendő mintát.

A légy béta-sugárzás rutinszerű mérését a liquid-scintillációs elv alkalmazása oldotta meg /26, 27/. A módszer lényege, hogy a scintillátort és a sugárzó anyagot szerves oldószerben oldva és összekeverve végezzük a mérést. A detektorként szereplő oldat igen jó hatásfoku mérést biztosít. A módszer az elmúlt husz évben hatalmas fejlődésen ment keresztül /28-30/.

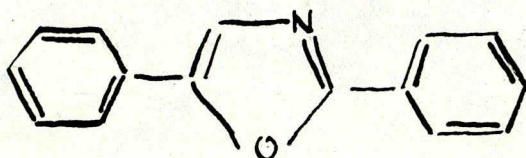
Az oldószer nemcsak a scintillátor és az izotóp oldatba vitelét szolgálja, hanem igen fontos szerepe van a scintilláció létrehozásában is. A sugárzás kiváltotta gerjesztő vagy ionizációs energiát az oldószer-molekulák juttatják el a scintillátor-molekulákhoz, tehát biztosítják az energia-transzferet. Legjobb oldószernek az alkil aromás vegyületek bizonyultak, közülük a toluol a legelőnyösebb. A toluol előnyös molekula-szerkezeti tulajdonsága miatt nagy scintillációs hatásfokot biztosít, jól oldja a scintillátorként használt vegyületeket, könnyen tisztítható, és emellett olcsó is.

A vizes közegben történő mérés külön feladatot jelent. A víz ugyanis u.n. kioltó hatásánál fogva jelentős hatásfok-csökkenést okoz. Olyan jelzett minták, amelyek csak vizes közegben oldódnak, csak különleges oldószer-keverékek alkalmazásával mérhetők. A biológiai minták jelentős része ebbe a kategóriába sorolható.

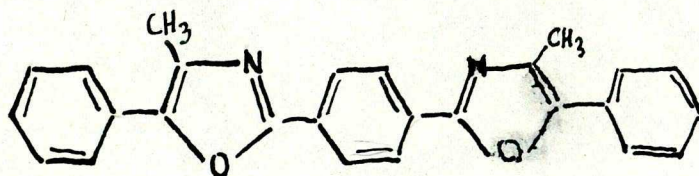
A liquid-scintillációs jelenség kialakulásában alapvető szerepe van a scintillátor-molekuláknak, az oldószer-molekulák által átadott gerjesztési energiát abszorbeálva, fény-kisugárzással stabilizálódnak. A scintillátornak minél nagyobb hatásfokkal kell a gerjesztési energiát fényvé alakítani, és nem közömbös a kisugárzott fény spektrális eloszlása sem. Kívánatos,

hogy szerves oldószerben jó legyen az oldékonyságuk, illetve, hogy minél kevésbé abszorbeálják az általuk kibocsájtott lumineszcencia-sugárzást.

Scintillátorként legalkalmasabb néhány hetero-aromás oxazol-származék. Az utóbbi években a 2,5-difeniloxazol /rövidítésben: PPO/ terjedt el a gyakorlatban:



A mégjobb mérési hatások elérésére általában u.n. szekunder scintillátorokat is használnak. Ezek a primér scintillátor lumineszcencia-sugárzását abszorbeálják, majd hosszabb hullámhosszon ismét emittálják. Így a fotokatód számára előnyösebb hullámhosszu sugárzást kapunk. Erre a célra szintén a hetero-aromás vegyületek a legalkalmasabbak. Az utóbbi években a 2-p-fenilénbisz/4-metil,5-feniloxazol /rövidített jelöléssel: dimetil-POPOP/ terjedt el a legjobban:



Jelentős fejlődésen mentek keresztül az elmúlt években a mérőműszerek is. Lényeg bétasugárzásnál a kis energia miatt alacsony amplitudóju jelek keletkeznek.

Ezek az impulzusok a hasonló nagyságrendű zajtól nehezen különíthetők el. Fő feladat az alacsony háttérű készülékek kifejlesztése volt. A háttér csökkentésére két lehetőség kínálkozott:

1. a detektor hűtése: ezáltal az elektronikus zaj kisebb lesz, ami a háttér csökkenésével jár;
2. két detektor koincidencia körrel: ez még jelentősebb háttér-csökkenést okoz. A modern készülékekben mindkét lehetőséget felhasználják.

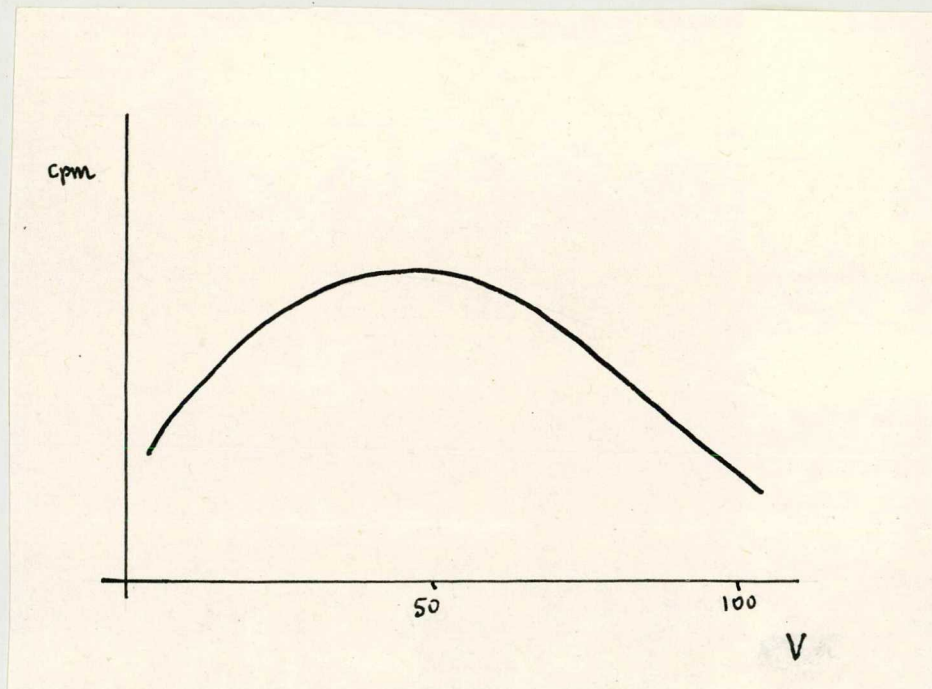
A liquid-scintillációs mérés technika legnagyobb problémája a kioltó- vagy más néven: quench-hatás. A legtöbb anyag többé-kevésbé csökkenti a mérési hatásfokot. Egyes anyagok - mint például a víz - már igen kis koncentrációban is erősen quenchek. Kis mértékű kioltó hatást maga a scintillátor is okoz. A hatásfok-csökkenés mechanizmusa még nem egészen tisztázott. A quench-hatás a sugárzás- okozta scintillációs spektrumot az alacsonyabb energiák irányába tolja el. Mivel a mérési hatásfok a scintillációs elegy összetételétől függően nagyon különböző lehet, alapvetően fontos a hatásfok ismerete. A hatásfok mérésére több módszert is kidolgoztak:

1. Internal standard segítségével: a minták le-
mérése után olyan izotópot adnak az elegyhez,
melynek quench-hatása elenyésző. Ujabb mérés
után kiszámítható a mérési hatásfok.
2. Csatorna arány módszer: két csatornán mérve,
a spektrum-eltolódás okozta csatorna beütés-
szám arány értékét, egy előzetesen felvett
csatorna arány-hatásfok függvény alapján köz-
vetlenül a hatásfok olvasható le.
3. External standard: külső gamma-sugárzó izotó-
pot használva, a csatorna arány módszer kom-
binálásával igen könnyen kaphatjuk meg a mé-
rés hatásfokot.

