



# **Kiterjedt közegek analitikai vizsgálata neutronokkal**

**Doktori (PhD) értekezés**

**Király Beáta**

**Debreceni Egyetem  
Természettudományi Kar  
Debrecen, 2003**

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem TTK Fizika Doktori Iskola Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem TTK doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2003. ....

Király Beáta  
doktorjelölt

Tanúsítom, hogy Király Beáta doktorjelölt 1999 – 2003 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2003. ....

Prof. Dr. Csikai Gyula  
témavezető

# Tartalomjegyzék

Bevezetés.....	1
1. Irodalmi előzmények.....	3
1.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet.....	3
1.1.1 Az albedó fogalma.....	3
1.1.2 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet fogalma.....	5
1.1.3 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet értékei.....	7
1.1.4 A hidrogéntartalom meghatározása.....	9
1.2 Fluxuselozslás.....	10
1.2.1 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők definíciója.....	10
1.2.2 A $G$ és $H$ tényezőkre adott elméleti formulák.....	13
1.2.3 A fluxuselozslás kísérleti meghatározása.....	15
1.2.4 Fluxuselozslás víz és grafit moderátorban.....	18
2. Anyag és módszer.....	20
2.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet.....	20
2.1.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése aktivációs fóliával.....	20
2.1.2 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése $\text{BF}_3$ számlálóval, relatív módszerrel.....	22
2.2 Fluxuselozslás.....	27
2.2.0 A felhasznált reakciók és számítások.....	27
A felhasznált reakciók.....	27
A fluxus számítása.....	29
Hibaszámítás.....	34
Az átlagos fluxus kiszámítása.....	35
2.2.1 Fluxuselozslás a Pu-Be forrás felszínén.....	37
2.2.2 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők vékony mintákban.....	37
2.2.3 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők kiterjedt mintákban.....	38
2.2.4 A termikus és epitermikus neutronok aránya.....	40
3. Eredmények.....	42
3.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet.....	42
3.1.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése aktivációs fóliával.....	42
3.1.2 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése $\text{BF}_3$ számlálóval, relatív módszerrel.....	45
3.2 Fluxuselozslás.....	51
3.2.1 Fluxuselozslás a Pu-Be forrás felszínén.....	51
3.2.2 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők vékony mintákban.....	52
A fluxuselozslás.....	52

A $\langle \phi \rangle$ , $\phi_s$ , $\phi_0$ meghatározása .....	53
Az $F$ , $G$ és $H$ meghatározása .....	55
3.2.3 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők kiterjedt mintákban.....	69
A fluxuseloszlás.....	69
Az $F$ , $G$ és $H$ meghatározása .....	71
3.2.4 A termikus és epitermikus neutronok aránya .....	88
3.2.5 A moderátorok összehasonlítása.....	97
Összefoglalás.....	98
Summary .....	106
Irodalomjegyzék.....	114
Függelék.....	116

## ***Bevezetés***

Ez az értekezés azon munka összefoglalása, melyet 1999 februárjában még egyetemi hallgatóként kezdtem, 1999 szeptembere és 2002 augusztusa között mint PhD ösztöndíjas, 2002 szeptembere és 2003 júniusa között mint predoktor végeztem a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén prof. dr. Csikai Gyula irányítása alatt.

Az értekezés témája a kiterjedt közegek neutronokkal történő analitikai vizsgálata. Tartalmazza a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet és a fluxusperturbációs tényező mérésében elért eredményeket, valamint a grafit és a hidrogénes moderátorok aktivációs analízisben való felhasználásának összehasonlítását. (Kiterjedt közegek hidrogéntartalmának meghatározására – annak tudományos és gyakorlati jelentősége miatt – a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség egy nemzetközileg koordinált programot indított 1997-ben. \*)

A fejezetek sorrendjében eltértem a Kari Doktori Szabályzat által megszabottól: az irodalmi előzményeket (1. fejezet) az anyag és módszer leírása (2. fejezet) követi, és az eredmények (3. fejezet) ismertetése zárja. Olykor nehéz volt eldönteni, mi kerüljön a 2. és mi a 3. fejezetbe.

Az értekezés két témát ölel fel a kiterjedt közegek neutronokkal történő analitikai vizsgálatának tárgyköréből. Javasolom a tisztelt olvasónak, hogy egy témához kapcsolódóan haladjon végig a három fejezeten, s aztán kezdje előlről a másik témára vonatkozó részekkel. Az eligazodásban a fejezetek számozása, az anyag és módszer (2. fejezet) és az eredmények (3. fejezet) közti párhuzam megtalálásában az azonos alfejezetcímek segítenek.

Az irodalomban számos könyvet, publikációt, kiadványt fel lehetett volna sorolni a témákhoz kapcsolódóan. Én csak azokat a műveket idéztem, amelyeket ténylegesen felhasználtam az értekezés elkészítése során. Az egyik mű kétszeri szerepeltetését az irodalomban az indokolta, hogy az értekezés két témájához kapcsolódó megjelölt oldalak így jól elkülönülnek. Az irodalmi előzményekben (1. fejezet) azért szerepel egy általam is jegyzett cikk, mert az itt idézett rész a társszerők munkája és eredménye.

Az értekezés elkészítése során előfordult, hogy az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk néhány eredményét és kijelentését felülbíráltam.

---

\* Bulk hydrogen analysis, using neutrons, IAEA/PS/RCM97-1, Vienna, 1997

A méréseket a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén végeztük, kivéve a grafitmáglyában történt besugárzásokat és az abszolút aktivitás mérését, melyeket japán együttműködésben a High Energy Accelerator Organization (KEK), Radiation Science Center intézetében Tsukubában (Japán) végeztünk T. Sanamival és T. Michikawával közösen.

Kutatásainkat az Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok (OTKA T037190) és a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (International Atomic Energy Agency, Vienna, 10886/R0 és 9645/R0) támogatták.

Ezúton mondok köszönetet mindazoknak, akik munkám során segítségemre voltak.

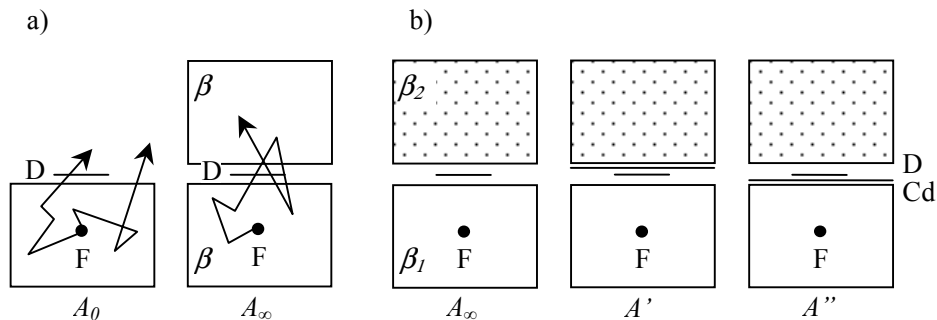
# 1. Irodalmi előzmények

## 1.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet

A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet fogalmát Csikai és Buczkó vezették be 1999-ben [1]. Ezen mikroszkopikus paraméter jól jellemzi a különböző atomok reflexiós tulajdonságait. Szoros kapcsolat mutatható ki a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet és a rugalmas szórás hatáskeresztmetszete között. A fogalom megalkotását hasznossága indokolta. Előzménye az Amaldi és Fermi által 1936-ban bevezetett albedó fogalma [2], mely szintén a különböző anyagok neutronvisszaszórását jellemzi, de makroszkopikus értelemben.

### 1.1.1 Az albedó fogalma

Az albedó ( $\beta$ ) annak valószínűségét fejezi ki, hogy egy, a félteret kitöltő anyagdarab szabad felületére beeső neutron az anyagban történő többszörös ütközés elszenvedése után távozik onnan, vagyis kilép a felületen. Főként termikus neutronokra szokás értelmezni. Már Amaldi és Fermi rámutattak fent említett cikkükben, hogy az albedó függ a neutron beesési szögétől, ezért kívánatosabb a fenti meghatározásból levezetett alábbi formula alapján definiálni a kísérleti albedó fogalmát [2, 3].



1.1 ábra Az albedó fogalmához. Jelölések: F – forrás, D – detektor, Cd – kadmium [4]

Tekintsünk egy szóróközeget, mely kitölti a félteret, és melyben termikus neutronforrás található (1.1.a ábra). Legyen adva egy végtelen vékony, síklemez alakú, termikus neutronokra érzékeny detektor. Először helyezzük a detektort a szóróközeg felületére, az így kapott aktivitás legyen  $A_0$ . Aztán

töltsük ki a másik félteret is a szóróközzel, így a detektor a felülettől végtelen távol kerül. Az így mért aktivitás legyen  $A_\infty$ .

Legyen  $N$  azon termikus neutronok száma, melyek a detektorra esnek az első esetben, vagyis amikor egyik oldalról határolja a szóróközzel. Jelölje  $\zeta$  annak valószínűségét, hogy egy, a detektorra eső neutron befogódik. Ekkor az  $A_0$  aktivitás arányos az  $N\zeta$  mennyiséggel.

A második esetben, amikor a detektor a szóróközzel belsejében helyezkedik el, a detektort mindkét irányból  $N$  beeső neutron éri, azaz összesen  $2N$ . Annak valószínűsége, hogy egy, a detektorra eső neutron befogódik:  $\zeta$ , annak pedig, hogy nem fogódik be:  $1-\zeta$ . Az egyik irányból beeső és el nem nyelt neutronok azonban vissza is verődhetnek, ennek valószínűsége éppen az albedó értéke ( $\beta$ ). A visszavert neutronok egy része elnyelődik a detektorban, más részük áthalad, és így tovább. Így az elnyelődés valószínűségére kapjuk:

$$\zeta + \zeta\beta(1-\zeta) + \zeta\beta^2(1-\zeta)^2 + \dots = \frac{\zeta}{1-\beta(1-\zeta)} = \frac{\zeta}{1-\beta+\beta\zeta}.$$

$A_\infty$  arányos a detektor által befogott neutronok számával:  $2N \frac{\zeta}{1-\beta+\beta\zeta}$ . Így

az  $A_\infty/A_0$  hányadosra kapjuk:  $2/(1-\beta+\beta\zeta)$ . Ha a detektor nagyon vékony, vagyis a befogás  $\zeta$  valószínűsége (és ezzel  $\zeta$  szögfüggése) elhanyagolható, akkor

$$A_\infty / A_0 = 2 / (1 - \beta) \quad (1.1)$$

Az (1.1) formula által definiált  $\beta$ -t nevezzük kísérleti albedónak.

Az így definiált kísérleti albedó még mindig egy átlagérték, a többszörös visszaverődés miatt nem rendelhető a felületre beeső neutronok egy adott szögeloszlásához. Ennek kiküszöbölésére illetve az albedónak a beeső neutronok szögétől való függésének meghatározására javasolt módszer 1959-ben Csikai és Daróczy [3].

Inhomogén közegek esetén a közeget elválasztó felületre helyezett detektort alkalmazhatunk az albedó meghatározására a következőképpen [4] (1.1.b ábra). Tegyük a detektort először a két közeg közé, az így kapott aktivitás legyen  $A_\infty$ . Majd helyezzünk a detektor és a forrást nem tartalmazó (ismeretlen  $\beta_2$  albedójú) közeg közé, aztán pedig a detektor és a forrást tartalmazó (ismert  $\beta_1$  albedójú) közeg közé kadmium lemezt, mely elnyeli a termikus neutronokat. Az így kapott aktivitásokat jelölje rendre  $A'$  és  $A''$ . Megmutatható, hogy ekkor

$$\beta_2 = \frac{A_\infty - A' - A''(1 + \beta_1)}{A' + A_\infty \beta_1} \quad (1.2)$$

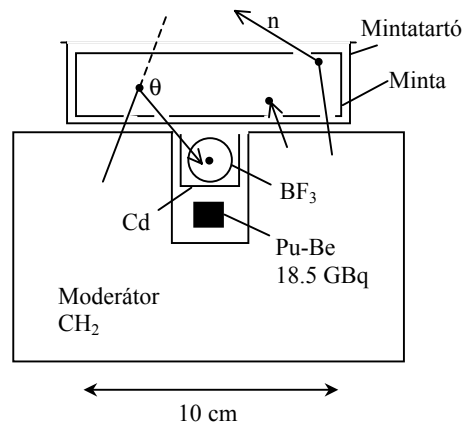
$\beta_2 = \beta_1 = \beta$  és  $A' = A'' = A_0$  helyettesítéssel a homogén közegre kapott formulát nyerjük vissza.

A különböző közegekre mért albedó értékeit vizsgálva azt kapjuk, hogy a közeg vastagságát növelve az albedó értéke növekszik, míg el nem ér egy, az adott közegre jellemző telítési értéket [4]. (Ebben az esetben a mérések nyilván olyan közegekkel történtek, melyek kiterjedésükben nem tekinthetők végtelennek.)

Az albedó ismeretében végzett különböző számításoknak nagy jelentőségük van például a sugárvédelemben. Az előzőekből kitűnik, hogy az albedó meghatározása nem egyszerű feladat. Gyakran azonban nincs is szükség ennek ismeretére a gyakorlati alkalmazásokban, elegendő egy kevésbé általános paraméter, a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet ismerete.

### 1.1.2 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet fogalma

A minták visszaszórási tulajdonságának mikroszkopikus jellemzésére hasznosnak tűnt bevezetni a neutronvisszaszórási (reflexiós) hatáskeresztmetszet fogalmát [1]. Ezt a fizikai mennyiséget  $\sigma_\beta$ -val jelöljük, utalván az indexben a  $\beta$  albedóra. A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet nem a geometriától független fogalom, a szóróközeg elemi összetételén kívül függ a mérés elrendezésétől is.



1.2 ábra Mérési elrendezés a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszei vizsgálatához

Az 1.2 ábrán az a mérési elrendezés látható, melyet Csikai és Buczkó a reflexiós hatáskeresztmetszet meghatározására alkalmaztak [1]. A Pu-Be forrásból kilépő gyors neutronok a henger alakú hidrogénes (bonamid, más néven  $\epsilon$ -kaprolaktám,  $(\text{CH}_2)_5\text{CONH}$ ) moderátorban lassulnak. A moderátor tetején elhelyezett, szintén henger alakú (10,2 cm átmérőjű) mintába bejutó neutronok egy része visszaverődik a moderátor irányába. Az átlagos szóródási szög nagyobb, mint  $90^\circ$ . Az itt lévő  $\text{BF}_3$  számláló detektálja a visszaszórt termikus neutronok bizonyos (a pontos geometriától és a számláló paramétereitől függő) részét. A számláló érzékeny részének átmérője 18 mm, hossza 80 mm. A számlálósövet csak a minta felől szabadon hagyó Cd borítás biztosítja, hogy a moderátor felől érkező neutronok ne szólaltassák meg a detektort.