A légy béta-sugárzó izotópokat - elsősorban a ^3H és ^{14}C -t - közel két évtizede alkalmazzák a radio-
kémiai, biológiai és kísérletes orvostudományi vizsgá-
latokban. Az utóbbi években - gondolunk itt a külön-
böző steroid-szekrécións ráták meghatározására - a kli-
nikai diagnosztikában is elterjedt használatuk. Első-
sorban a kinetikus vizsgálatokban, de a dupla-izotóp
higitásos diagnosztikus próbákban is kettős jelölést
használnak, így ma már szinte rutin-feladattá vált a
 ^3H és ^{14}C egy mintában történő egymásmelletti megha-
tározása /31-41/.

A légy béta-sugárzó izotópok energia-szerinti szétválasztását más módon kell végezni, mint a gamma-izotópokét. Amíg ugyanis a gamma-sugárzás spektruma éles fotoecsuccsal rendelkezik, amit egy viszonylag szűk csatornán jó hatásfokkal mérhetünk, addig a béta-sugárzás más jellegű spektruma miatt ezt nem tehetjük meg. A béta-sugárzás a bomlás természeténél fogva folytonos spektrumot ad. Jellegzetes béta-spektrum képét láthatjuk a 8. ábrán.

8. ábra



Látható, hogy a spektrum elnyult maximummal rendelkező görbe. A jó mérési hatások elérésére széles kapukon kell mérni, a szétválasztás tehát csakis az erősítések alkalmas megválasztásával lehetséges. Széles diszkriminátor kapuk mellett csak viszonylag nagy energia-különbségek esetén lehet két izotópot egymásmellett mérni. Míg gamma-sugárzó izotóppároknál már 100-100 KeV energia-különbség esetén jó szétválasztás lehetséges, a béta-sugárzó izotópekknál csaknem nagyságrendnyi energia-különbség szükséges.

Kísérletes vizsgálatok

Méréseinket Packard 3375 típusu három-esatornás liquid-scintillációs spektrométerrel végeztük. A jó mérési hatásfokot, az alacsony háttérrel a $+5^{\circ}\text{C}$ és -30°C között regulálható hűtött térben elhelyezett - koincidencia-körbe kapcsolt - két detektor biztosítja.

Első feladat az optimális csatornák kiválasztása volt. Mint már a fentiekben leírtuk, a béta-sugárzó izotóppárok szétválasztása csak széles diszkriminátor-kapuk mellett, az erősítések alkalmas megválasztásával lehetséges. Az optimális csatornáktól, akár a gamma-sugárzó izotóppárok mérésénél, megkivánjuk, hogy minél nagyobb hatásfokkal, nagy b és kicsi a konstans mellett tudjunk mérni.

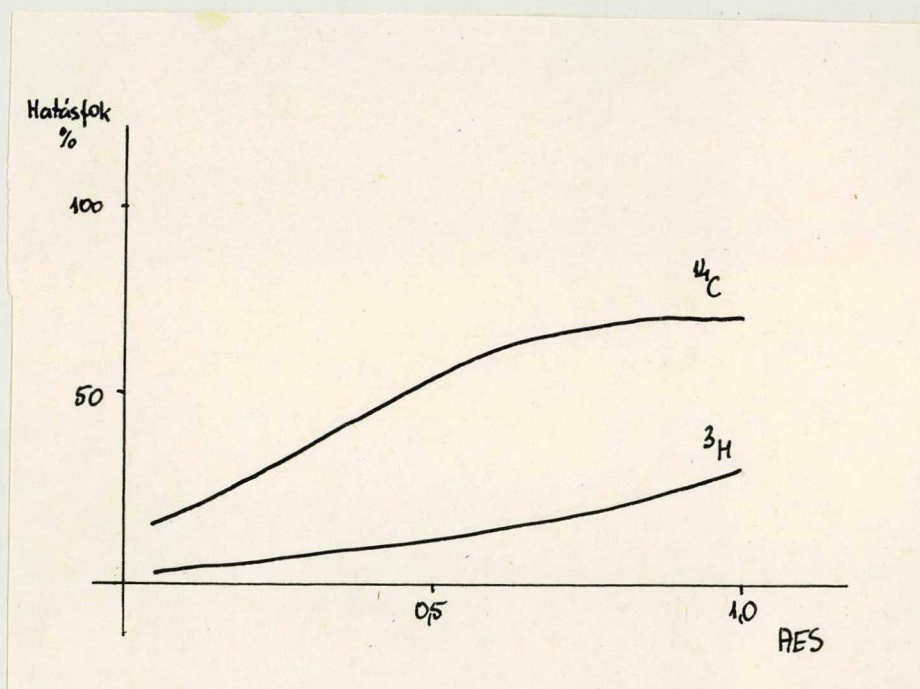
A csatorna-beállításokat kis quench-hatást mutató standardok segítségével végeztük. Széles 5-100 V kapunyílás mellett, az erősítés változtatásával megkerestük az erősítés-hatásfok függvény maximumát. A továbbiakban az optimális erősítés mellett, a kapuk változtatásával kerestünk olyan csatornákat, melyek a fenti feltételt kielégítik. A ^3H csatornán a felső kapu-szint kisebbitésével lehet a ^{14}C izotóp zavaró hatását csökkenteni, a ^{14}C csatornán pedig az alsó szint emelése az előnyös, a spektrális eloszlásnak megfelelően. A csatornák szűkítésével megkerestük a legjobb jel/zaj viszonyt biztosító beállítást. A ^3H -ra nézve 100 %-os erősítés, 5-75 V kapunyílás a legmegfelelőbb. A ^{14}C -re pedig 6,5 %-os erősítés és 15-100 V-os kapunyílás. Ezeken a csatornákon az a érték 0,0045, míg a b konstans 12,420.

Quenchelt minták mérésénél természetesen a hatásfok kisebb, de megváltoznak az a és b konstansok értékei is, mégpedig a quench-hatás nagyságától függően csökkennek.

A hatásfok-mérés external standard segítségével történhet. Különböző mértékben quenchelt standard sorozatok segítségével felvettük a csatorna hányados /u.n. AES-érték/ és hatásfok-függvényeket. Az egyes minták hatásfokát úgy kaptuk meg, hogy a mért AES-érték ismer-

retében a függvényről leolvasható az aktuális mérési hatások. A felvett hatások-függvény a következő, 9. ábrán látható. A ^{14}C -re a max. mérési hatások 72 %; ^3H pedig 35 %.

9. ábra

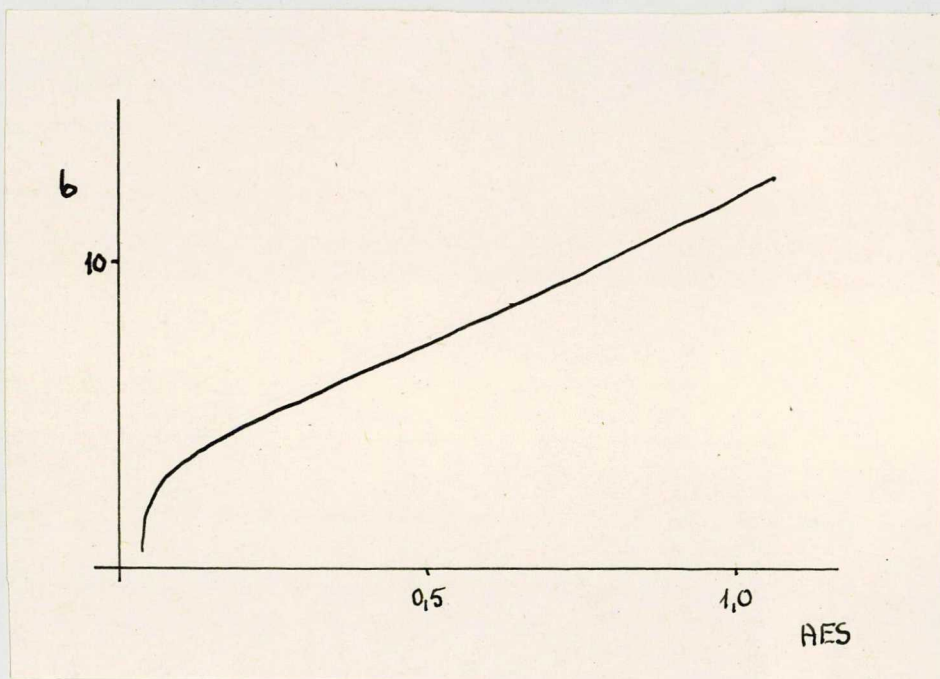


Mivel a spektrum-eltolódás miatt a \underline{h} konstans is változik a hatásokkal, különböző mértékben quenched ^{14}C standardok segítségével a hatások és a \underline{h} konstans függvényt is szükséges felvetni. A görbe segítségével leolvashatjuk a \underline{h} konstans értékét bármilyen mérési



hatásfoknál. A hatásfok AES-érték függvény ismert, így célszerű a b konstans-AES összefüggést is felvenni. A következő ábrán ezt az összefüggést láthatjuk /10. ábra/.

10. ábra

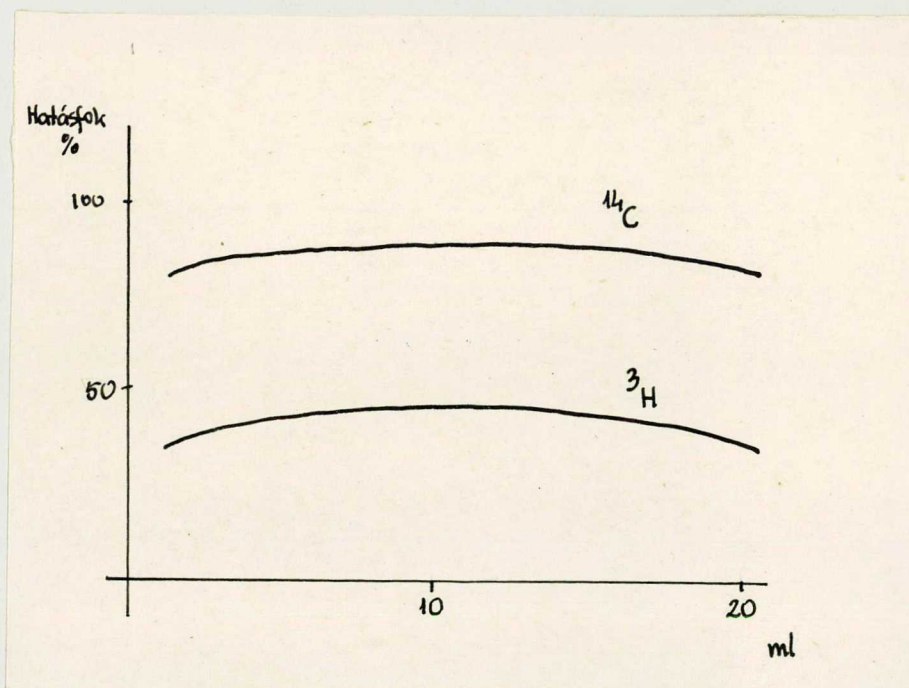


Az a konstans értékét, mivel a kevésbé quenchelt minták esetén is már elhanyagolhatóan kicsi, nem érdemes vizsgálni a hatásfok függvényében, mert nagyobb quench-hatás esetén még biztosabban elhanyagolható.

Az így kiválasztott és beállított csatornákon mértük in vitro mintáinkat. A mintákat 25 ml térfogatu,

K-mentes üvegedényekben mértük. A minta térfogata a mérési határfok szempontjából nem közömbös. Standardok segítségével méréseket végeztünk, ezért annak megállapítására, hogy milyen térfogat mellett kapjuk a maximális mérési határfokot. A következő ábrán a ^3H és ^{14}C izotóppokra kapott határfok-térfogat függvény látható /11. ábra/. Mindkét görbe azt mutatja, hogy 10 ml térfogat a legelőnyösebb.

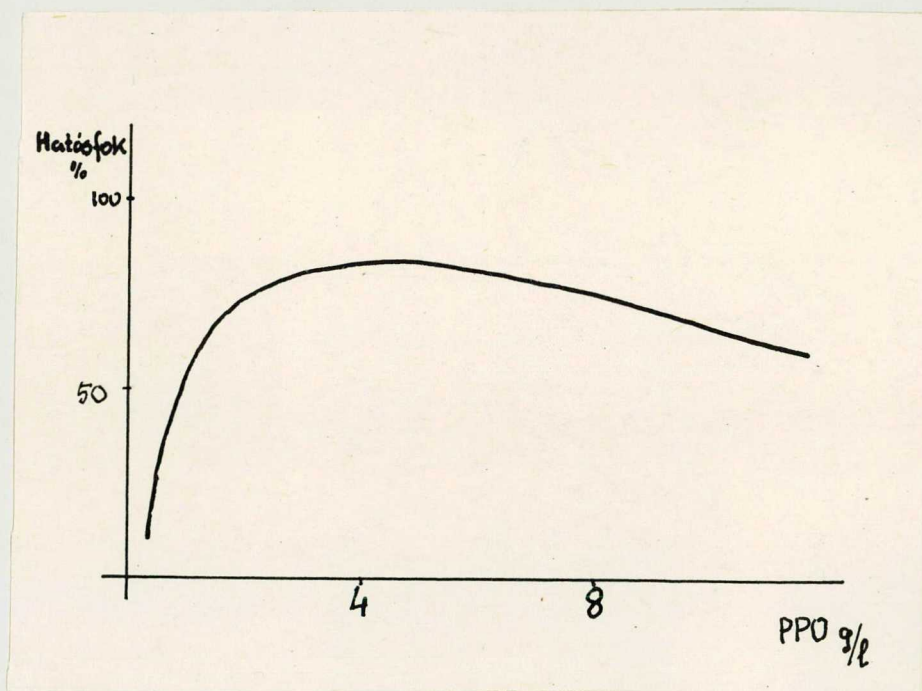
11. ábra



Mint már említettük, a scintillátor is okozhat kis mértékű quench-hatást. Ennek tisztázására egy mé-

rési sorozatban megvizsgáltuk ^{14}C izotópra nézve a hatásfok-PPO koncentráció összefüggést. A 12. ábrán látható függvény maximummal rendelkezik, vagyis van egy olyan optimális PPO koncentráció, amely mellett a legnagyobb a mérési hatásfok. Méréseink szerint 4 g/l az optimális koncentráció. Ez jól egyezik az irodalmi adatokkal.