Helyezzünk mintát a mintatartóba, az így mért időegységenkénti beütésszámot jelölje  $I$ . Ismételjük meg a mérést üres mintatartóval, az így mért mennyiség legyen  $I_0$ . Ekkor az  $R = (I - I_0)/I_0$  háttér feletti relatív többlet beütés arányos a minta atomjai által felületegységként kitakart felülettel:

$$R = C \frac{n\sigma_\beta}{S} = CNd\sigma_\beta, \quad (1.3)$$

ahol  $C$  arányossági tényező,  $n$  a minta összes atomjainak száma,  $\sigma_\beta$  a mintára jellemző (de a geometriától is függő) neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszet,  $S$  a minta detektor felé néző felületének nagysága,  $N$  a minta egységnyi térfogatában levő atomok száma,  $d$  a minta vastagsága. Amennyiben az (1.3) egyenlőségben  $S$ -et  $\text{cm}^2$ -ben,  $N$ -et  $\text{atom}/\text{cm}^3$ -ben,  $d$ -t  $\text{cm}$ -ben és  $\sigma_\beta$ -t barnban kívánjuk megadni, a  $C$  arányossági tényező értéke  $C = 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{barn}$ .

A minta  $m$  tömegének és  $M$  moláris tömegének ismeretében az  $n/S = Nd$  mennyiség kiszámítható:

$$\frac{n}{S} = Nd = \frac{mN_A}{MS}, \quad (1.4)$$

ahol  $N_A$  az Avogadro-szám.

Az (1.3) egyenlőség átrendezésével a  $\sigma_\beta$  neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszetre a következőt kapjuk:

$$\sigma_\beta = \frac{RS}{Cn} = \frac{R}{CNd}. \quad (1.5)$$

A minta  $d$  vastagságának növelésével a mért  $I$  mennyiség is növekszik, minthogy növekszik a visszaszórásban résztvevő atomok  $n$  száma. Az  $I$  mennyiséget a  $d$  mintavastagság függvényében ábrázolva egy olyan görbét kapunk, mely telítésbe megy. Ennek oka, hogy a visszaszórásban csak a minta alsó rétege vesz részt, a felsőbb rétegekbe vagy el sem jutnak a neutronok, vagy onnan visszafelé szóródva a detektor elérése előtt elnyelődnek a mintában. Emiatt ügyelni kell a minta vastagságának megválasztásánál, különösen nagy abszorpciós hatáskeresztmetszetű elemek (Cl, Co, Ag, Hg stb.) továbbá néhány fém (Zn, Fe, Cu) és vegyületeik esetén.

A tapasztalatok igazolták azt a feltevést, hogy ha a minta anyaga olyan molekulákból áll, melyeket felépítő atomoknak különböző a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetük, akkor a molekulára vonatkozó reflexiós hatáskeresztmetszet az egyes atomok hatáskeresztmetszetének az atomok számával súlyozott összegeként számítható [1]. Eszerint tehát:

$$\sigma_{\beta mol} = \sum_i n_i \sigma_{\beta i} = \frac{RS}{Cn_{mol}} = \frac{R}{CN_{mol}d}, \quad (1.6)$$

ahol  $\sigma_{\beta mol}$  a molekula neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszete,  $n_i$  az  $i$  típusú atomok száma a molekulában,  $\sigma_{\beta i}$  az  $i$  típusú atom visszaszórási hatáskeresztmetszete,  $n_{mol}$  a mintában levő összes molekulák száma,  $N_{mol}$  a minta egységnyi térfogatában levő molekulák száma.

### 1.1.3 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet értékei

Csikai és Buczkó számos mérést végeztek [1] különböző összetételű minták felhasználásával. A vizsgálatok elvégzésére közvetlenül alkalmas tiszta elemeken (C, Fe, Al stb.) kívül az (1.6) egyenlőség felhasználásával gázhalmazállapotban előforduló elemek (O, H, Cl stb.) termikus neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetét is meghatározták szerves és szervetlen vegyületekből. Ezek értékeit az 1.1 táblázat tartalmazza.

Amint az várható az ütközések mechanikájának ismeretében, a hidrogén reflexiós hatáskeresztmetszete messze a legnagyobb a többi elemhez viszonyítva. Ezért az ezen paraméter mérésén alapuló módszer jól alkalmazható minták hidrogén- és víztartalmának meghatározására. Minthogy azonban a hidrogénre kapott  $\sigma_{\beta H}$  értékekben jelentősebb eltérések figyelhetők meg kristályos és nem kristályos alakú vegyületeket alapul véve, a kristályos szerkezet lehetséges hatásait nem szabad figyelmen kívül hagyni.

1.1 táblázat Néhány elem termikus neutronvisszaszórási hatás-keresztmetszete ( $\sigma_\beta$ ),  $R_\beta = \sigma_{\beta,X} / \sigma_{\beta,H}$ ,  $R_{EL} = \sigma_{EL,X} / \sigma_{EL,H}$  és  $R_\beta / R_{EL}$  értéke a vonatkozó adatkönyvtárakkal [1]

Elem	$\sigma_\beta$ (barn)	$R_\beta$ (%)	$R_{EL}$ (%)	$R_\beta / R_{EL}$	Adatkönyvtár
H	$17,17 \pm 0,3$	—	—	—	—
C	$3,15 \pm 0,15$	18,35	17,01	1,078	JEF
N	$4,80 \pm 0,5$	27,95	35,52	0,786	JEF
O	$2,59 \pm 0,30$	15,08	13,87	1,087	ENDF
F	$2,40 \pm 0,25$	13,98	14,14	0,988	JEF
Na	$1,845 \pm 0,20$	10,74	10,65	1,008	JEF
Al	$0,95 \pm 0,15$	5,53	4,995	1,107	JEF
Si	$1,31 \pm 0,12$	7,63	7,62	1,001	JENDL
S	$0,72 \pm 0,20$	4,19	3,58	1,170	JENDL
Cl	$4,8 \pm 0,4$	27,95	57,53	0,486	JEF
K	$1,305 \pm 0,12$	7,60	7,71	0,985	CENDL
Ca	$1,70 \pm 0,11$	9,90	10,08	0,982	CENDL
Mn	$1,46 \pm 0,12$	8,50	7,55	1,126	ENDF
Fe	$6,40 \pm 0,20$	37,27	39,20	0,950	CENDL
Co	$3,36 \pm 0,25$	19,57	20,69	0,946	JEF
Ni	$9,0 \pm 0,40$	52,42	61,70	0,849	BROND
Cu	$4,6 \pm 0,2$	26,21	27,02	0,970	CENDL
Zn	$2,7 \pm 0,15$	15,72	14,56	1,079	BROND
Zr	$4,20 \pm 0,20$	24,46	22,36	1,094	JEF
Nb	$4,00 \pm 0,30$	23,29	22,44	1,038	BROND
Sr	$3,18 \pm 0,40$	18,52	18,48	1,002	JENDL
Sn	$3,10 \pm 0,25$	18,05	16,97	1,064	BROND
Sb	$2,20 \pm 0,15$	12,81	12,87	0,995	JENDL
Hg	$4,65 \pm 0,5$	27,08	nincs adat	—	—
Pb	$7,15 \pm 0,5$	41,64	38,93	1,070	BROND

Míg a neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszet különböző elemekre vonatkozó értékei függenek a konkrét mérési elrendezéstől, addig az egymáshoz viszonyított relatív értékek ettől függetlenek. A hidrogén kiemelkedő szerepe miatt a hidrogénre kapott  $\sigma_{\beta,H}$ -hoz viszonyítjuk a különböző elemekre kapott  $\sigma_{\beta,X}$  értékeket. Az  $R_{\beta} = \sigma_{\beta,X} / \sigma_{\beta,H}$  arányokat százalékban megadva az 1.1 táblázat tartalmazza. Ugyanitt láthatók az ennek mintájára a rugalmas szóródás hatáskeresztmetszeteiből számított  $R_{EL} = \sigma_{EL,X} / \sigma_{EL,H}$  (ahol  $\sigma_{EL,H} = 29,026$  barn) százalékban megadott értékei. A rugalmas szóródás hatáskeresztmetszetei a szobahőmérsékletű, energiájukban Maxwell-eloszlású neutronokra átlagoltak, a JEF Report 14-ben [5] levő feltüntetett adatkönyvtárakból származnak. Az 1.1 táblázat tartalmazza továbbá az  $R_{\beta} / R_{EL}$  értékeket, melyek nagy része 1-hez közel esik. Mivel

$$\frac{R_{\beta}}{R_{EL}} = \frac{\sigma_{\beta,X} / \sigma_{\beta,H}}{\sigma_{EL,X} / \sigma_{EL,H}} = \frac{\sigma_{\beta,X} / \sigma_{EL,X}}{\sigma_{\beta,H} / \sigma_{EL,H}}, \quad (1.7)$$

ez egyúttal azt is jelenti, hogy a különböző elemek neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszete állandó arányú része a megfelelő rugalmas szórás hatáskeresztmetszetnek. Ezt az arányt először Csikai adta meg egy konferencián elhangzott előadásban [6]:  $\sigma_{\beta} / \sigma_{EL} = 0,59$  ebben a geometriában.

#### 1.1.4 A hidrogéntartalom meghatározása

Az 1.2 ábrán látható elrendezés annak a mérési geometriának módosított változata, melyet Buczkó és mások fejlesztettek ki 1975-ben aszfaltbeton minták bitumentartalmának meghatározására [7]. A módszer lényege a következő.

Az előzőekben leírtakhoz hasonlóan mérést végzünk üres mintatartóval és a minta behelyezésével is, a kapott időegységenkénti beütésszámokat jelölje rendre  $I_0$  és  $I$ . Az  $R = (I - I_0) / I_0$  mennyiséget osszuk el a minta  $\rho$  sűrűségével:

$$\eta = \frac{R}{\rho} = \frac{I}{\rho} \cdot \frac{I - I_0}{I_0}. \quad (1.8)$$

Azonos minőségű kővázhoz különböző mennyiségű bitument keverve, és az ezen mintákra kapott  $\eta$  értékeket a bitumentartalom függvényében ábrázolva egyenest kapunk. E kalibrációs görbe felhasználásával az útépitések

alkalmával aszfaltbeton mintát véve a bitumentartalom és ezen keresztül az út várható minősége gyorsan meghatározható.

Ezt az eljárást sikeresen alkalmazták többek között Al-Jobori és mások különböző helyekről származó nyers kőolaj minták hidrogéntartalmának meghatározására [8]. Ebben az esetben a kalibrációs görbét szénhidrogének (CH) és CHO vegyületek felhasználásával vették fel.

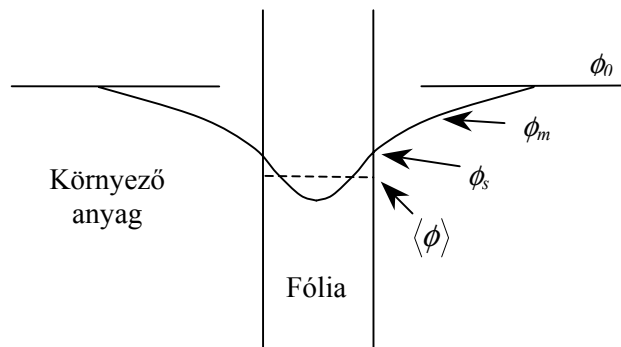
## 1.2 Fluxuselozslás

A neutronok analitikai és egyéb célokra történő alkalmazásában gyakran elengedhetetlen, hogy egy moderátorban vagy kiterjedt mintában minél pontosabban ismerjük a neutronfluxus eloszlását. Ezt legegyszerűbben detektorfóliák alkalmazásával érhetjük el. A felaktivált fóliák aktivitását mérve a bomlástörvény és a fólia adatainak ismeretében egyszerű számítások elvégzésével következtethetünk a fluxuselozslásra.

A dolog azonban nem ilyen egyszerű, mivel a mérés illetve a mérőeszköz kisebb-nagyobb mértékben megváltoztatja a mérendő mennyiséget, módosítja a mérés eredményét. Ez történik a fóliák esetében is: jelenlétük a közegben kissé módosítja a kialakuló neutronteret. Ezért szükséges bizonyos korrekciós faktorok, nevezetesen a fluxusperturbáció ( $F$ ), az önárnyékolás ( $G$ ) és a fluxusdepresszió ( $H$ ) tényezőinek bevezetése.

### 1.2.1 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők definíciója

Tekintsük az 1.3 ábrát, melyen egy fólia metszete látható az azt körülvevő anyaggal. Az ábra mutatja, hogyan változik a neutronfluxus a környező anyagtól a fólia közepe felé haladva.



1.3 ábra A fluxusperturbáció ( $F$ ), az önárnyékolás ( $G$ ) és a fluxusdepresszió ( $H$ ) definíciójához [9, 10]

A távolabbi helyeken állandó  $\phi_0$  fluxus a fóliához közelítve már a fóliát körülvevő anyagban jelentősen csökkenhet. Ennek oka, hogy a fólia a környező anyagnál nagyobb befogási hatáskeresztmetszetének köszönhetően mintegy kiüríti közvetlen környezetét. A fólia felől kevesebb neutron szóródik ebbe a zónába, mint a környező anyag felől. A jelenség neve fluxusdepresszió, mennyiségileg a  $H$  fluxusdepressziós faktorról jellemezhető:

$$H = \phi_s / \phi_0 , \quad (1.9)$$

ahol  $\phi_s$  a neutronfluxus a fólia felületén ( $s$  – surface),  $\phi_0$  pedig a háborítatlan fluxus, mely a fólia távollétében jellemzi az adott helyet.

A fólián belül is további fluxuscsökkenést tapasztalunk: a külső rétegek kevesebb neutronot engednek a belsőbb rétegekbe, a fólia mintegy árnyékot vet önmagára. A jelenség neve önárnyékolás, mennyiségileg a  $G$  önárnyékolási faktorról jellemezhető:

$$G = \langle \phi \rangle / \phi_s , \quad (1.10)$$

ahol  $\langle \phi \rangle$  a fólián belüli átlagos fluxus:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \phi(x) dx , \quad (1.11)$$

$d$  a fólia vastagsága,  $\phi(x)$  a fluxuselozslás a fólián belül.

A teljes fluxusváltozást az  $F$  fluxusperturbációs faktor jellemzi:

$$F = \langle \phi \rangle / \phi_0 , \quad (1.12)$$

mely előáll a  $G$  önárnyékolási és a  $H$  fluxusdepressziós tényező szorzataként:

$$F = G \cdot H . \quad (1.13)$$

Érdeemes megjegyezni, hogy a  $H$  és  $G$  mennyiségek definíciója az idők folyamán változott. Sola 1960-ban megjelent cikkében [9] a következőképpen adja meg ezeket:

$$H = \phi_m / \phi_0 , \quad (1.14)$$

$$G = \langle \phi \rangle / \phi_m, \quad (1.15)$$

ahol  $\phi_m$  egy átlagérték a zavartalan  $\phi_0$  és a fólia felszínén jelentkező  $\phi_s$  fluxusok között (1.3 ábra). Ezt a definíciót alkalmazva a  $H$  és  $G$  mennyiségek külön-külön nem határozhatók meg könnyen. (Szorzatuk, azaz az  $F$  fluxusperturbáció viszont igen.) Kivételt képeznek azok a detektorfóliák, melyek anyagára jellemző átlagos szabad úthossz kicsi (például Dy esetén  $\lambda = 0,036$  cm). Ezen esetekben a  $\phi_m$  és  $\phi_s$  fluxusok közötti eltérés elhanyagolható, így a  $H$  és  $G$  az (1.9) illetve (1.10) szerint számolható. Indium ( $\lambda = 0,14$  cm) és arany ( $\lambda = 0,17$  cm) fóliáknál azonban a  $\phi_m$  és  $\phi_s$  közötti különbség jelentős, az (1.14) és (1.15) által definiált  $H$  és  $G$  meghatározása nem egyszerű [9].