12. ábra



Dimetil-POPOP optimális koncentrációját vizsgálva azt kaptuk, hogy a hatásfok csak igen kis mértékben változik a dimetil-POPOP koncentráció növelésével. A

továbbiakban mi a méréseinkhez 0,05 g/l koncentrációt használtunk.

A kiválasztott csatornákon 10 ml térfogatban, toluolban, az optimális PPO és dimetil-POPOP koncentrációk alkalmazásával méréseket végeztünk a csatorna-stabilitás, az aktivitás nagyságának, valamint az izotóp arány szerepének vizsgálatára. Megvizsgáltuk a paraméterek változását erősen quenched mintákban is.

A jelölt anyagra nézve kívánalmunk csupán az volt, hogy toluolban jól oldódjék, ne okozzon számottevő quench-hatást. Erre a célra alkalmas volt a koleszterin-linoléát a négyes szénatomon ^{14}C -vel jelölve, valamint a 11-dehidro-corticosteron, az 1-es és 2-es szénatomok hidrogénjein ^3H -val jelezve.

A csatorna-állások változását tiszta ^{14}C , illetve ^3H minták mérésével ellenőriztük. Hosszabb időn keresztül, ismételt mérésekkel ellenőriztük az a és b értékek változását. Ezek állandósága ugyanis a csatornák stabilitás-mércéje. Statisztikai számításainkat husz mérés eredménye alapján végeztük.

Megvizsgáltuk, hogy $10^1 - 10^4$ cpm intervallumban kb 1:1 arányu beütésszám-arány mellett, milyen pontosan kapjuk meg a bemért aktivitást. Méréseket végeztünk annak megállapítására is, hogy milyen beütés-

szám arány mellett lehet még megbízhatóan a két izotópot egymásmellett mérni.

A quench-hatás okozta eltérések vizsgálatára az előzőleg már lemért minták mindegyikéhez 0,25 ml acetont adtunk, és a méréseket megismételtük. Az aceton erős kioltó hatásu anyag, 0,25 ml kb felére csökkentette a mérési hatásfokot.

Eredményeinket a következőkben mutatjuk be:

Az a konstans értéke: 0,0045 - 0,0000 volt.

Ez az érték igen alacsony, ami azt mutatja, hogy a ^3H zavaró hatása elhanyagolhatóan kicsi a ^{14}C csatornán. A szórás értéke stabil csatornára utal.

A b konstans értéke: $12,420 \pm 0,093$. Ismerve a gamma-sugárzó izotópokra kapott értékeket, ez igen jónak mondható. A standard deviáció kis értéke pedig azt mutatja, hogy a csatornák igen stabilok.

A quenched minták esetén a b konstans értéke is csökkent: $2,602 \pm 0,080$. A szórás változatlanul kicsi.

A higitási sorok eredményeit a IX. táblázaton tüntettük fel. A lineáris sor hibái nem mutatnak egyértelmű változási tendenciát, elsősorban a bemérés hibájának tulajdoníthatók.

IX. TÁBLÁZAT

In vitro mérési eredmények kis quench hatás mellett

^3H			$^3\text{H}/^{14}\text{C}$ arány	^{14}C		
benért cpm	kapott cpm	%-os hiba		benért cpm	kapott cpm	%-os hiba
41,0	40,2	- 1,19	1: 1,92	79,0	77,8	- 1,51
367,2	361,5	- 1,55	1: 2,15	789,8	782,2	- 0,96
7208,0	7212,8	+ 0,06	1: 1,21	8775,4	8857,2	+ 0,93
54,4	54,3	- 0,18	1: 14,51	789,8	781,0	- 1,11
54,4	47,2	-13,23	1:161,31	8775,4	8760,6	+ 0,16
54,4	38,6	-29,04	1:806,56	43877,0	43987,7	+ 0,25
7208,0	7070,2	- 1,91	1: 0,007	52,6	63,9	+ 21,48
36040,0	34034,4	- 5,56	1: 0,001	52,6	114,9	+175,47

Az ellentétes higitási sorban növekvő arány esetében nő a mérési hiba is. A szétválasztás azonban jónak mondható, hiszen csaknem 200:1 ^3H : ^{14}C aránynál is még csak 20 % körüli mérési hibával számolhatunk. A nagyobb mennyiségű ^{14}C zavaró hatása ennél persze jelentősebb, 100:1 ^{14}C : ^3H aránynál azonban még elfogadható a mérési hiba.

Quenchelt minták esetén - mint azt a X. táblázatban láthatjuk, a hibák általában nagyobbak, de kb ugyanolyan aránynál még ebben az esetben is elfogadható mérési eredményeket kaphatunk.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy ^3H - ^{14}C izotóppár egymásmelletti mérése könnyen megoldható. A választott csatornák stabilitása megbízható, ez tulajdonképpen a mérés előfeltétele. A két izotóp aránya viszonylag széles határok között mozoghat, $^3\text{H}/^{14}\text{C}$ arány még 200:1 is lehet, a $^{14}\text{C}/^3\text{H}$ arány azonban 100:1-nél - eredményeink alapján --ne legyen nagyobb.

Quenchelt minták esetén /biológiai anyagok vi-
zes fázisban/ általában nő a mérési hiba lehetősége -
de az a és b értékek gyakori ellenőrzése, előválasztott impulzusszámig történő mérés ilyen esetben is kielégítő pontosságot biztosít.

X. TÁBLÁZAT

In vitro mérési eredmények erős quench hatás mellett

^3H			$^3\text{H}/^{14}\text{C}$ arány	^{14}C		
bemért cpm	kapott cpm	%-os hiba		bemért cpm	kapott cpm	%-os hiba
32,8	35,7	+ 8,84	1: 0,64	38,1	45,6	+ 19,68
294,3	293,8	- 0,17	1: 1,29	381,2	376,6	- 1,20
6579,1	6649,8	+ 1,07	1: 0,64	4235,7	4197,9	- 0,89
43,6	46,9	- 7,56	1: 8,76	382,2	371,8	- 3,22
43,6	2,9	- 93,34	1: 97,14	4235,7	4286,1	+ 1,18
43,6	0,0	-100,00	1:485,74	21178,5	22512,3	+ 6,29
6579,1	6556,8	- 0,33	1: 0,004	25,4	27,8	+ 9,44
32895,5	32435,2	+ 1,39	1: 0,0007	25,4	27,8	+ 9,44

V. FEJEZET

KETTŐSJELŐLÉS CSERENKOV-EFFEKTUS MÉRÉSÉNEK
FELHASZNÁLÁSÁVAL

CSERENKOV a harmincas években fedezte fel a róla elnevezett effektust. Valahányszor egy részecske nagyobb sebességgel halad valamely közegben, mint a fény, kékes színű, részben az ultraibolyába nyúló sugárzás keletkezik. Az elméleti értelmezést FRANK és TAMM /42/ végezték el. A keletkező fény intenzitása függ a részecskék energiájától, valamint a közeg optikai sűrűségétől. A Cserenkov-sugárzás és a részecske pályája meghatározott szöget zár be, a szög függ a részecskék sebességétől.

Az effektust kezdetben a fizikai kutatásban használták részecske-sebesség meghatározásra. Az ötvenes években kezdték sugárzás-mérésre felhasználni liquid-scintillációs készülékekkel. MARSCHALL és BELCHER /43, 44/ a liquid-scintilláció elvi problémáinak tisztázása közben azt találta, hogy a kemény béta-sugárzó izotópok mintáiban fellépő lumineszcencia-

sugárzás létrehozásáért a Cserenkov-effektus felelős. Elméleti számítások szerint mérhető Cserenkov-sugárzás keletkezik vízben, ha a béta-sugárzó izotóp energiája nagyobb, mint 0,261 MeV. A víz igen alkalmas közeg Cserenkov-effektus keltésére nagy optikai sűrűsége miatt. A számlálási hatások arányos a béta-sugárzás energiájával, ezért a kemény béta-sugárzó izotópok /1 MeV-nél nagyobb energiájuk/ igen jó hatásokkal mérhetők Cserenkov-effektus felhasználásával. A hatvanas években egyre nagyobb mértékben terjedt el ennek a mérési módszernek az alkalmazása /43-53/.

Az utóbbi időben az irodalomban leírtak egy hullámhossz-shiftert, amely a detektor számára kedvezőbb spektrum-eloszlás biztosításával kb 50 %-al emeli a mérési hatásokat. A vegyület a 2-naftilamin-6,8-disulfonsav Na,K sója, mely vízben igen jól oldódik.

Bár liquid-scintillációval a kemény béta-sugárzó izotópok közel 100 %-os hatásokkal mérhetők, a preparálási előnyök, a minták mérés utáni újra felhasználhatósága, valamint a vizes közeg használata olyan előnyökkel jár, hogy a kissé alacsonyabb mérési hatások ellenére is, a Cserenkov-effektussal történő mérésnek jelentős perspektívái vannak. Olyan izotópok esetében, mint pl. a ^{86}Rb , amely gamma-sugárzása se-

gitségével csak kis hatásfokkal mérhető, célszerű a Cserenkov-effektust használni.

A Cserenkov-sugárzást a béta-sugárzó izotópok elektronjai idézik elő, miközben az illető közegen áthaladnak. Mivel a sugárzás spektrális eloszlása kapcsolatban áll a béta-részecske energiájával, várható, hogy a Cserenkov-spektrum is hasonló eloszlású lesz. Ezért energia szelektív mérések, akár a lágy béta-sugárzóknál, széles kapunyíláson alkalmas erősítés mellett történhet.

A liquid-scintillációs méréseknél oly nagy szerepet játszó quench-hatás itt szerencsére kevésbé jelentős. Mivel a fény keletkezése csak a közeg optikai sűrűségétől és a béta-részecske energiájától függ, a rendszer kémiai összetétele kevésbé határozza meg a hatásfokot, mint azt a liquid-scintilláció esetében láttuk. Egyedül az oldat színe az, ami kioltóhatás szempontjából szerepet játszik. Ez az u.n. szín-quench, amit a mérés hatásfokának növelése érdekében lehetőleg ki kell küszöbölni, illetve ha ez nem lehetséges, korrekcióba venni. A szín-quench csökkentésének elvileg legegyszerűbb módja a mérendő minta szintelenítése. Ha ez gyakorlatilag nehézséget jelent a korrekcióra, ugyanazon módokat használhatjuk, mint a liquid-scintillációs méréseknél:

1. internal standard módszer,
2. csatorna-arány módszer,
3. external standard módszer.

Kettősen jelzett minták mérésére a módszer kevésbé alkalmas. A rendelkezésre álló, valamint a diagnosztikai vizsgálatokban használható izotópok között csak kevés olyan izotóppár van, melynek energiáinak különbsége nagyságrendileg különbözik, és emellett mindkettő jó hatásfokkal ad Cserenkov-effektust.

Felmerül azonban a kettősjelzésű mérés olyan alkalmazása, mikor más módszerrel kombinálva használjuk a Cserenkov-effektust erre a célra. Ilyen lehetőség adódik olyan izotóppárok esetén, melyek közül az egyik ad, a másik nem, vagy csak elhanyagolható hatásfokkal ad Cserenkov-sugárzást. Ilyenkor a nagy béta-energiájú izotópot a Cserenkov-effektus segítségével, míg a kisebb energiájút más módszerrel detektálhatjuk. Így ugyan kétszer kell minden mintát mérnünk, de vannak olyan izotóppárok, melyek ezen a módon optimálisan mérhetők egymásmellett, mint egyéb módszerrel. A ^{32}P jó hatásfokkal mérhető az általa keltett Cserenkov-effektus alapján, ugyanekkor a ^{51}Cr nem ad Cserenkov-effektust. A ^{51}Cr jól mérhető Röntgen-sugárzása alapján NaI/Tl/ kristály segítségével. A ^{32}P viszont - mint béta-sugárzó izotóp - scintillációs kris-

tállyal, szűk csatornán csak igen kis hatásfokkal detektálható, így a ^{51}Cr mérést nem zavarja. Ezen elvi kiindulás alapján megpróbáltuk ^{32}P -on ^{51}Cr -el kettősen jelölt minták egymásmelletti mérését.

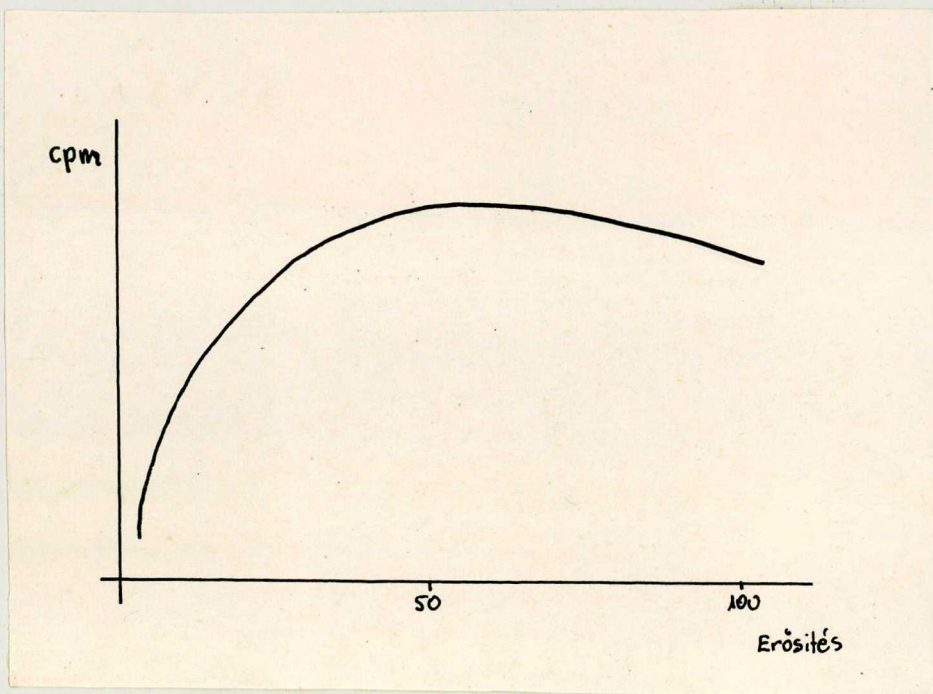
Kísérleti rész

Méréseinket Packard 3375 típusu liquid-scintillációs spektrométerrel végeztük. A mintákat K-mentes üvegedényben, desztillált vízzel készítettük. A gamma-mérésre üreges scintiblokkot használtunk, melyet a Packard-elektronikához csatlakoztattunk.