Az IAEA 1970-ben megjelent kiadványában [10] már az (1.9) és (1.10) szerinti definíció szerepel, és a mi méréseink illetve számításaink is ezen alapulnak.

Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  meghatározásához mérendő mennyiségek:  $\langle \phi \rangle$ ,  $\phi_s$ ,  $\phi_0$ . Ehhez vegyünk egy vékony fóliákból álló köteget. A moderátorban történő aktiválás után mérjük a köteget alkotó egyes fóliák aktivitását. A bomlástörvény ismeretében elvégzett számítások után ábrázoljuk az egyes fóliákra kapott, az ottani fluxust jellemző mennyiségeket a fólia helyzetének függvényében. Az így kapott görbe ismeretében (1.11) alkalmazásával  $\langle \phi \rangle$ -ot, a görbe 0-ra illetve  $d$ -re történő extrapolálásával  $\phi_s$ -et kapjuk.

A zavarásmentes fluxus,  $\phi_0$  meghatározásához Thompson [11] a következőt javasolta. Egy  $n$  darab, egyenként  $d_0$  vastagságú fóliákból álló kötegből kiindulva végezzünk méréseket, mindig csökkentve a köteg vastagságát újabb fóliák elvételével. A kötegek vastagságait jelölje  $d_a > d_b > d_c > d_d > \dots > d_0$ . Készítsük el a következő sorozatot:

$$\frac{\langle \phi(d_a) \rangle}{\langle \phi(d_b) \rangle}, \frac{\langle \phi(d_a) \rangle}{\langle \phi(d_c) \rangle}, \frac{\langle \phi(d_a) \rangle}{\langle \phi(d_d) \rangle}, \dots, \frac{\langle \phi(d_a) \rangle}{\langle \phi(d_0) \rangle}.$$

Ábrázoljuk ezeket az értékeket a vastagság függvényében. Extrapoláljuk nulla vastagságra, így máris megkapjuk az

$$F(d_a) = \frac{\langle \phi(d_a) \rangle}{\phi_0} \quad (1.16)$$

fluxusperturbációs tényezőt. Ezután  $F$ -et bármely  $d_i$  vastagságra is megkapjuk az

$$F(d_i) = F(d_a) \frac{\langle \phi(d_i) \rangle}{\langle \phi(d_a) \rangle} \quad (1.17)$$

egyenlőség alkalmazásával. Természetesen ebből  $\phi_0$  is származtatható.

Judd 1963-ban megjelent cikkében [12] a következő megjegyzéseket tette. A termikus neutronok szempontjából fontos a fluxusdepresszió. Egy termikus neutron, mely a fólián való áthaladás közben elnyelődik, nem képes diffúzió útján még egyszer visszajutni, ahogyan azt a fólia hiányában tehetné. Ily módon a fólia fluxuscsökkenést idéz elő saját környezetében a környező anyagra jellemző átlagos szabad úthosszal összemérhető távolságban.

A rezonancia neutronok esetében azonban más a helyzet. Azon fólia esetén, melynek gerjesztési függvénye egyetlen keskeny rezonanciát tartalmaz a spektrum lassuló neutronokat tartalmazó részében, nem kell számolnunk a fluxusdepresszió jelenségével. Ugyanis egy neutron, amelyik elnyelődik a fóliában, melyet épp a megfelelő rezonancia energiával szel át, a fólia hiányában sem tudna erre a környékre ugyanezen energiával visszajutni. Ahhoz, hogy visszakerüljön, legalább egy ütközést el kell szenvednie, mely rögtön kimozdítja a rezonancia energia szűk tartományából. Van ugyan valamekkora valószínűsége annak, hogy a neutron sok kis szögű szóródás után kerüljön vissza erre a helyre piciny energiavesztéssel, de ez a valószínűség nagyon kicsi. Így a fluxuscsökkenés nem a rezonancia tartományban lép fel, hanem valamivel az alatt.

Ugyancsak kicsi a fluxuscsökkentő hatás egy, az elsónél kisebb rezonanciaenergiára nézve, feltéve, hogy az első rezonancia keskeny és a rezonancia energiák távolsága elég nagy ( $3$  vagy  $4\xi E_0$ , ahol  $E_0$  a rezonancia energia,  $\xi$  az átlagos logaritmikus energiacsökkenés rugalmas szórásra a fóliát környező közegben) ezen hatás elkerülésére. Egyedül az okozhatja a fluxusdepressziót a rezonancia energia szűk sávjában, ha a fólia olyan neutront nyel el, melynek energiája kissé felette van a rezonanciának és erre a helyre néhány ütközés után éppen a rezonanciának megfelelő energiával térhetett volna vissza. Tekintve azonban, hogy ezen neutron befogásának kicsi a valószínűsége a rezonancián kívüli energiákhoz tartozó kicsiny abszorpciós hatáskeresztmetszet miatt, ez a hatás szintén nem jelentős. Ezért epitermikus neutronokra általában igaz, hogy  $H = 1$ .

### 1.2.2 A $G$ és $H$ tényezőkre adott elméleti formulák

Az önárnyékolás és a fluxusdepresszió értékét sokan, sokféle módon próbálták elméleti úton megadni különböző eredménnyel és eredményességgel. Ízelítőül következzen néhány példa.

Bothe 1943-ban [13] adott meg formulát a  $H$  fluxusdepresszió kiszámítására, melyet Tittle 1951-ben [14] a következő alakra módosított:

$$H = \frac{I}{1 + \frac{\alpha}{2} \left( \frac{3}{2} \frac{R}{\lambda_{tr}} \frac{L}{R+L} - 1 \right)}, \quad \text{ha } R \gg \lambda_{tr} \quad (1.18)$$

és

$$H = \frac{I}{1 + 0,34\alpha \frac{R}{\lambda_{tr}}}, \quad \text{ha } R \ll \lambda_{tr}. \quad (1.19)$$

Itt  $R$  a fólia sugara,

$\lambda_{tr}$  a transzport szabad úthossz a fóliát környező közegben,

$L$  a termikus diffúziós hossz a közegben,

$$L^2 = \frac{\lambda_{tr} \lambda_a}{3 \left( 1 - \frac{2}{5} \frac{\lambda_{tr}}{\lambda_a} \right)^2}, \quad \lambda_a \text{ az abszorpciós átlag szabad úthossz a}$$

közegben,

$\alpha$  a fólia neutronbefogásának átlagos valószínűsége,

$\alpha = 1 - e^{-\mu d} (1 - \mu d) + \mu^2 d^2 E_i(-\mu d)$ ,  $d$  a fólia vastagága,  $\mu$  az effektív energiánál vett abszorpciós koefficiens,

$E_i(x)$  az exponenciális integrálfüggvény.

A  $G$  önárnyékolási tényező termikus neutronokra történő kiszámításáról az IAEA 1970-ben megjelent kiadványa [10] a következőket írja. A  $G$  faktor nem más, mint annak a valószínűsége, hogy a mintába belépő neutronok nem nyelődnek el benne. Általános esetben, amikor a mintában egy ütközés nem feltétlenül jár elnyelődéssel, hanem diffúzió is fellép, a következőt írhatjuk:

$$G = \frac{1 - P_c}{1 - P_c \left( 1 - \frac{\Sigma_c}{\Sigma_t} \right)}, \quad (1.20)$$

ahol  $P_c$  az ütközés valószínűsége, melyet Placzek [15] foglalt táblázatba,  $\Sigma_c$  a makroszkopikus elnyelési hatáskeresztmetszet,  $\Sigma_t$  a makroszkopikus totális hatáskeresztmetszet.

Lemez alakú mintára:

$$1 - P_c = \frac{1}{2x} [1 - 2E_3(x)], \quad (1.21)$$

ahol  $x = \Sigma_t a$ ,  $a = 2V/S$ ,  $V$  a minta térfogata,  $S$  a felszíne. Az  $a$  mennyiség közelít a minta vastagságához, ha az sokkal kisebb, mint a többi mérete.

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} e^{-xu} u^{-n} du \quad (1.22)$$

az  $n$ -edrendű exponenciális integrálfüggvény [15].

Hogy a példák közt egészen friss eredmény is szerepeljen, érdemes megemlíteni a Martinho és mások által 2003-ban publikált cikket [16], mely az epitermikus neutronok rezonancia önárnyékolásának számításában elért eredményeket teszi közzé. A szerzők megmutatják, hogy bevezethető egy dimenzió nélküli változó, mely a  $G$  tényezőnek a fizikai és nukleáris paramétereiktől való függését átalakítja, és lehetővé teszi huzalok, fóliák és gömbök esetén egy univerzális görbe megadását, mely az izolált rezonanciákkal rendelkező bármely magra érvényes.

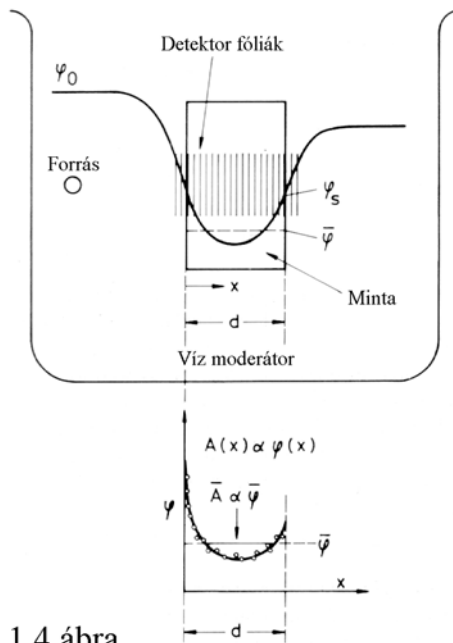
### 1.2.3 A fluxuselozslás kísérleti meghatározása

Láthattuk, hogy az önárnyékolás és a fluxusdepresszió tényezőinek számítással történő meghatározása nem egyszerű feladat. Azonban ha találunk egy elfogadható pontosságú formulát, amelyben szereplő paraméterek mind ismertek, a  $G$  és  $H$  kiszámítása nem jelent problémát. Olykor viszont (főként aktivációs analízisnél) a minta összetétele ismeretlen (hiszen éppen ezt akarjuk meghatározni). Ekkor hiába minden elméleti formula.

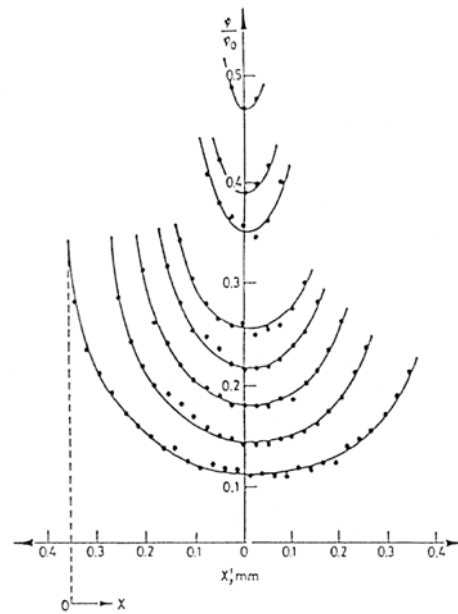
Erre az esetre Szabó és Simonits könyvében [17] a következő javaslatot találjuk. „Mivel az egyes fluxusgyengítési tényezők számítása nehézkes, az aktivációs analízisben célszerű – ahol erre lehetőség van – olyan mintamennyiségekkel dolgozni, amelyekben a fluxuscsökkenés elhanyagolható. Ha azonban az érzékenységi követelmények szükségessé teszik nagyobb mintamennyiség besugárzását, a fluxuscsökkenés számítása elkerülhetetlen, kivéve, ha a mintát a monitorokhoz hasonlóan alumíniummal vagy grafittal hígítjuk. Ebben az esetben fontos, hogy a keverék tökéletesen homogén legyen.” Az alumíniummal vagy grafittal történő homogén elkeverés viszont a vizsgálandó minta fizikai megsemmisítését teszi

szükségessé. Ez sok esetben nem kívánatos, ezért is célszerű egy kevésbé roncsoló kísérleti módszer kifejlesztése.

Buczko és Borbély 1978-ban megjelent cikkükben [18] bemutatták az általuk kidolgozott módszert az átlagos termikus neutronfluxus meghatározására abszorbeáló minták esetén. A mérési elrendezés az 1.4 ábrán látható.



1.4 ábra



1.5 ábra

1.4 ábra Mérési elrendezés minták átlagos aktiváló fluxusának megállapításához [19].  $\bar{\phi}$  : átlagos fluxus,  $A$ : aktivitás

1.5 ábra A különböző vastagságú kötegekre kapott  $\phi/\phi_0$  relatív fluxus menetek [18]. Folytonos vonal: (1.23) szerint illesztett görbe

Forrásként  $^{252}\text{Cf}$  szigetelt, 19 mm átmérőjű vékony diszprozióm (0,025 mm) és arany (0,01 mm) fóliákból álló köteget sugároztak be moderátor közegekben. A fóliák aktivitását Geiger-Müller számlálóval mérték. A kapott  $\phi/\phi_0$  értékeket különböző vastagságú kötegekre az 1.5 ábra mutatja.

A mérések alapján azt találták, hogy a következő függvény jól leírja a termikus neutronfluxus eloszlását a mintában:

$$\phi(x) = \frac{I}{ax^2 + bx + c}, \quad (1.23)$$

ahol  $x$  a köteg felületétől mért távolság,  $a$ ,  $b$  és  $c$  illesztési paraméterek. Így a fluxus eloszlásának meghatározásához elegendő három mérési pont, amiből az  $a$ ,  $b$ ,  $c$  paraméterek már kiszámíthatók. Ezek után az átlagos fluxust az (1.11) egyenlőség felhasználásával kapjuk meg. Mivel a köteg felszínének közelében a fluxus jelentősen változik, tanácsos a felszíntől  $0,01\tau$ -nál ( $\tau = \Sigma_i d$ ,  $\Sigma_i$  a makroszkopikus totális hatáskeresztmetszet,  $d$  a köteg vastagsága) nagyobb távolságra a köteg belsejében mérni [18].

Tegyük fel, hogy egy mintában az  $M_1$  mag mennyiségére vagyunk kíváncsiak, melyet neutronok alkalmazásával az  $M_1(n,b)M_2$  reakción keresztül kívánunk meghatározni. Egyetlen besugárzással aktiválhatjuk a mintát és a három fóliát, majd megmérjük ezek aktivitását, kiszámítjuk a fóliákhoz tartozó fluxusokat és az átlagos aktiváló fluxust. A minta aktivitásának ismeretében az

$$A = \langle \phi \rangle \sigma n (1 - e^{-\lambda t_b}) \quad (1.24)$$

egyenlőség segítségével megkaphatjuk az  $M_1$  izotóp mintabeli mennyiségét. Itt  $A$  a minta aktivitása,  $\langle \phi \rangle$  az átlagos aktiváló fluxus,  $\sigma$  az  $M_1(n,b)M_2$  reakció hatáskeresztmetszete,  $n$  az  $M_1$  magok száma a mintában,  $\lambda$  az  $M_2$  mag felezési ideje,  $t_b$  a besugárzási idő [19].