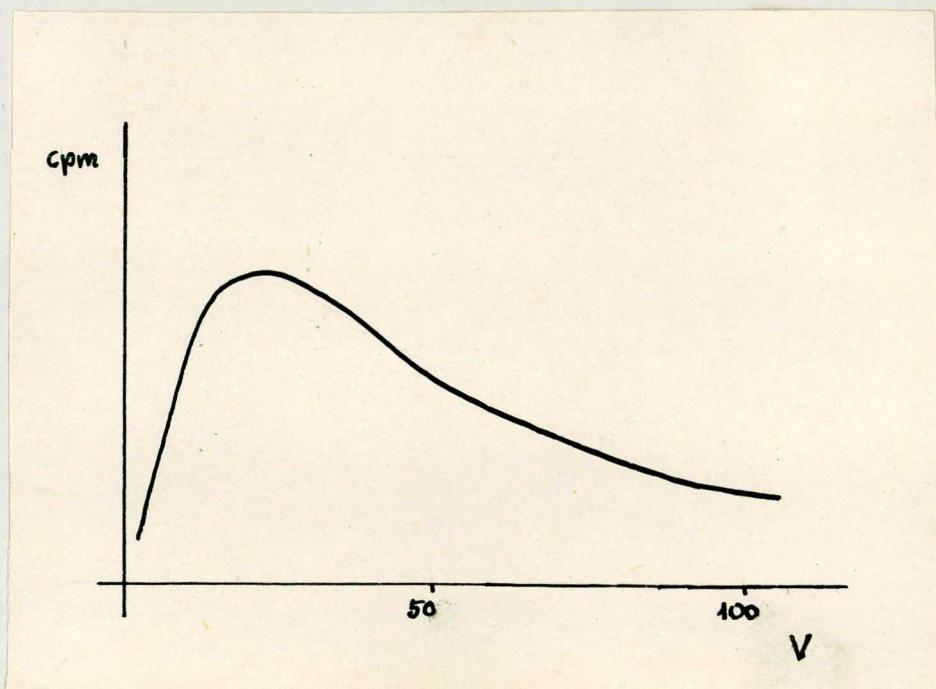
A Cserenkov-effektus mérésének hatásfoka sok tényezőtől függ. A megfelelő csatorna-beállításon kívül, az oldat térfogata, törésmutatója, színe és a használt izotóp béta-energiája játszik jelentős szerepet. In vitro méréseinkben ^{32}P és ^{51}Cr izotópot használtunk. Minden mintát desztillált vízben mérünk, tehát a szin- és törésmutató is állandó volt.

Elsőként széles kapunyíláson /5-1000/ felvettük a ^{32}P izotóp erősítési spektrumát /13. ábra/. Az ábrán jól látható, hogy 50 %-os erősítéssel érhetjük el a legnagyobb mérési hatásfokot. Ez tehát az optimális erősítési érték, melyet használva felvettük a ^{32}P energia spektrumát /14. ábra/. A ^{32}P Cserenkov-spektrum képe megfelel az átlagos béta-spektrumnak. Ez indokolja a széles kapunyíláson történő mérést.

13. ábra

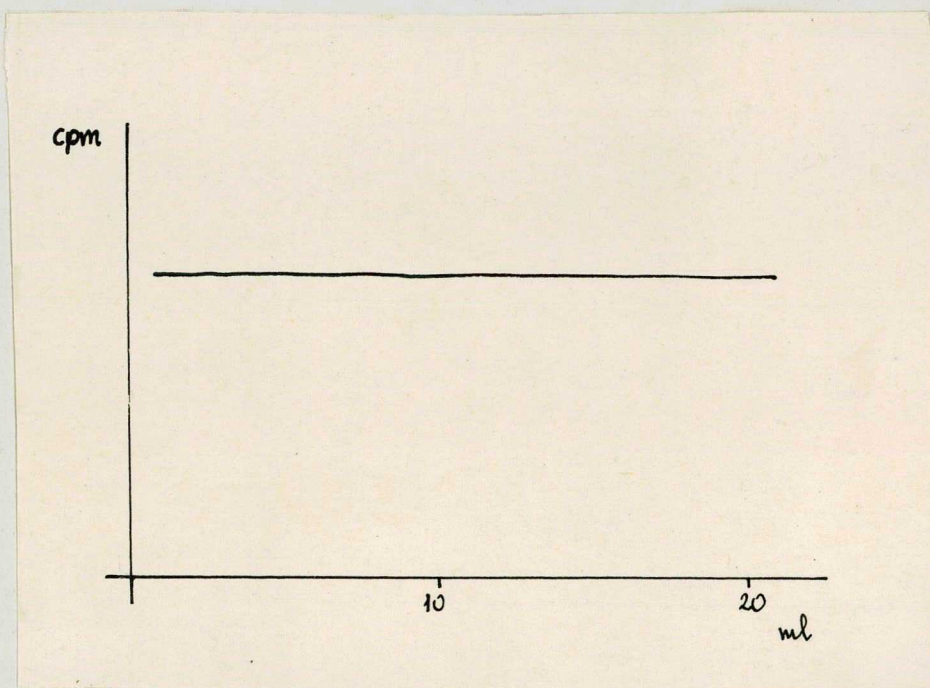


14. ábra



A továbbiakban megvizsgáltuk a minta-térfogat és a mérési hatásfok összefüggését /15. ábra/.

15. ábra



Az ábrán jól látható, hogy a mérési hatásfok lényegében a liquid-scintillációhoz hasonlóan, térfogat-független. A későbbiekben vizsgálatainkat 10 ml térfogatban végeztük.

A kiválasztott csatornán ezután lemértük a ^{51}Cr és ^{32}P mérési hatásfokát. Mint az várható volt, a ^{51}Cr nem adott Cserenkov-sugárzást, ennek megfelelően 0 % hatásfokot kaptunk. Ezzel szemben a ^{32}P jó - 27,2 % - hatásfokkal detektálható.