Khalil kandidátusi értekezésében [20] arról számolt be 1985-ben, hogy arany fóliákkal végzett mérései alapján a rezonancia neutronok fluxusa a mintán belül a következő görbével írható le:

$$\phi(x) = \frac{I}{a_4 x^4 + a_3 x^3 + a_2 x^2 + a_1 x + a_0}, \quad (1.25)$$

ahol  $x$  a köteg felületétől mért távolság,  $a_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4$ ) illesztési paraméter. Mérési elrendezése az 1.4 ábrán láthatóhoz hasonló, a forrás  $^{252}\text{Cf}$ , a fóliák átmérője 19 mm, melyek aktivitását NaI(Tl) detektorral mérte. A termikus neutronokat Cd-fedés segítségével szűrte ki. Rezonancia neutronok esetén a felszínhez közel a fluxus esése sokkal erőteljesebb, mint termikus neutronok esetén. Ezért ajánlatos a mérést a minta belsejében annak felszínétől  $0,005\tau$ -nál nagyobb távolságban végezni [20].

### 1.2.4 Fluxuselozslás víz és grafit moderátorban

Az izotóp források aktivációs analízisben történő felhasználása elengedhetetlenné teszi a moderátorba helyezett forrás körüli neutronfluxus nagyságának ismeretét.

Buczko és mások [21] 1976-ban meghatározták a kialakuló fluxuselozslást víz moderátorba helyezett,  $Y = 2,31 \cdot 10^9$  n/s forráshozamú  $^{252}\text{Cf}$  forrás körül többek között termikus neutronokra. Ehhez 10 mm átmérőjű, 10-20 mg/cm<sup>2</sup> vastagságú Au, In és Dy aktivációs fóliákat használtak, melyek aktivitását  $4\pi$  Geiger-Müller számlálóval mérték. Végeztek relatív és abszolút méréseket csupasz és Cd-fedéses fóliákkal.

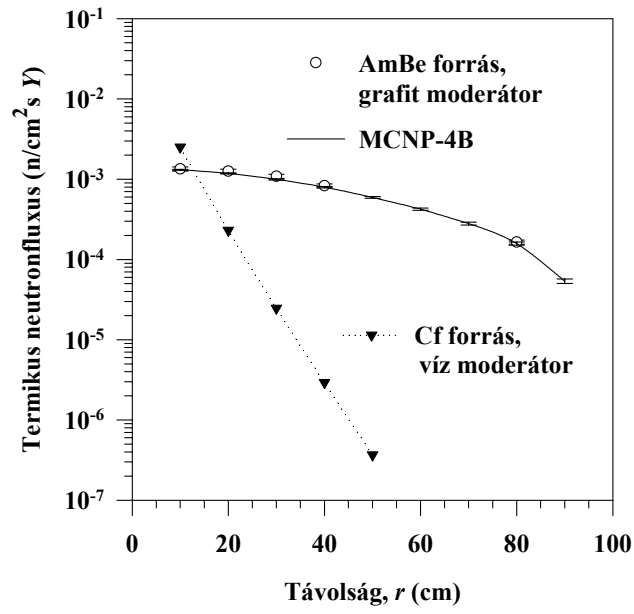
A szerzők szerint a fluxus elozslását a forrástól való távolság függvényében 10 cm és 40 cm között nagyon jól leírja a kétsoport diffúziós elmélet. Az egységnyi forráshozamra vonatkozó  $\phi_{th}$  termikus neutronfluxus:

$$\phi_{th}(r) = \left[ L^2 / 4\pi D r (\tau - L^2) \right] \left( e^{-r/\sqrt{\tau}} - e^{-r/L} \right), \quad (1.26)$$

ahol  $r$  a forrástól való távolság,  $L^2 = 7,524$  cm<sup>2</sup>,  $\tau = 29,2$  cm<sup>2</sup>,  $D = 0,144$  cm [21].

Csikai és mások 2002-ben megjelent cikkükben [22] bemutatták mérési eredményeiket grafit máglyába helyezett,  $Y = 2,26 \cdot 10^6$  n/s neutronhozamú Am-Be forrás körül kialakult fluxuselozslásra vonatkozóan. A máglya térfogata  $250 \times 190 \times 190$  cm<sup>3</sup>, sűrűsége 1,75 g/cm<sup>3</sup>. Az abszolút méréseket  $2 \times 2$  cm<sup>2</sup> felületű, 0,05 mm vastagságú Au fóliákkal végezték. Az aktivitást az  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$  reakcióban keletkező mag által kibocsátott 411,8 keV energiájú  $\gamma$ -vonalon keresztül HPGe detektorral mérték. A termikus neutronok mérésére a Cd-különbég módszert alkalmazták. Az elozslást Monte-Carlo (MCNP-4B) szimulációval is kiszámították, az eredmény 10 cm és 80 cm távolság közt jól egyezett a mért értékekkel.

A termikus fluxussűrűség elozslását  $^{252}\text{Cf}$  forrás és víz moderátor valamint Am-Be forrás és grafit moderátor esetén az 1.6 ábra mutatja. A forrástól 10 cm távolságban a neutronhozammal normált fluxus értéke kb. kétszer nagyobb víz moderátorban, mint grafit moderátorban. A fluxus vízben a távolság növekedésével jelentős mértékben csökken, grafitban a változás sokkal kisebb mértékű. Így kiterjedt minták mérésére a grafit moderátor alkalmasabb, hidrogénes közegben a minta mérete korlátozottabb. [22]



1.6 ábra Termikus neutronok fluxusa a forráshozammal normalva a forrástól mért távolság függvényében víz és grafit moderátorban [21, 22]

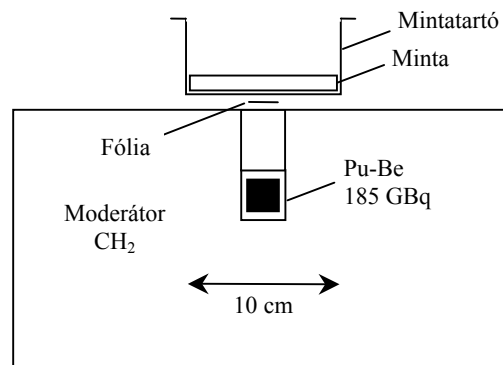
## 2. Anyag és módszer

### 2.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet

#### 2.1.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése aktivációs fóliával

Az 1.2 ábrán látható kísérleti elrendezésben a reflexiós hatáskeresztmetszet meghatározása a  $\text{BF}_3$  proporcionális számláló által mért beütésszámok ( $I_0$  és  $I$ ) ismeretén alapul. Egy másik lehetséges megoldás a számláló helyett aktivációs fóliák alkalmazása (2.1 ábra).

A hidrogénes moderátor (bonamid) henger alakú, átmérője 33 cm, magassága 20,5 cm. A 185 GBq aktivitású Pu-Be forrás neutronhozama  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s, felső lapja 4 cm-re van a moderátor felszínétől. A mintatartó 1 mm vastagságú alumíniumból készült, a minták átmérője 10,2 cm.



2.1 ábra A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése aktivációs fóliával

Megmértük a moderátor felszínén az oldalirányú fluxuselozslást, vagyis hogy a henger tengelyétől sugárirányban kifelé haladva hogyan változik a termikus illetve epitermikus neutronok eloszlása. Ebben az esetben visszaszóró mintát nem alkalmaztunk. A mérést kétféleképpen végeztük el: az egyik esetben a forrást 4 cm vastag moderátor takarta, a másik esetben a forrás felszíne a moderátor felszínével esett egybe. Utóbbi esetben a forrás aktív közepe a moderátor felszínétől 1,5 cm-re volt.

A termikus és epitermikus neutronok szétválasztását a kadmium-különbség módszer alkalmazásával értük el. A kadmiumnak nagy az abszorpciós hatáskeresztmetszete a termikus energiatartományban, így a termikus neutronokat nem engedi át. Egy Cd-mal borított aktivációs fólia

aktivitása az epitermikus neutronoktól származik. Kadmium-fedés nélkül besugározva a fóliát a forrásból származó minden lehetséges energiájú neutron részt vesz az aktiválásban. Ha a csupasz fólia aktivitásából kivonjuk a Cd-mal fedett fólia aktivitását, akkor a termikus neutronok által létrehozott aktivitást kapjuk.

Az oldalirányú fluxuseloszlás mérésére négyszögletes indium fóliákat alkalmaztunk. Az  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m1}}\text{In}$  reakcióban keletkező  $^{116\text{m1}}\text{In}$  izotóp  $\beta^-$ -bomlást követően 416,9 keV, 1097,3 keV és 1293,6 keV energiájú  $\gamma$ -vonalakat bocsát ki 54,15 perces felezési idővel [23], melyeket NaI és HPGe detektorral párhuzamosan detektáltunk és a három csúcsterületet összeadtuk.

A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetek méréséhez nagy tisztaságú, 19 mm átmérőjű,  $0,225\text{ g/cm}^2$  vastagságú Cu aktivációs fóliákat alkalmaztunk. A  $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$  reakcióban keletkező  $^{66}\text{Cu}$  izotóp  $\beta^-$ -bomlással, 5,10 perces felezési idővel bomlik [23]. A  $\gamma$ -vonalak mérése a gyenge hozam miatt nem célszerű. A  $\beta^-$  részecskéket végablakos Geiger-Müller számlálóval detektáltuk.

A  $\text{BF}_3$  számlálóval végzett reflexiós hatáskeresztmetszet méréshez hasonlóan a fóliával végzett méréseknél az üres mintatartó esetén kapott fóliaaktivitást jelölje  $A_0$ , a minta jelenlétében kapott aktivitást pedig  $A$ . Az  $R = (A - A_0)/A_0$  mennyiségre igaz az (1.3) összefüggés, így a  $\sigma_\beta$  reflexiós hatáskeresztmetszetet (1.5) szerint számíthatjuk.

Ellenőriztük szénhidrogén (CH) és CHO vegyületek esetén, hogy a neutronvisszaszóráson alapuló hidrogéntartalom meghatározásánál teljesül-e az (1.8) szerinti  $\eta$  hidrogéntartalom szerinti függvényének lineáris volta. Amennyiben teljesül, a következőképpen önthetjük formába:

$$\eta = \eta_0 + \mu H, \quad (2.1)$$

ahol  $\eta_0$  és  $\mu$  illesztési paraméter,  $H$  a minta hidrogéntartalma tömegszázalékban. A (2.1) felhasználásával a vizsgált CH és CHO vegyületekre vonatkozó egyedi  $\eta$  értékek a  $\mu$  meredekség és az  $\eta_0$  paraméterek révén átlagolhatók. Ezen átlagolt értékek felhasználásával az (1.6) és (1.8) egyenlőségek alkalmazásával számított, hidrogénre vonatkozó neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetek ( $\sigma_{\beta,H}$ ) kisebb szórást mutatnak, mint az egyedi értékekből kaptak.

Amint arról már korábban szó esett, ügyelni kell a minta vastagságára, mert az  $R$  többlet beütés a mintavastagság függvényében telítési görbét ad, így az (1.5) szerint számított  $\sigma_\beta$  csak bizonyos mintavastagságig állandó. A hidrogéntartalom ellenőrzésére és a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet

meghatározására 1 cm vastagságú CH és CHO vegyületeket, vizet illetve grafit, alumínium, cink és cink-oxid mintákat használtunk.

Összehasonlítottuk a BF<sub>3</sub> számláló (1.2 ábra) és az aktivációs fólia (2.1 ábra) segítségével kapott reflexiós hatáskeresztmetszetekből számított  $R_{\beta} = \sigma_{\beta,X} / \sigma_{\beta,H}$  értékeket. A JEF Report 14-ből [5] vett, Maxwell-eloszlású termikus neutronokra átlagolt  $\sigma_{EL}$  rugalmas szórás hatáskeresztmetszetek segítségével megadtuk az  $R_{EL} = \sigma_{EL,X} / \sigma_{EL,H}$  valamint az  $R_{\beta} / R_{EL}$  hányadosokat. Minden esetben azt a könyvtárat fogadtuk el, melyből származó adat az  $R_{\beta} / R_{EL}$  1-hez legközelebbi értékét adta.

### 2.1.2 A neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszet mérése BF<sub>3</sub> számlálóval, relatív módszerrel

Noha bebizonyosodott, hogy aktivációs fóliával, egyértelműbb mérési geometriában (2.1 ábra) jól lehet mérni a neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszetet, bizonyos érvek (a fólia önabszorpciója, a BF<sub>3</sub> számlálóval végzett gyorsabb mérés) amellet szólnak, hogy az 1.2 ábrán látható elrendezés szerint proporcionális számláló alkalmazásával folytassuk vizsgálatainkat. A korábbiaktól eltérően azonban igyekeztünk a reflexiós hatáskeresztmetszeteket egy újabb eljárás szerint, relatív módszerrel meghatározni.

Az alkalmazott minták átmérője 10,2 cm, vastagsága – amennyiben külön nem jelöljük – 1 cm.

A szilárd minták közül az  $R$  többlet beütés a 0,91 g/cm<sup>3</sup> sűrűségű polietilén (CH<sub>2</sub>) esetén volt a legnagyobb ( $R = 1,46$ ). Különböző minőségű polietilének (granulátum, nagy sűrűségű por, vékony és vastag fóliák) és paraffin (CH<sub>2</sub>) méréséből a CH<sub>2</sub> molekula neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszetére a következőt kaptuk:  $\sigma_{\beta,CH_2} = 37,6 \pm 1,0$  barn. Ezt az adatot mint könnyen és jól meghatározható értéket referenciának tekintettük a további relatív mérésekhez.

Mértük a különböző anyagú, 1 cm vastagságú mintáktól származó  $R$  többlet beütéseket úgy, hogy vékony polietilén réteget helyeztünk el a minta belsejében ( $1/4 d$ ,  $1/2 d$ ,  $3/4 d$  pozícióban), alatta és felette. Azt tapasztaltuk, hogy azonos polietilénvastagság esetén az  $R$  nem függ a polietilén fólia helyzetétől, ha az a minta belsejében elosztva vagy  $1/2 d$  pozícióban van. Amikor a polietilént a minta alatt vagy felett helyeztük el, az előzőektől kissé eltérő többlet beütést kaptunk, főleg nagyobb fóliavastagságnál. Ez azt jelenti, hogy a mintában egyenletesen elkevert nagy hidrogéntartalmú anyagot jól modellezhetjük a minta közepén ( $1/2 d$ ) elhelyezett fóliával.

Megmértük az  $R$  többlet beütéseket néhány minta esetén úgy, hogy az  $1/2 d$  pozícióban elhelyezett polietilén fólia vastagságát változtattuk. A fólia maximális vastagsága 160 mg/cm<sup>2</sup>, azaz körülbelül 1,76 mm volt.

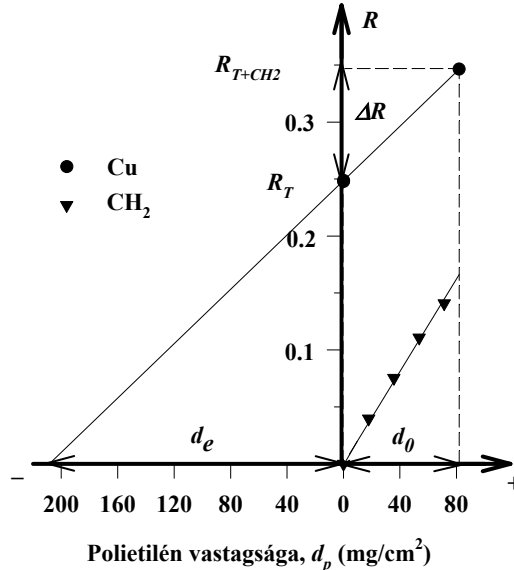
Ez a mérés több szempontból is érdekes és fontos. Egyrészt módot ad arra, hogy kalibrációs görbét vegyünk fel ismert összetételű, de ismeretlen mennyiségű hidrogént (vagy vizet) tartalmazó minta hidrogéntartalmának megállapításához. A kalibrációhoz használt alapmintával ekkor nem kell homogéneen elkeverni a hidrogéntartalmú anyagot, elég annak közepére helyezni egy rétegben. Másrészt a minta és a polietilén együttes mérésével lehetővé válik a mintát alkotó atomok vagy molekulák neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetének relatív meghatározása.

Módszert dolgoztunk ki, amellyel lehetővé válik a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet relatív mérése. Referenciának tekintettük a  $\text{CH}_2$  molekula reflexiós hatáskeresztmetszetét. A módszer alapja az a tapasztalatunk, hogy a mintában  $\frac{1}{2} d$  pozícióban elhelyezett polietilén fóliaréteg vastagságának az  $R$  többlet beütés a vizsgált tartományban lineáris függvénye (3.3 ábra). Formába öntve:

$$R = s d_p + R_T, \quad (2.2)$$

ahol  $s$  (slope) a meredekség,  $d_p$  a polietilén vastagsága,  $R_T$  a  $\delta$  vastagságú tiszta mintától ( $T$ : target) származó többlet beütés. A vastagságokat itt hosszúság dimenzióban értjük annak ellenére, hogy az ábrán nem így szerepel.

Tekintsük a 2.2 ábrát, melyen az  $R$  többlet beütés látható mint a polietilén vastagságának függvénye tiszta és réz minta közepébe helyezett polietilén esetén.



2.2 ábra Az ekvivalens vastagság fogalmához

A  $\delta$  vastagságú tiszta minta esetén mért  $R_T$  és a  $d_0$  (esetünkben 80 mg/cm<sup>2</sup>, mely körülbelül 0,88 mm-nek felel meg) vastag polietilénnel együtt mért  $R_{T+CH_2}$  többlet beütések felhasználásával számítsuk ki az egyenes meredekségét:

$$s = \frac{\Delta R}{d_0} = \frac{R_{T+CH_2} - R_T}{d_0}.$$

Extrapoláljuk az egyenest. Az  $R = 0$  érték esetén kapott  $d_e = \left| \frac{R_T}{s} \right|$  polietilén vastagságot nevezzük ekvivalens vastagságnak. Ezt a pozitív tengelyre mérve máris világossá válik a jelentése.

A  $d_e$  ekvivalens vastagság a polietilén fólia azon vastagsága, melynél a polietiléntől a minta jelenlétében származó többlet beütés ugyanannyi, mint az adott vastagságú tiszta mintától származó. Ez – az eltérő meredekség miatt – nem egyenlő a polietilén azon vastagságával, melyet tiszta polietilén mérésével kapnánk.

A fenti meghatározás a következőt jelenti:

$$R_{CH_2}^T(d_e) = R_T(\delta), \quad (2.3)$$

ahol a  $T$  felső index azt jelöli, hogy a minta jelenlétében mértük a polietiléntől származó többlet beütést. Az (1.3) felhasználásával az egyenlőséget így írhatjuk:

$$CN_{CH_2} d_e \sigma_{\beta, CH_2} = CN_T \delta \sigma_{\beta, T}, \quad (2.4)$$

ahol  $C = 10^{-24}$  cm<sup>2</sup>/barn,  $N_{CH_2}$  és  $N_T$  a polietilén illetve a minta egységnyi térfogatában levő molekulák száma,  $d_e$  az ekvivalens vastagság,  $\delta$  a minta vastagsága,  $\sigma_{\beta, CH_2}$  és  $\sigma_{\beta, T}$  a megfelelő neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetek.

Az  $Nd$  helyére a következőt írhatjuk:

$$Nd = \frac{m}{M} N_A \frac{1}{V} d = \frac{N_A}{M} \rho d,$$

ahol  $m$  a tömeg,  $M$  a moláris tömeg,  $N_A$  az Avogadro-szám,  $V$  a térfogat,  $\rho$  a sűrűség,  $\rho d$  pedig nem más, mint a vastagság tömeg/felszín dimenzióban. Ezt a (2.4)-be helyettesítve kapjuk:

$$\frac{\rho_{CH_2} d_e}{M_{CH_2}} \sigma_{\beta, CH_2} = \frac{\rho_T \delta}{M_T} \sigma_{\beta, T},$$

átrendezve:

$$\sigma_{\beta, T} = \frac{\rho_{CH_2} d_e}{\rho_T \delta} \frac{M_T}{M_{CH_2}} \sigma_{\beta, CH_2}. \quad (2.5)$$

Vezessük be a következő jelölést:

$$D_T = \frac{\rho_T \delta}{\rho_{CH_2} d_e}, \quad (2.6)$$

ekkor  $D_T$  nem más, mint tömeg/felszín dimenzióban mérve az adott minta vastagságának és az ekvivalens vastagságnak a hányadosa.

Ha a minta keverék anyagból áll, a moláris tömeget a következő átlagként számíthatjuk:

$$\langle M \rangle = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i \frac{m_i}{M_i}}, \quad (2.7)$$

ahol  $m_i$  és  $M_i$  rendre a keveréket alkotó  $i$  típusú atomok össztömege és moláris tömege. Keverék anyag esetén a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet a következő módon áll elő:

$$\langle \sigma_{\beta} \rangle = \frac{\sum_i n_i \sigma_{\beta i}}{\sum_i n_i}, \quad (2.8)$$

ahol  $n_i$  és  $\sigma_{\beta i}$  rendre a keverékben levő  $i$  típusú atomok száma és reflexiós hatáskeresztmetszete.

A fenti módszer alkalmas arra, hogy az ekvivalens vastagság meghatározásával és a (2.5) felhasználásával az adott mintát alkotó atomok vagy molekulák neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetét relatív módon határozzuk meg, a polietilénre vonatkozó  $\sigma_{\beta, CH_2} = 37,6 \pm 1,0$  barn értéket használva referenciaként.

Meghatároztuk különböző elemek neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetét a fent leírt relatív, néhány esetben pedig az 1.1.2 fejezetben vázolt abszolút módszerrel. A méréseknél mintaként használtunk elemeket, vegyületeket, keverékeket. A minták vastagsága 1 cm, kivételt képeznek bizonyos elemekből (Fe, Co, Ni, Cu, Zn) álló minták, melyek vastagsága kisebb, mint 1 cm. Ennek oka – mint már korábban szerepelt – az, hogy a vastagság növelésével a  $\sigma_\beta$  csak bizonyos határig állandó.

A reflexiós hatáskeresztmetszetek ismeretében bármely X elemre vagy vegyületre mint referenciára vonatkozó  $d_{e,X}$  ekvivalens vastagság kiszámítható. Ehhez tekintsük a (2.5) jobb oldalán álló kifejezésben a polietilénre mint referenciára vonatkozó mennyiségeket. Helyettesítsük ezeket az X elemre vagy vegyületre mint referenciára érvényes adatokkal úgy, hogy a jobb oldal értéke ne változzék:

$$\frac{\rho_{CH_2} d_{e,CH_2}}{M_{CH_2}} \sigma_{\beta,CH_2} = \frac{\rho_X d_{e,X}}{M_X} \sigma_{\beta,X}.$$

Ebből átrendezéssel a következőt kapjuk:

$$\rho_X d_{e,X} = \frac{M_X}{M_{CH_2}} \frac{\sigma_{\beta,CH_2}}{\sigma_{\beta,X}} \rho_{CH_2} d_{e,CH_2} \quad (2.9)$$

Ha például a  $\delta$  vastagságú mintába vizet teszünk referencia anyagként ( $X = H_2O$ ), akkor a (2.9) egyenlőség adja meg a víz és a már ismert, polietilénre vonatkozó ekvivalens vastagság közötti összefüggést. Ez főként akkor lehet hasznos, ha nem akarjuk, hogy a mintánk vízzel érintkezzen, mégis szükségünk lenne elemzéshez a kalibrációs egyenes felvételére. A tiszta mintára vonatkozó többlet beütés ( $R_T$ ) és a víznek mint referenciának ekvivalens vastagsága elegendő az egyenes meghatározásához.

A kapott  $\sigma_\beta$  neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetek és a JEF Report 14-ből [5] származó, Maxwell-eloszlású termikus neutronokra átlagolt  $\sigma_{EL}$  rugalmas szórás hatáskeresztmetszetek összehasonlításával megadtuk a  $\sigma_\beta / \sigma_{EL}$  arányt, mely az (1.7) megállapítás szerint a különböző elemekre egyenlő. Ezen arány és a  $\sigma_\beta$  ismeretében az adatkönyvtárakból hiányzó  $\sigma_{EL}$  megadható.

## 2.2 Fluxuselozslás

### 2.2.0 A felhasznált reakciók és számítások

A fluxusperturbáció ( $F$ ), az önárnyékolás ( $G$ ) és a fluxusdepresszió ( $H$ ) tényezőinek méréséhez háromféle fóliát: aranyat, indiumot és diszpróziomot használtunk. A termikus és epitermikus neutronok szétválasztásához a Cd-különbség módszert alkalmaztuk.

#### A felhasznált reakciók

A felhasznált és zavaró reakciókat, valamint ezek jellemzőit a 2.1 táblázat tartalmazza. A 2.2 táblázatban a reakciók jellemző hatáskeresztmetszetei láthatók.

2.1 táblázat A felhasznált és zavaró reakciók és ezek jellemzői [23].  $A\%$ : a céltárgy mag izotóparánya,  $T_{1/2}$ : felezési idő,  $E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ : a  $\gamma$ -foton energiája és kibocsátásának valószínűsége, EC: (electron capture) elektron befogás, IT: (isomeric transition) izomer átmenet,  $\gamma$ -foton vagy konverziós elektron kibocsátása

$A\%$	Reakció	Bomlási mód	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$
felhasznált reakciók					
100%	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$\beta^-$ (100%)	2,6935 (4) nap	411,80	95,50%
95,7%	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m1}\text{In}$	$\beta^-$ (100%)	54,15 (6) min	416,92 1097,29 1293,59	29,2% 56,2% 84,4%
28,2%	$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$	$\beta^-$ (100%)	2,334 (6) h	—	—
zavaró reakciók					
95,7%	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$	$\beta^-$ (>99,94%) EC (<0,06%)	14,10 (3) s	1293,59	1,30%
95,7%	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m2}\text{In}$	IT (100%)	2,18 (4) s	leánymagja az $^{116m1}\text{In}$	
4,3%	$^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114}\text{In}$	$\beta^-$ (98,1%) EC (1,9%)	1,1983 (17) min	1299,89	0,14%
4,3%	$^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114m}\text{In}$	IT (95,7%) EC (4,3%)	49,51 (1) nap	leánymagja az $^{114}\text{In}$	
28,2%	$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165m}\text{Dy}$	IT (97,76%) $\beta^-$ (2,24%)	1,258 (6) min	—	—

2.2 táblázat A reakciók jellemző hatáskeresztmetszetei 2200 m/s neutronsebességnél, Maxwell-eloszlásra átlagolva és a rezonancia integrál [5]

Reakció	Hatáskeresztmetszet, $\sigma$ (barn)			Adatkönyvtár
	2200 m/s	Maxwell-eloszlás	Rezonancia integrál	
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	99,25	88,60	1565	ENDF/B-VI
$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	212,0	191,2	3281	ENDF/B-VI
$^{113}\text{In}(n,\gamma)$	11,47	10,20	225,5	ENDF/B-VI
$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)$	2527	2211	329,0	ENDF/B-VI

Az arany fóliánál nem lépnek fel külön figyelmet érdemlő körülmények.

Az első gerjesztett állapotú  $^{116m1}\text{In}$  három  $\gamma$ -vonalának vizsgálatakor a keletkezett  $^{116}\text{In}$  mag zavarólag hat, mert 1,3% valószínűséggel kibocsát 1293,59 keV energiájú  $\gamma$ -fotont. Ezt a kedvezőtlen hatást úgy küszöbölhetjük ki, ha a besugárzás vége és a mérés kezdete közötti hűlési időt legalább 2 percnnyire választjuk. Ezen idő alatt az  $^{116}\text{In}$  magok döntő többsége (több, mint 99,7%-a) elbomlik. Az  $^{116m2}\text{In}$  második gerjesztett állapotú magok nagyon rövid (2,18 s) felezési idővel izomer átmeneten keresztül az  $^{116m1}\text{In}$  magok számát gyarapítják. Ehhez hasonló eset történik az Dy fóliák aktiválásánál, ezért erre ott térünk ki részletesebben.

Az  $^{113}\text{In}$  izotóp csupán 4,3%-ban van jelen a fóliában és az  $^{113}\text{In}(n,\gamma)$  reakció Maxwell eloszlásra átlagolt hatáskeresztmetszete csaknem 1/20 része az  $^{115}\text{In}(n,\gamma)$  reakcióénak. A kis számban keletkező  $^{114}\text{In}$  csekély számú 1299,89 keV energiájú  $\gamma$ -fotonja nem befolyásolja jelentősen a mérést, különösen, ha az előzőek miatt kellően választottuk meg a hűlési időt. Az  $^{114m}\text{In}$  a nagy felezési idő miatt rendkívül lassan növeli az  $^{114}\text{In}$  magok számát, melyeknek viszont 2 perc alatt több, mint 68%-a le bomlik.

A Dy fóliák esetén olyan kicsi a  $\gamma$ -fotonok kibocsátásának valószínűsége, hogy a  $\beta^-$ -részecskéken keresztül kell meghatározni az aktiváló fluxust. A nehézséget az okozza, hogy a  $^{165m}\text{Dy}$  metastabil állapot is aktiválódik és egyrészt 97,76% valószínűséggel izomer átmeneten keresztül a  $^{165}\text{Dy}$  magok számát gyarapítja, másrészt 2,24% valószínűséggel  $\beta^-$ -bomlást szenved, és ezen  $\beta^-$ -részecskék nem különíthetők el a  $^{165}\text{Dy}$  mag által kibocsátottaktól. Utóbbira megoldást ad, ha kivárunk 12 perc hűlési időt, mely alatt a  $^{165m}\text{Dy}$  magok ~99,9%-a le bomlik. Az előbbi problémára *A fluxus számítása* című fejezet alatt térünk ki részletesen.

## *A fluxus számítása*

Az Au és In fóliák aktivitását HPGe detektorral mértük. Az egyes  $\gamma$ -vonalakhoz tartozó csúcsterületek az alábbi egyenlőség szerint adódnak:

$$PA = \varepsilon_p \varepsilon_a \varepsilon_c I_\gamma \frac{n\sigma\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_b}) e^{-\lambda t_h} (1 - e^{-\lambda t_m}) \frac{L}{R}, \quad (2.10)$$

ahol  $PA$  (peak area) a mért csúcsterület (a háttér levonása után),

$\varepsilon_p$  a detektor csúcshatásfoka,

$\varepsilon_a$  a fóliára vonatkozó önabszorpciós együttható,

$\varepsilon_c$  a koincidencia korrekciós faktor,

$I_\gamma$  a  $\gamma$ -foton kibocsátásának valószínűsége,

$n$  a fóliában lévő magok száma,

$\sigma$  a reakció hatáskeresztmetszete,

$\phi$  az aktiváló fluxus,

$\lambda$  a bomlásállandó,

$t_b, t_h, t_m$  a besugárzási, hűlési és mérési idő,

$L$  (live) a mérés élő ideje, mely alatt a detektor éber volt,

$R$  (real) a mérés valódi ideje, az élő idő és a holtidő összege,

$R = t_m$ .