A ^{51}Cr fotocsucsának megfelelően beállított csatornán üreges NaJ/Tl/ kristállyal megismételtük ugyan-ezen minták mérését. A ^{51}Cr -ra 3,15 %-os, a ^{32}P -re gyakorlatilag 0 % hatásfokot kaptunk. Igazolódott, hogy a Cserenkov-csatornán a ^{51}Cr , a ^{51}Cr csatornán a ^{32}P elhanyagolható hatásfokkal mérhető csak. Így a két izotóp a másik csatornán zavaró beütésszám-emelkedést nem okoz.

Ezután in vitro méréseket végeztünk az előző fejezetekben leírt módon. Egy lineáris higitási sor és egy ellentétes higitási sor segítségével vizsgáltuk, hogy $10^1 - 10^4$ aktivitás intervallumban arányos-e a várt és kapott beütésszám?

Megvizsgáltuk azt is, hogy a két izotóp arányának változtatása milyen hatással van a mérési hibára. Eredményeinket a XI. táblázaton tüntettük fel.

Látható, hogy a lineáris higitási sorban a várt és kapott beütésszámok jó egyezést mutatnak, a csatornán mért beütésszámok korrekció nélkül a helyes értéket adják. Az ellentétes higitási sor vizsgálatával megfigyelhetjük, hogy a ^{51}Cr még közel 100:1 arányban sem zavarja a ^{32}P mérést, míg a ^{32}P 60:1 arányban is csak elhanyagolhatóan kis beütésszám-emelkedést okoz a ^{51}Cr csatornán. A fenti arányok mellett tehát mindenféle matematikai korrekció nélkül használhatjuk a mérési eredményeket. Bár az izotópok másik csatornára gyakorolt

XI. TÁBLÁZAT

bemért cpm	⁵¹ Cr		bemért cpm	³² P	
	csatornán mért cpm	korrigált cpm		csatornán mért cpm	korrigált cpm
11809,9	11376,3	11336,7	7483,0	7012,8	6992,0
8266,9	7809,8	7781,7	5238,1	4980,2	4965,9
5904,9	5399,3	5379,3	3741,5	3545,0	3535,1
2362,0	2097,8	2089,5	1496,6	1458,2	1454,4
1181,0	1061,1	1057,0	748,3	721,0	719,1
1225,2	1209,8	1205,6	760,0	730,9	728,7
857,6	823,6	820,7	532,0	507,3	505,8
612,6	597,6	595,4	380,0	377,4	376,3
245,0	242,3	241,5	152,0	140,7	140,3
122,5	113,8	113,4	76,0	65,0	64,8
245,0	231,8	231,3	76,0	71,0	70,6
612,6	588,6	588,2	76,0	70,9	69,8
857,6	788,6	788,1	76,0	78,3	76,9
1225,2	1208,3	1207,9	76,0	68,5	66,3
2362,0	2105,8	2105,3	76,0	77,3	73,4
5904,9	5482,6	5482,1	76,0	80,9	70,9
8266,9	7648,8	7648,2	76,0	90,6	76,6
11809,9	11412,0	11411,4	76,0	98,2	77,3
122,5	121,1	119,0	152,0	158,6	158,4
122,5	122,6	120,3	380,0	393,2	393,0
122,5	123,8	120,7	532,0	535,5	535,3
122,5	121,8	117,4	760,0	763,9	763,7
122,5	127,3	119,4	1496,6	1390,5	1388,2
122,5	140,8	120,5	3741,5	3582,8	3582,5
122,5	146,3	117,6	5238,1	5077,6	5077,3
122,5	157,8	116,8	7483,0	7258,0	7257,7

zavaró hatása gyakorlatilag elhanyagolható, mégis szükségesnek tartottuk megvizsgálni azt, hogy nagyobb aktivitású minták mérésekor kapunk-e értékelhető beütésszámot a háttér felett. Ennek ismerete igen fontos abban az esetben, ha nagy aktivitás-különbség van az izotóppár két tagja között. 10^4 cpm nagyságrendű standardok hosszú időn keresztül történő mérése után az a konstant $0,001829$ -nek, a b konstant $177,3$ értékűnek találtuk. Az a konstans kis értéke és a b konstans igen magas értéke arra utal, hogy a zavaró hatás kismértékű, bár nagyobb aktivitás-arány különbségeknél figyelembe kell venni. A XI. táblázatban feltüntettük az a, illetve b konstansok segítségével korrigált értékeket is. Az eredmények jó egyezést mutatnak a várt értékekkel.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a Cserenkov-effektus segítségével történő mérés - megfelelő izotópok esetén - előnyösen alkalmazható kettősjelölésre. A mintákat ugyan kétszer kell lemérni, de a módszer egyszerűsége, a mérési pontosság, ennek az új megoldásnak az alkalmazását az experimentális és diagnosztikai orvosi vizsgálatokban perspektivikussá teszi.

IRODALOM

1. TAIT, J.F., WILLIAMS, E.S.:
Assay of mixed radioisotopes.
Nucleonics, 10, 47, 1952.
2. RAPKIN, E.: Liquid Scintillation Counting 1957-1963:
A Review.
Int. J. Appl. Isotopes, 15, 69, 1964.
3. VEALL, N., VETTER, H.:
Radioisotopes Techniques in Clinical
Research and Diagnosis.
London, Butterworths, 1958.
4. NINOMIYA, R.: A programmed analysis for the counting
of aqueous samples containing two
radioactive isotopes.
Int. J. Appl. Isotopes, 17, 355, 1966.
5. PLOTKA, E.D., STANT, E.G., WALTA, F.A., GARWOOD, V.A.,
ERB, R.E.:
A computer program for double radionuclide
assay data.
Int. J. Appl. Isotopes, 17, 637, 1966.
6. TYKAVA, R.: Analysis of errors and accuracy of
simultaneous ^3H and ^{14}C assay in organic
substances by means of internal gas
counter.
Int. J. Appl. Isotopes, 18, 45, 1967.
7. FELTS, J.M., MAYES, P.A.:
A computer program for the calculation of
radioactivity data from liquid scintillation
counters filled with external standard.
Biochem. J. 105, 735, 1967.

8. TANAKA, R., IINUMA, T.A., MATSUOKA, O.:
Optimum isotope ratio in double tracer studies.
Physiol. med. Biol. 12, 345, 1967.
9. O'KELLEY, G.D.: Scintillation spectrometer for routine use.
U.S.At. Energy Comm., Techn. Inform. Service, Oak Ridge, Tenn. MTA-31, 5, 1952.
10. ASTRÖM BJÖRN: A scintillation spectrometer.
Arkiv Fysik, 7, 241, 1953.
11. ROBERTS, P.W.: Resolution of scintillation spectrometers.
Proc. phys. Soc. /London/, 66 A, 192, 1953.
12. GOOD, W.M., MOAK, C.D., ROBINSON, G.P., REESE, H.:
Pulse-height spectrum produced in sodium iodine by nuclear gamma-rays of various energies.
Physiol. Rev. 83, 241, 1951.
13. STICKLER, T.D., WALBY, W.G.:
Automatic recording gamma-ray spectrometer.
Rev. Sci. Instr. 24, 13, 1953.
14. BORKOWSKI, C.J., CLARK, R.L.:
Gamma-Energy resolution with sodium iodine scintillation spectrometer.
Physiol. Rev. 86, 583, 1951.
15. MATEOSIAN, E.: Measurement of gamma-ray energies with a scintillation spectrometer.
Physiol. Rev. 83, 223, 1951.
16. CONNALLY, R.E., LEHOERY, M.B.:
Analysis of radionuclide mixture using a gamma, beta scintillation spectrometer.
Anal. Chem. 25, 1095, 1953.