A fóliában lévő, számunkra érdekes magok számát a következőképpen kapjuk:

$$n = \frac{m}{M} N_A A_\% \quad (2.11)$$

ahol  $m$  a fólia tömege,  $M$  a moláris tömeg,  $N_A$  az Avogadro-szám,  $A_\%$  az adott mag izotóparánya a fólia anyagában.

A  $\lambda$  bomlásállandót a  $T_{1/2}$  felezési idő ismeretében a

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2.12)$$

egyenlőség adja.

A (2.10) és (2.11) összevetéséből kapjuk:

$$PA = \varepsilon_p \varepsilon_a \varepsilon_c I_\gamma \frac{m N_A A_\%}{M} \frac{\sigma\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_b}) e^{-\lambda t_h} (1 - e^{-\lambda t_m}) \frac{L}{R}. \quad (2.13)$$

A

$$K = \frac{\varepsilon_p \varepsilon_a \varepsilon_c I_\gamma N_A A_{\%} \sigma}{M \lambda} \quad (2.14)$$

mennyiség azonos fajtájú és azonos vastagságú fóliákra, egy adott reakcióban keletkező, adott  $\gamma$ -vonal esetén nem változik. Ezt beírva és az aktiváló fluxust kifejezve a következőt kapjuk:

$$\phi = \frac{I}{K} P A_i \frac{I}{m} \frac{I}{(1 - e^{-\lambda t b}) e^{-\lambda t h} (1 - e^{-\lambda t m})} \frac{R}{L}. \quad (2.15)$$

Mivel relatív méréseket végeztünk, a  $K$  érték ismeretére nincs szükségünk.

Az indiummal végzett méréseknél több  $\gamma$ -vonalat vettünk figyelembe a fluxus kiszámításához. Ehhez a csúcsterületeket összeadtuk:

$$\sum_i P A_i = \sum_i K_i m \phi (1 - e^{-\lambda t b}) e^{-\lambda t h} (1 - e^{-\lambda t m}) \frac{L}{R}, \quad (2.16)$$

melyből

$$\phi = \frac{I}{\sum_i K_i} \sum_i P A_i \frac{I}{m} \frac{I}{(1 - e^{-\lambda t b}) e^{-\lambda t h} (1 - e^{-\lambda t m})} \frac{R}{L}. \quad (2.17)$$

Indium esetén  $i = 1, 2, 3$ , arany esetén  $i = 1$ .

A relatív fluxus kiszámítására Au és In fólia esetében a (2.17) egyenlőséget alkalmaztuk. Ebben az  $I / \sum_i K_i$  mennyiség In és Au fóliára

különböző állandó értéket ad, amint az a (2.14) alapján kitűnik. Ezért az eredmények kiértékelése után a különböző fajta fóliákkal kapott relatív fluxusok egymással nem összevethetők.

A Dy fóliák aktivitását Geiger-Müller számlálóval mértük. Az izomer átmenet okozta problémát a besugárzási idő hosszának megfelelő megválasztásával oldhatjuk meg, melyet az alábbi levezetés igazol.

Jelölje  $n$  a fólia  $^{164}\text{Dy}$  atommagjainak számát,  $\phi$  az aktiváló neutronfluxust. Legyen  $N_1$  a  $^{165}\text{Dy}$ ,  $N_2$  a  $^{165\text{m}}\text{Dy}$  magok száma a besugárzás  $t$  időpillanatában,  $\sigma_1$  és  $\sigma_2$  ezen magok keletkezésének hatáskeresztmetszete,  $\lambda_1$  és  $\lambda_2$  pedig a megfelelő bomlásállandó.

A besugárzás alatt  $^{165\text{m}}\text{Dy}$  magok keletkeznek és bomlanak el. Ugyanígy keletkeznek és elbomlanak  $^{165}\text{Dy}$  magok, de ezek számát növeli a metastabil állapotból  $\sim 98\%$  valószínűséggel izomer átmenet során keletkező  $^{165}\text{Dy}$  is. Az  $N_1$  és  $N_2$  mennyiségekre a besugárzás alatt (erre utal a  $b$  index) a következő differenciálegyenleteket írhatjuk:

$$\frac{dN_{1b}}{dt} = n\sigma_1\phi + 0,98 \cdot \lambda_2 N_{2b} - \lambda_1 N_{1b}, \quad (2.18)$$

$$\frac{dN_{2b}}{dt} = n\sigma_2\phi - \lambda_2 N_{2b}. \quad (2.19)$$

A differenciálegyenletek megoldásai ( $t_b$  a besugárzási idő):

$$N_{1b}(t_b) = \frac{n\sigma_1\phi}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_b}) + 0,98 \cdot n\sigma_2\phi \left( \frac{1 - e^{-\lambda_1 t_b}}{\lambda_1} + \frac{e^{-\lambda_1 t_b} - e^{-\lambda_2 t_b}}{\lambda_1 - \lambda_2} \right), \quad (2.20)$$

$$N_{2b}(t_b) = \frac{n\sigma_2\phi}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t_b}). \quad (2.21)$$

A hűlés során  $^{165\text{m}}\text{Dy}$  magok nem keletkeznek, csak bomlanak,  $^{165}\text{Dy}$  magok viszont még mindig keletkeznek az izomer átmenet révén. Az  $N_1$  és  $N_2$  mennyiségekre a hűlés folyamán ( $h$  index) az alábbi differenciálegyenleteket írhatjuk:

$$\frac{dN_{1h}}{dt} = 0,98 \cdot \lambda_2 N_{2h} - \lambda_1 N_{1h}, \quad (2.22)$$

$$\frac{dN_{2h}}{dt} = -\lambda_2 N_{2h}. \quad (2.23)$$

A differenciálegyenletek megoldásai ( $t_h$  a hűlési idő):

$$N_{1h}(t_h) = 0,98 \cdot N_{2b}(t_b) \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t_h} - e^{-\lambda_1 t_h}) + N_{1b}(t_b) e^{-\lambda_1 t_h}, \quad (2.24)$$

$$N_{2h}(t_h) = N_{2b}(t_b) e^{-\lambda_2 t_h}. \quad (2.25)$$

A besugárzási és a hűlési időt úgy választottuk meg, hogy jóval nagyobbak legyenek, mint a  $^{165\text{m}}\text{Dy}$  mag felezési ideje, ezért

$$e^{-\lambda_2 t_b} \approx 0 \quad \text{és} \quad e^{-\lambda_2 t_h} \approx 0. \quad (2.26)$$

A (2.20) illetve a (2.21) eredményeket behelyettesítve a (2.24) és (2.25) egyenlőségekbe valamint figyelembe véve a (2.26) közelítéseket a következőket kapjuk:

$$N_{1h}(t_h) = \frac{n\phi}{\lambda_1} \left( \sigma_1 + 0,98 \cdot \sigma_2 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) (1 - e^{-\lambda_1 t_b}) e^{-\lambda_1 t_h}, \quad (2.27)$$

$$N_{2h}(t_h) = 0. \quad (2.28)$$

A mérés kezdetére tehát az összes metastabil  $^{165\text{m}}\text{Dy}$  mag elbomlik.

A  $t_h$  hűlési idő után, a  $t_m$  mérési idő alatt számlált beütés (count):

$$C = \varepsilon_a \varepsilon_{\text{det}} \left( \sigma_1 + 0,98 \cdot \sigma_2 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \frac{n\phi}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_b}) e^{-\lambda_1 t_h} (1 - e^{-\lambda_1 t_m}), \quad (2.29)$$

ahol  $\varepsilon_a$  a fólia önabszorpciója,  $\varepsilon_{\text{det}}$  a detektor hatásfoka. A fóliák gyenge aktivitása miatt az  $L$  élő és az  $R$  valódi idő gyakorlatilag egyenlő, ezért ezzel nem számoltunk. Figyelembe véve a (2.11) egyenlőséget is a fluxust a

$$\phi = \frac{\lambda_1 M}{\varepsilon_a \varepsilon_{\text{det}} N_A A_{\%} \left( \sigma_1 + 0,98 \cdot \sigma_2 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)} C \frac{1}{m} \frac{1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_b}) e^{-\lambda_1 t_h} (1 - e^{-\lambda_1 t_m})} \quad (2.30)$$

kifejezéssel kapjuk. Vezessük be a

$$\kappa = \frac{\lambda_1 M}{\varepsilon_a \varepsilon_{\text{det}} N_A A_{\%} \left( \sigma_1 + 0,98 \cdot \sigma_2 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)} \quad (2.31)$$

jelölést. Ekkor  $\kappa$  állandó az azonos vastagságú Dy fóliákra nézve, és a (2.30) egyszerűbb alakja:

$$\phi = \kappa C \frac{I}{m} \frac{I}{(1 - e^{-\lambda_t t_b}) e^{-\lambda_t t_h} (1 - e^{-\lambda_t t_m})}. \quad (2.32)$$

Ezen összefüggés alapján,  $\kappa$  pontos meghatározása nélkül a fluxus relatív értékeit kapjuk a Dy fóliákkal végzett méréseknél.

Az Au és In fóliákkal végzett méréseknél a termikus és epitermikus neutronok szétválasztására a Cd-különbség módszert alkalmaztuk. Ha a mintát Cd dobozba tesszük, csak az epitermikus, ha Al dobozba, akkor a termikus és epitermikus neutronok is aktiválják a fóliákat. A termikus neutronok fluxusát a következőképpen számíthatjuk ki:

$$\phi_t = \phi_{Al} - \phi_{Cd} \quad (2.33)$$

ahol  $\phi_t$  a termikus neutronfluxus,  $\phi_{Al}$  és  $\phi_{Cd}$  az Al illetve a Cd doboz jelenlétében mért fluxus.

Mivel a Dy fóliákat epitermikus neutronok alig aktiválják, itt nincs szükség a Cd-módszerre a termikus fluxus megállapításához.

## Hibaszámítás

A (2.17) és (2.32) egyenletekben szereplő  $PA_i$ ,  $C$ ,  $m$ ,  $\lambda$ ,  $t_b$ ,  $t_h$ ,  $t_m$ ,  $R$  és  $L$  mennyiségek hibáira a következő becsléseket és számításokat végeztük.

A  $PA_i$  csúcsterületek hibája a radioaktív bomlás ismert statisztikus jellegéből adódóan  $\sqrt{PA_i}$ . A  $\Delta PA_i / PA_i = 1 / \sqrt{PA_i}$  relatív hibát a csúcsterület növelésével (a besugárzási és mérési idő növelésével) csökkenthetjük. A  $C$  beütésszám esetén hasonlóan.

A fólia  $m$  tömegét analitikai mérleggel határoztuk meg, mely tízezred gramm pontosságú mérést tesz lehetővé. Az Au fóliák körülbelüli tömege 0,3 g, az In fóliáké 0,2 g, a Dy fóliáké 0,03 g. A tömegmérésnél 0,0005 gramm hibát becsülve a relatív hiba Au esetén 0,17%, In esetén 0,25%, Dy esetén 1,7%.

A  $T_{1/2}$  felezési idő és a  $\lambda$  bomlásállandó közti (2.12) összefüggés ismeretében a négyzetes hibaterjedési törvény alapján a bomlásállandó hibája:

$$\Delta\lambda = \sqrt{\left(\frac{\partial\lambda}{\partial T_{1/2}}\right)^2 (\Delta T_{1/2})^2} = \left|\frac{\partial\lambda}{\partial T_{1/2}} \Delta T_{1/2}\right| = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^2} \Delta T_{1/2}. \quad (2.34)$$

A bomlásállandó relatív hibája:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta T_{1/2}}{T_{1/2}}, \quad (2.35)$$

mely aranyra 0,015%, indiumra 0,11%, diszpróziumra 0,26%.

A  $t_b$  besugárzási idő Au esetén legalább 5 h, In esetén legalább 2 h, Dy esetén legalább 1 h volt. Mintegy 10 s hibát becsülve a besugárzási idő mérésében a minta betételével és kivételével eltöltött idő miatt, a relatív hibák rendre: 0,06%, 0,14%, 0,28%.

A  $t_h$  hűlési idő mérésének hibájára 3 s becsülhető a minta kivételekor eltöltött idő (mely nyilván kevesebb, mint ami a minta betételekor eltelik) és a mérőrendszer pontatlan elindítása miatt. Egy besugárzott mintasornál a detektorra helyezett első minta hűlési ideje a legrövidebb. A mintatartó szétszedésével és egyebekkel eltöltött idő valamint In és Dy fóliánál a kivárt 2 illetve 12 perc hűlési idő miatt a relatív hiba Au és In esetében 2,5%, Dy esetén 0,42%. A második In fólia hűlési ideje legalább 12 perc (az Au fóliáé még több), így ennek hibája már kevesebb, mint 0,42%.

Tekintve, hogy a  $t_m = R$  mérési időt és az  $L$  élő időt a mérőrendszer maga jegyzi, ezek hibájára kicsiny voltuk miatt nem érdemes szót vesztegetni.

Az időméréseknél elkövetett hiba (nem számítva a mintasor elsőként detektorra helyezett fóliáját) és a bomlásállandók hibája elhanyagolható. Nem hagyható figyelmen kívül a  $PA_i$  csúcsterületek, a  $C$  beütésszám és (ha szigorúan vesszük) a  $Dy$  fóliák tömegének hibája. A (2.17) és (2.32) kifejezésekre alkalmazva a négyzetes hibaterjedés törvényét a fluxusok hibái a következők:

$$\Delta\phi = \phi \frac{I}{\sqrt{\sum_i PA_i}}, \quad (2.36)$$

Au fóliára  $i = 1$ , In fóliára  $i = 1, 2, 3$  és

$$\Delta\phi = \phi \sqrt{\frac{I}{C} + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2} \quad (2.37)$$

Dy fóliára.

A (2.33) termikus neutronfluxus hibáját az alábbiak szerint számítottuk:

$$\Delta\phi_t = \sqrt{\Delta\phi_{Al}^2 + \Delta\phi_{Cd}^2}, \quad (2.38)$$

ahol  $\Delta\phi_{Al}$  és  $\Delta\phi_{Cd}$  az Al illetve a Cd jelenlétében mért fluxus hibája.

### ***Az átlagos fluxus kiszámítása***

A fluxusperturbáció ( $F$ ) és az önárnyékolás ( $G$ ) tényezőinek kiszámításához szükséges az átlagos aktiváló fluxus ismerete, melyet a  $\phi(x)$  fluxuselozlásból az (1.11) alapján határozhatunk meg. Amennyiben a fluxuselozlást az (1.23) függvénnyel írjuk le, az átlagos aktiváló fluxust az alábbiak szerint számíthatjuk.

$$\text{Ha } \xi_1^2 = \frac{c}{a} - \frac{b^2}{4a^2} > 0, \text{ akkor } \langle \phi \rangle = \frac{I}{d} \left[ \frac{I}{a\xi_1} \cdot \arctg\left(\frac{x + (b/2a)}{\xi_1}\right) \right]_0^d, \quad (2.39)$$

$$\text{ha } \xi_2^2 = \frac{b^2}{4a^2} - \frac{c}{a} > 0, \text{ akkor } \langle \phi \rangle = \frac{I}{d} \left[ \frac{-I}{2a\xi_2} \cdot \ln\left|\frac{I + \chi}{I - \chi}\right| \right]_0^d, \quad (2.40)$$

$$\text{ahol } \chi = \frac{x + (b/2a)}{\xi_2},$$

$$\text{és ha } \frac{c}{a} - \frac{b^2}{4a^2} = 0, \text{ akkor } \langle \phi \rangle = \frac{I}{d} \left[ \frac{-I}{a} \frac{I}{x + (b/2a)} \right]_0^d. \quad (2.41)$$

Természetesen a (2.41) pontban álló eset nem fordult elő. (Kicsi a valószínűsége, hogy az illesztési paraméterek ennek a feltételnek eleget tegyenek.)

A kiterjedt mintákkal végzett méréseknél előfordult, hogy az (1.23) függvény nem jól írta le a fluxuselozslást. Ekkor a

$$\phi(x) = ax^2 + bx + c \quad (2.42)$$

függvényt alkalmaztuk az illesztéshez. Ebben az esetben az átlagos aktiváló fluxust a következő kifejezés adja:

$$\langle \phi \rangle = \frac{I}{d} \left[ a \frac{x^3}{3} + b \frac{x^2}{2} + cx \right]_{-d/2}^{d/2}. \quad (2.43)$$

Mint hogy a  $\phi$  fluxus értéke (természeténél fogva) a minta vastagságának megfelelő  $[0, d]$  vagy  $[-d/2, +d/2]$  tartományban mindenütt, így az  $x = 0$  pontban is pozitív, a  $\phi(x=0) = I/c$  (1.23) és  $\phi(x=0) = c$  (2.42) egyenlőségekből következően a  $c$  paraméter értéke is pozitív, függetlenül a minta, a mérőfóliák és a moderátor tulajdonságaitól.

Itt jegyezzük meg, hogy az  $f(x) = \phi(x)/\phi_0(x)$  szintén illeszthető az (1.23) vagy a (2.42) függvénnyel. Az  $f(x)$  függvény átlaga,

$$\langle f \rangle = \frac{I}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{\phi(x)}{\phi_0(x)} dx \quad (2.44)$$

a vizsgált esetekben, azaz nagy grafit és bonamid moderátorban besugárzott, Dy mérőfóliával megtűzdelt minták esetén (3.12 táblázat I., III., IV.) 1%-nál kisebb mértékben tért el az  $F = \langle \phi \rangle / \langle \phi_0 \rangle$  értéktől, noha ezek matematikailag nem egyenlők.

### 2.2.1 Fluxuselozslás a Pu-Be forrás felszínén

Meghatároztuk a neutronfluxus eloszlását a méréseinkhez használt  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s neutronhozamú Pu-Be forrás felszínén. A vizsgálat célja a forrás aktív közepének megkeresése.

A 29 mm átmérőjű, 33 mm magasságú, henger alakú forrásra a hengerpalást két átellenes oldalán 12-12 darab (I-XII és XIII-XXIV számozású) 0,5 mm vastagságú In fóliát ragasztottunk, melyek hosszúsága 15 mm volt, szélessége 2,05 mm és 3,0 mm között változott. A forrást zsinigre függesztettük és úgy helyeztük el, hogy a padlótól és a faltól távol legyen. Több, mint 26 órányi besugárzás után a fóliák aktivitását HPGe detektorral mértük. Az  $^{115}\text{In}(n,n'\gamma)^{115\text{m}}\text{In}$  reakcióban keletkező metastabil mag 95,0% valószínűséggel bekövetkező izomer átmenet után 45,8% valószínűséggel 336,258 keV energiájú  $\gamma$ -fotont bocsát ki. Ennek felezési ideje  $T_{1/2} = 4,486$  (4) h. [23]

### 2.2.2 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők vékony mintákban

Meghatároztuk a neutronfluxus eloszlását és az  $F$  fluxusperturbáció,  $G$  önárnyékolás,  $H$  fluxusdepresszió tényezőit vékony indium és arany kötegekre vonatkozóan, termikus és epitermikus neutronokra, bonamid és grafit moderátorban.

Henger alakú, 32,8 cm átmérőjű, 20,5 cm magasságú bonamid ( $\epsilon$ -kapolaktám,  $(\text{CH}_2)_5\text{CONH}$ ) tömb tengelyébe helyeztük el az  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s hozamú Pu-Be forrást úgy, hogy felső lapja a bonamid felszínétől 2,3 cm-re volt. Alumínium alsó lappal, kadmium oldalpalásttal és fedőlappal rendelkező hengeres edényt 10,2 cm átmérőjű bonamid korongokkal töltöttünk ki 6,4 cm magasan. Az alsó laphoz közeli, közepén kifűrt korongban helyeztük el a vékony fóliaköteget, melyet így felülről 5,6 cm bonamid réteg fedett.

A 19 mm átmérőjű indium fóliákból készült kötegek vastagsága (beleértve a mérőfóliák vastagságát, de a hordozókét nem): 0,125 mm, 0,325 mm, 0,525 mm, 0,825 mm, 1,125 mm és 1,525 mm. Egy-egy kötegen belül egyenletesen elosztva 5 darab, hordozóra vitt, 0,025 mm vastag In mérőfóliát helyeztünk el, közülük kettőt a két szélére. A hordozót 0,06 mm vastagságú cellux ragasztóval erősítettük meg az erős igénybevétel miatt.

Szintén 19 mm átmérőjű fóliákat alkalmaztunk az arannyal végzett méréseknél, ahol a kötegek vastagsága: 0,25 mm, 0,65 mm, 1,65 mm és 2,25 mm. Az Au mérőfóliák vastagsága 0,05 mm volt, melyekből 5 darabot az indiumhoz hasonló módon, egyenletesen osztottunk el a kötegekben.

Az epitermikus neutronokkal történő besugárzások alkalmával a köteget két oldalán fedő, 19 mm átmérőjű, 0,95 mm vastagságú kadmium korongok biztosították a termikus neutronok elnyelését. Minthogy a kifűrt bonamid korong vastagsága 5 mm, a belekerülő fóliakötegek vastagsága pedig kisebb, a maradék helyet 19 mm átmérőjű polietilén fóliákkal töltöttük ki oly módon, hogy a köteg középső fóliájának helyzete ne változzon. A bonamid moderátorban történő besugárzás után az 5 mérőfólia aktivitását HPGe detektorral mértük.

A 250 cm hosszúságú, 190 cm szélességű, 190 cm magasságú,  $1,75 \text{ g/cm}^3$  sűrűségű grafitmáglyába helyezett,  $Y = 2,26 \cdot 10^6 \text{ n/s}$  hozamú Am-Be forrás szolgáltatja a neutronokat a másik mérésorozathoz. A besugárzandó kötegeket egyenként a forrástól 10 cm távolságban lévő grafit dugó hornyában helyeztük el. Négyzet alakú,  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  területű indium fóliákból állítottuk össze a kötegeket, melyek vastagsága: 0,125 mm, 0,20 mm, 0,375 mm és 0,425 mm volt. Az előbbihez hasonló módon a kötegben egyenletesen elosztott 5 darab 0,025 mm vastagságú In mérőfólia aktivitását a besugárzás után HPGe detektorral mértük. A grafitmáglyánál abszolút méréseket végeztünk (mivel az itteni detektor hatásfoka jól ismert), a fóliák egységnyi tömegre eső telítési aktivitását (mely arányos a fluxussal) Bq/mg egységekben kaptuk. Itt is alkalmaztuk a Cd-különbség módszert, a kadmium vastagsága 0,6 mm volt.

### 2.2.3 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők kiterjedt mintákban

Meghatároztuk a neutronfluxus eloszlását, a fluxusperturbáció ( $F$ ), az önárnyékolás ( $G$ ) és a fluxusdepresszió ( $H$ ) tényezőit kiterjedt mintákra bonamid és grafit moderátorban.

Kétféle méretű, henger alakú mintát alkalmaztunk, az egyik 28,5 mm átmérőjű és 68 mm magasságú, a másik 29 mm átmérőjű és 44 mm magasságú. A 68 mm magasságú 6 darab korongból (14 mm,  $4 \times 10 \text{ mm}$ , 14 mm), a 44 mm magasságú 4 darab korongból ( $4 \times 11 \text{ mm}$ ) állt össze. A minták anyaga: grafit, bonamid ( $(\text{CH}_2)_5\text{CONH}$ ), PVC ( $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$ ), plexiüveg ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ), vas, alumínium.

A mintán belüli fluxuseloszlás mérésére indium (átmérője 19 mm, vastagsága 0,1 mm illetve 0,025 mm, utóbbi hordozón), arany (átmérője 19 mm, vastagsága 0,05 mm) és diszpróziium (átmérője 12,7 mm, vastagsága 0,03 mm) fóliát használtunk. A mérőfóliákból 5 vagy 7 darabot a minta mentén egyenletesen osztottunk el a korongok között úgy, hogy került a minta két szélére és a közepére is. A középső fólia helyzetét tekintettük az  $x = 0$  helyzetnek a fluxuseloszlás ábrázolásánál.

A mérőfóliákkal megtűzdelt mintát alsó és felső fedőlappal ellátott hengeres mintatartóba helyeztük, melynek anyaga 0,5 mm illetve 1 mm vastagságú alumínium vagy kadmium volt.

Mértünk  $250 \times 190 \times 190 \text{ cm}^3$  térfogatú grafitmáglyába helyezett,  $Y = 2,26 \cdot 10^6$  n/s hozamú Am-Be forrással besugárzott In (0,1 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú grafit, bonamid, PVC, plexiüveg, vas és alumínium mintában, Al és Cd mintatartóban, valamint Dy (0,03 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú grafit, PVC, plexiüveg, vas és alumínium mintában, Al mintatartóban. A henger alakú forrás és mintatartó tengelyei közötti távolság 10 cm volt, középsíkjaik egybeestek. Ezeket abszolút méréseként végeztük, az egységnyi fóliatömegre eső telítési aktivitásokat Bq/mg egységben kaptuk.

Mértünk  $\sim 40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$  térfogatú grafit moderátorba helyezett,  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s hozamú Pu-Be forrással besugárzott In (0,025 mm) és Au (0,05 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú grafit, bonamid és PVC mintában, Al és Cd mintatartóban, valamint Dy (0,03 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú grafit, bonamid, PVC és vas mintában, Al és Cd mintatartóban. A forrás és mintatartó tengelyei közti távolság 5 cm volt, a középsíkjuk egybeesett.

Mértünk  $\sim 30$  cm átmérőjű, 30 cm magasságú, henger alakú bonamid moderátorba helyezett,  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s hozamú Pu-Be forrással besugárzott In (0,025 mm) és Au (0,05 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú bonamid, grafit és PVC mintában, Al és Cd mintatartóban, Dy (0,03 mm) mérőfóliákat 44 mm magasságú bonamid, grafit, PVC, vas és alumínium mintában, Al mintatartóban, valamint Dy (0,03 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú bonamid, grafit, PVC, plexiüveg, vas és alumínium mintában, csak Al illetve Al és Cd mintatartóban. A forrás és a mintatartó tengelyei közti távolság 5 cm volt, középsíkjuk a 44 mm magasságú mintánál egybeesett, a 68 mm magasságúnál 5 mm távolság volt köztük.

Mértünk  $\sim 30$  cm átmérőjű,  $\sim 39$  cm magasságú, henger alakú bonamid moderátorba helyezett,  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s hozamú Pu-Be forrással besugárzott In (0,1 mm) mérőfóliákat 68 mm magasságú bonamid, grafit, PVC, plexiüveg, vas és alumínium mintában, Al és Cd mintatartóban. A forrás és mintatartó tengelyei közti távolság 5 cm, a középsíkjuk közti távolság 5 mm volt.

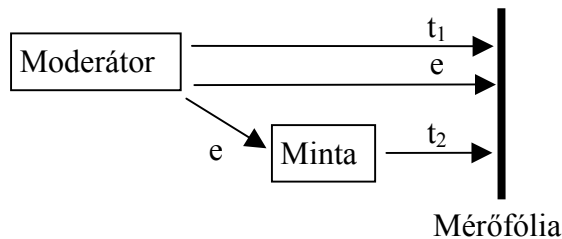
## 2.2.4 A termikus és epitermikus neutronok aránya

Meghatároztuk különböző minták esetén a termikus és epitermikus neutronfluxusok arányát.

Moderátorként ~30 cm átmérőjű, ~39 cm magasságú, henger alakú bonamid tömböt használtunk. Forrásként  $Y = 5,25 \cdot 10^6$  n/s hozamú Pu-Be szolgált, melyet a bonamid hengerben, annak tengelyétől 5 cm távolságban helyeztünk el. A 28,5 mm átmérőjű, 68 mm magasságú minták 6 darab korongból (14 mm,  $4 \times 10$  mm, 14 mm) álltak össze, anyaguk: bonamid, PVC és plexiüveg. A 0,5 mm falvastagságú Al vagy Cd mintatartóba helyezett mintát a moderátor tengelyében helyeztük el, a minta és a forrás középsíkja közti távolság 5 mm volt.

A 19 mm átmérőjű, 0,1 mm vastagságú In mérőfóliákat a minta közepére és két szélére tettük. A mérőfóliák fedésére 25 mm átmérőjű, 0,5 mm vastagságú Cd korongokat alkalmaztunk. Mértünk Al mintatartóba helyezett csupasz (A) és Cd fedéssel ellátott (B), valamint Cd mintatartóba helyezett csupasz (C) és Cd fedéses (D) In mérőfóliákat a fenti három mintában. Az elrendezések közti könnyebb eligazodást szolgálják a nagybetűs jelölések.

Tekintsük a 2.3 ábrát, mely a moderátorból a mintába jutó termikus ( $t_1$ ) és epitermikus (e) neutronokat, valamint az utóbbiak bizonyos részének a mintában történő termalizálódásával keletkező termikus ( $t_2$ ) neutronokat ábrázolja sematikusán. A mérőfóliát termikus ( $t_1$ ,  $t_2$ ) és epitermikus (e) neutronok aktiválhatják.



2.3 ábra A mérőfóliát aktiváló neutronok sematikus ábrája (e: epitermikus,  $t_1$ ,  $t_2$ : termikus)

Az A elrendezés (Al mintatartó, csupasz mérőfóliák) esetén a mintába termikus és epitermikus neutronok is bejutnak a moderátor felől. Az epitermikus neutronok egy része tovább lassul a mintában. Az In mérőfóliákat mind a termikus ( $t_1$ ,  $t_2$ ), mind az epitermikus (e) neutronok aktiválják (2.2 táblázat).

A B elrendezés (Al mintatartó, Cd fedéssel ellátott mérőfóliák) esetén a mintába termikus és epitermikus neutronok is bejutnak a moderátor felől. Az epitermikus neutronok egy része tovább lassul a mintában. Az In mérőfóliákat a Cd borítás miatt csak az epitermikus (e) neutronok aktiválják.

A C elrendezésben (Cd mintatartó, csupasz mérőfóliák) a mintába csak epitermikus neutronok jutnak a moderátor felől a Cd mintatartó miatt. Ezek egy része a mintában tovább lassul. Az In mérőfóliákat az epitermikus (e) és a mintában lelassult termikus ( $t_2$ ) neutronok aktiválják.