17. HINE, G.J., BURROWS, B.A., POLLICOVE, M., ROSS, J.F., SARKES, L.A.:
Scintillation counting for multiple tracer studies.
Nucleonics, 13, 23, 1955.
18. KAHN, B., LYON, W.S.:
Use of scintillation spectrometer in radiochemical analysis.
Nucleonics, 11, 61, 1953.
19. BLUM, A.S.: Simultaneous determination of radiochemical mixtures.
Nucleonics, 14, 64, 1956.
20. PEACOCK, W.C., EVANS, R.D., IRVINE, J.V., GOOD, W.M., KIPP, W.H., WEISS, S., GIBSON, J.G.:
The use of two radioactive isotopes of iron in tracer studies of erythrocytes.
J. clin. Invest. 25, 605, 1946.
21. ARMSTRONG, W.D., BARNUM, C.P.:
Concurrent use of radioisotopes of calcium and phosphorus in the study of the metabolism of calcified tissues.
J. biol. Chem. 172, 199, 1948.
22. JAMES, A.H., BROOKS, L., EDELMAN, I.S., OLNEY, J.M., MOORE, F.D.:
Body sodium and potassium. I. Simultaneous measurement of exchangeable sodium and potassium in man by isotope dilution.
Metabolism, 3, 313, 1954.
23. MOLLISON, P.L., VEALL, N.:
The use of the isotope ^{51}Cr as a label for red cells.
Brit. J. Haematol. 1, 62, 1955.
24. WEINSTEIN, I.M., BEUTLER, E.:
The use of ^{51}Cr and ^{59}Fe in combined procedure to study erythrocyte production and destruction in normal subjects and in patients with haemolytic or aplastic anemia.
J. Lab. Clin. Med. 41, 616, 1955.

25. ROBINSON, G.V., ARONS, W.L., SOLOMON, A.K.:
An improved method for simultaneous
determination of exchangeable body
sodium and potassium.
J. clin. Invest. 34, 134, 1955.
26. REYNOLDS, G.T., HARRISON, F.B., SALVINI, G.:
~~Liquid scintillation counters.~~
Phys. Rev. 78, 488, 1950
27. KALLMAN, H.: Scintillation counting with
solutions.
Phys. Rev. 78, 621, 1950.
28. WERBIN, H., Le ROY, G.V.:
Cholesterol. A precursor of tetra-
hydrocortisone in man.
J. Amer. chem. Soc. 76, 5260, 1954.
29. OKTEA, G.T., KABARA, J.J., RICHARDSON, F., Le ROY, G.V.:
Assaying compounds containing tritium and
carbon-14.
Nucleonics, 15, 111, 1957.
30. BELL, C.G., HAYES, F.N.:
Liquid Scintillation Counting.
Pergamon Press, London 1958.
31. MOORE, F.D., Mc MURREY, H., PARKER, H.V., MAGNUS, I.C.:
Body composition-total body water and
electrolytes; intravascular and extra-
vascular phase volumes.
Metabolism, 5, 447, 1956.
32. PETERSON, R.E.: Proceedings of the symposium on
advances in tracer applications of tritium.
p. 16, 1958.
33. HIBBERT, R.D., HAYES, F.N.:
Liquid Scintillation Counting.
Bell, C. and Hayes, F.N., Eds. p. 41.
Pergamon Press, 1958.

34. TAIT, S.A.S., TAIT, J.F.:
Methods of Hormone Research.
Dorfman, R.J., Ed. p. 265. Acad. Press,
New York 1962.
35. NESTEL, P.J., HAVEL, R.J., BEZMAN, A.:
Sites of initial removed of
triglyceride fatty acids from the blood.
J. clin. Invest. 41, 1915, 1962.
36. DOI, R.H., SPIEGELMAN, S.:
Homology test between the nucleic acid
of an RNA virus and the DNA in the host
cell.
Science, 138, 1271, 1962.
37. KABARA, J.J., SPAFFORD, N.R., MCKENDRY, M.A.:
Advances in Tracer Methodology.
S. Rotchild, Ed. Vol. 1, p. 76. Plenum
Press, New York 1963.
38. ELLEN, K.A.O.: A dual-label technique for comparing
the rates of synthesis of nucleic acid
fractions separated by methylated albumin
Kieserkuhr chromatography from cells in
different states of activity.
Biochim. biophys. Acta, 149, 74, 1967.
39. KNOLLE, P.: Liquid scintillation counting of ^{32}P , ^{14}C -
doubly labeled sucrose gradient fractions.
Acta biol. med. germ. 18, 15, 1967.
40. EAKINS, J.D., BROWN, D.A.:
An improved method for the simultaneous
determination of ^{55}Fe and ^{59}Fe in blood by
liquid scintillation counting.
Int. J. Appl. Isotopes, 17, 391, 1966.
41. YARBROUGH, J.D., FINELIS, A.F., O'KELLEY, J.C.:
Liquid scintillation determination of ^{45}Ca
and ^{89}Sr in unicellular Algae.
Int. J. Appl. Isotopes, 17, 453, 1966.

42. FRANK, I., TAMM:
Coherent visible radiation of fast
electrons passing through matters.
Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 14, 109, 1937.
43. MARSHAL, J.: Particle counting by Cerenkov radiation.
Physiol. Rev. 36, 685, 1952.
44. BELCHER, E.M.: The luminescence of irradiated
transparent media and the Cerenkov effect.
I. The luminescence of aqueous solutions
of radioactive isotopes.
Proc. roy. Soc. Med. A 216, 90, 1953.
45. JELLEY, J.V.: Cerenkov radiation and its applications.
1958.
46. HABERER, K.: Measurement of beta activities in aqueous
samples by Cerenkov radiation.
Atom Wirtschaft, 10, 36, 1965.
47. BRAUNSBURG, H., GUYVER, A.:
Automatic liquid scintillation counting
of high-energy beta emitters in tissue
slices and aqueous solutions in absence
of organic scintillators.
Analyt. Biochem. 10, 86, 1965.
48. PARKER, R.P., ERLICK, R.H.:
The assay of beta-emitting radioisotopes
using Cerenkov counting.
Int. J. Appl. Isotopes, 17, 361, 1966.
49. MADEY, R., LEIPURER, L.:
How much do Cerenkov counters scintillate?
Nucleonics, 14, 51, 1956.
50. ERLICK, R.H., PARKER, R.P.:
The use of Cerenkov radiation in the
measurement of beta-emitting radionuclides.
Int. J. Appl. Isotopes, 19, 263, 1968.

51. FRANCOIS, B.: La detection du potassium-42 par l'effect Cerenkov.
Int. J. Appl. Isotopes, 18, 525, 1967.
52. De VOLPI, A., PORGES, K.G.A.:
Cerenkov counting of aqueous solutions.
Int. J. Appl. Isotopes, 16, 496, 1965.
53. STUBBS, R.D., JACKSON, A.:
Channels ratio colour quenching correction
in Cerenkov counting.
Int. J. Appl. Isotopes, 18, 875, 1967.