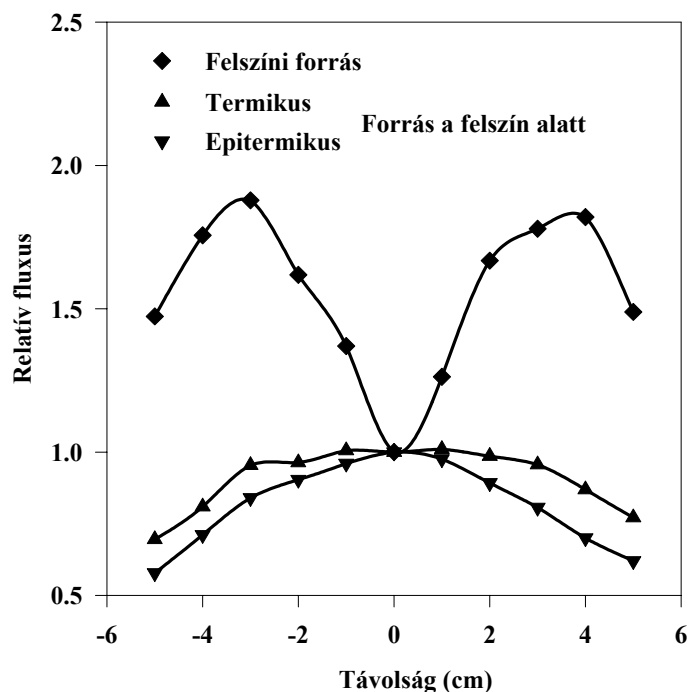
A D elrendezésben (Cd mintatartó, Cd fedéssel ellátott mérőfóliák) a mintába csak epitermikus neutronok jutnak a moderátor felől. Ezek egy része a mintában lelassul. Az In mérőfóliákat a Cd borítás miatt csak a bejutott, de nem termalizálódott epitermikus (e) neutronok aktiválják. A fenti gondolatmenet szerint a mérőfóliák szempontjából a B és D elrendezés között nincs különbség.

### 3. Eredmények

#### 3.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet

##### 3.1.1 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése aktivációs fóliával

Az oldalirányú fluxuseloszlás mérésének eredményét a 3.1 ábra mutatja. Ezen a középtől mért távolság függvényében a relatív fluxus értékei vannak feltüntetve, a középső fólia fluxusát minden esetben 1-nek véve. Abban az esetben, amikor a forrás felszíne a moderátor felszínével esett egybe, az In fólia nem kapott Cd-borítást. Amikor a forrás 4 cm-rel a felszín alatt volt elhelyezve, a termikus és epitermikus neutronokat külön-külön mértük.



3.1 ábra Oldalirányú fluxuseloszlás a moderátor felszínén

Látható, hogy a felszíni forrás esetén a középső helyzetű In fólia által mért fluxus a legkisebb, mivel ekkor a forrásból kilépő gyors neutronok nem tudnak oly mértékben lelassulni, hogy képesek legyenek aktiválni a fóliát. Sugárirányban kifelé haladva a fluxus növekedését tapasztaljuk, mely 3-4 cm körül éri el maximumát, aztán megint csökkenni kezd. Ezt a neutronoknak az In fólia szempontjából kedvező lassulási mértékével magyarázhatjuk: a

maximum helynél érik el azt az energiaeloszlást, mely az  $^{115}\text{In}(n,\gamma)$  reakció gerjesztési függvényét tekintve a legkedvezőbb.

Felszín alatti forrás esetén a középső fólia aktivitása a legnagyobb, a szélek felé pedig rohamosan csökken, epitermikus neutronokra kb. 6 cm-nél érné el a középső érték felét. A termikus neutronok fluxusának csökkenése lassabb. A fluxuselozslás alakja jelzi, hogy a méréshez használható minta átmérője korlátozott. Az általunk alkalmazott 10,2 cm átmérőjű minta esetén is körülbelül 25%-ot csökken a termikus fluxus a szélek felé haladva.

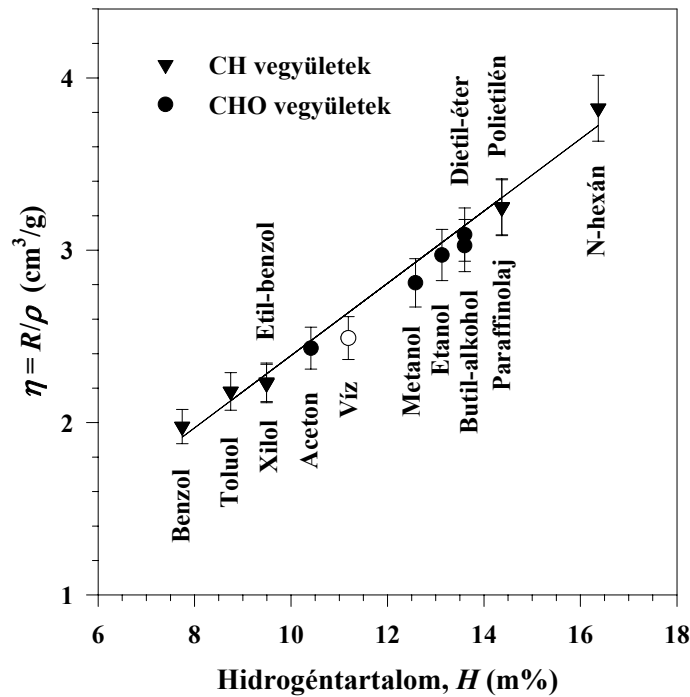
A fluxusértékek normalizálásához használt faktorok a következők: termikus neutronokra 1,0, felszíni forrás esetén 0,42 és epitermikus neutronokra 0,26. Ezek az értékek világosan mutatják a termikus neutronok előnyét az epitermikussal szemben.

Szén, alumínium, cink és cink-oxid mintákra meghatároztuk a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszeteket. A ZnO mintára kapott  $\sigma_{\beta mol}$  ismeretében az (1.6) felhasználásával megadtuk oxigénre a reflexiós hatáskeresztmetszetet. Az eredmények a 3.1 táblázatban láthatók. Ezeket összevetve a  $\text{BF}_3$  számlálós elrendezésben mértekkel (1.1 táblázat) azt tapasztaljuk, hogy azokkal nem egyeznek az eltérő mérési geometria és az eltérő detektoranyag miatt, de egységesen körülbelül kétszeres értékeket kaptunk azokhoz képest.

3.1 táblázat Néhány elem termikus neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszete ( $\sigma_{\beta}$ ),  $R_{\beta} = \sigma_{\beta,X} / \sigma_{\beta,H}$ ,  $R_{EL} = \sigma_{EL,X} / \sigma_{EL,H}$  és  $R_{\beta} / R_{EL}$  értéke a vonatkozó adatkönyvtárakkal

Elem	$\sigma_{\beta}$ (barn)	$R_{\beta}$ (%)	$R_{EL}$ (%)	$R_{\beta} / R_{EL}$	Adatkönyvtár
H	$34,4 \pm 1,2$	—	—	—	—
C	$6,30 \pm 0,30$	18,32	17,11	1,07	ENDF/B-VI
O	$5,20 \pm 0,25$	15,12	13,87	1,09	ENDF/B-VI
Al	$2,08 \pm 0,20$	6,05	5,0	1,21	JEF-2.2
Zn	$5,00 \pm 0,40$	14,54	14,57	0,998	BROND
ZnO	$10,20 \pm 0,80$	—	—	—	—

A CH és CHO vegyületek valamint a víz esetén kapott  $\eta$  értékek és az összetételből számított hidrogéntartalom ( $H$ ) tömegszázalékban a 3.2 táblázatban láthatók. Az  $\eta$ - $H$  függvényt a 3.2 ábra mutatja, melyen a CH és CHO vegyületek különböző jelekkel vannak feltüntetve. Látható, hogy a pontokra jól illeszkedik az egyenes, és az oxigéntartalmú vegyületek sem térnek el tőle jelentősen. Az illesztési paraméterek csak a CH vegyületekre:  $\eta_0 = 0,29 \pm 0,11 \text{ cm}^3/\text{g}$  és  $\mu = 0,21 \pm 0,01 \text{ cm}^3/\text{g}$ ; a CH és CHO vegyületeket együttesen figyelembe véve:  $\eta_0 = 0,29 \pm 0,10 \text{ cm}^3/\text{g}$  és  $\mu = 0,21 \pm 0,01 \text{ cm}^3/\text{g}$ . Eltérés gyakorlatilag nincs, bár  $\eta_0$  hibája nagy.



3.2 ábra Kalibrációs görbe hidrogéntartalom meghatározásához

A 3.1 táblázatban megadott  $\sigma_{\beta C}$  és  $\sigma_{\beta O}$ , valamint a vegyületekre az egyenes által meghatározott  $\eta$ -kból (1.6) és (1.8) felhasználásával számolt  $\sigma_{\beta mol}$  értékek ismeretében kapott  $\sigma_{\beta H}$  adatok a 3.2 táblázatban láthatók. Ezek átlagát,  $\sigma_{\beta H} = 34,4 \pm 1,2$ -t felhasználva a 3.1 táblázat tartalmazza az  $R_{\beta} = \sigma_{\beta X} / \sigma_{\beta H}$ ,  $R_{EL} = \sigma_{EL,X} / \sigma_{EL,H}$  (ahol  $\sigma_{EL,H} = 29,026$  barn) valamint az  $R_{\beta} / R_{EL}$  hányadosokat az elfogadott könyvtárakkal. Ezeket összehasonlítva az 1.1 táblázattal nem tapasztalunk jelentős mértékű eltéréseket.

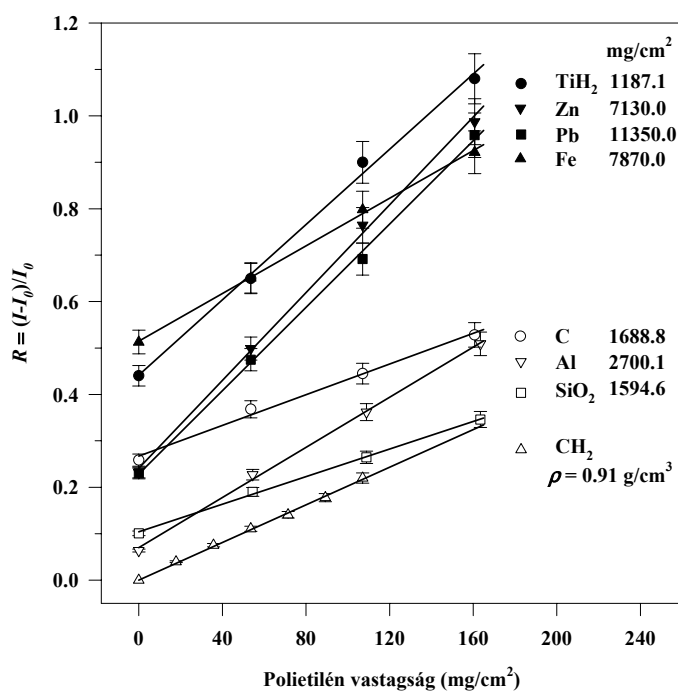
Az aktivációs fóliával végzett mérések hátránya a  $\text{BF}_3$  számlálás mérésekhez képest, hogy több időt és fáradságot vesznek igénybe.

3.2 táblázat A CH és CHO vegyületek, valamint a víz adatai

Minta	Összetétel	$\eta$ (cm <sup>3</sup> /g)	$H$ (m%)	$\sigma_{\beta mol}$ (barn)	$\sigma_{\beta,H}$ (barn)
Paraffinolaj	CH <sub>2</sub>	3,25	14,37	75,05	34,37
Polietilén	CH <sub>2</sub>	3,25	14,37	76,06	34,88
Benzol	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	1,98	7,74	248,82	35,17
Toluol	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	2,18	8,75	330,36	35,78
Xilol	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	2,23	9,50	381,26	33,09
Etil-benzol	C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	2,23	9,49	385,96	33,57
N-hexán	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	3,82	16,37	523,47	34,69
Aceton	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	2,43	10,41	231,51	34,57
Butil-alkohol	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CHCH <sub>2</sub> OH	3,03	13,60	369,25	33,90
Dietil-éter	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OC <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	3,09	13,60	376,09	34,57
Metanol	CH <sub>3</sub> OH	2,81	12,58	145,80	33,58
Etanol	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> OH	2,97	13,13	223,06	34,21
Víz	H <sub>2</sub> O	2,49	11,18	74,41	34,61
Átlag					34,4 ± 1,2

### 3.1.2 A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése BF<sub>3</sub> számlálóval, relatív módszerrel

Az  $R$  többlet beütést mint az  $\frac{1}{2}d$  pozícióban elhelyezett polietilén fólia vastagságának függvényét a 3.3 ábra mutatja, melyen feltüntettük a minták vastagságát is mg/cm<sup>2</sup> egységben. Látható, hogy – legalábbis ebben a tartományban – a függvény menete lineáris, de az egyenesek meredeksége nem egyezik meg a tiszta polietilén esetében fennálló meredekséggel.



3.3 ábra Különböző mintákra vonatkozó többlet beütések a polietilén vastagságának függvényében

Az (1.6) egyenlőségből az következik, hogy egy keverék anyagtól származó  $R$  többlet beütés egyenesen arányos a keveréket alkotó atomok neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszeteinek a különböző atomok keverékbeli számával súlyozott összegével.

Tekintsünk egy keverék mintát, mely  $X$  és  $Y$  típusú atomokból épül fel, legyen  $n_X$  és  $n_Y$  az atomok mintabeli száma,  $\sigma_{\beta,X}$  és  $\sigma_{\beta,Y}$  a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet a megfelelő típusú atomra vonatkozóan. A fentiek szerint:

$$R = \frac{I - I_0}{I_0} = C \frac{n_X \sigma_{\beta,X} + n_Y \sigma_{\beta,Y}}{S} \quad (3.1)$$

Válaszuk szét az  $X$  és  $Y$  atomokat, és mérjük meg külön-külön az  $R$  többlet beütéseket:

$$R_X = \frac{I_X - I_0}{I_0} = C \frac{n_X \sigma_{\beta,X}}{S}, \quad (3.2)$$

$$R_Y = \frac{I_Y - I_0}{I_0} = C \frac{n_Y \sigma_{\beta,Y}}{S}, \quad (3.3)$$

ahol  $I_X$  és  $I_Y$  a mért beütések a megfelelő minta jelenlétében. Az  $I_0$  háttér minden esetben ugyanaz.

A (3.2) és (3.3) jobb oldalát összeadva megkapjuk a (3.1) jobb oldalán álló kifejezést. Adjuk össze (3.2) és (3.3) bal oldalát is:

$$R_X + R_Y = \frac{I_X - I_0}{I_0} + \frac{I_Y - I_0}{I_0} = \frac{I_X + I_Y - 2I_0}{I_0}. \quad (3.4)$$

Könnyen azt gondolhatnánk, hogy a (3.4)-ben kapott eredmény megegyezik a (3.1) bal oldalával, minthogy a kétszeri mérés miatt kellett kétszer levonni a háttérrel. Azonban az X és Y atomok szétválasztása egyben a geometriát is megváltoztatta. Azonos alapterületet ( $S$ ) véve a mintavastagság ( $d$ ) nyilván különbözik a keverék és a szétválasztott minták esetén. Emiatt mások a mérés feltételei, más a kialakuló neutronter a mintában. Az egyenesek különböző meredeksége (3.3 ábra) tehát nem áll ellentmondásban az (1.6) szerinti additivitással, mivel ennek nem következménye az  $R$  többlet beütések additivitása.

A különböző minták (elemek, vegyületek, keverékek) esetén polietilén mint referenciával mért  $d_e$  ekvivalens vastagságokból a (2.6) alapján számított  $D_T$  mennyiségeket a 3.3 táblázat tartalmazza.

A  $D_T$  mennyiségek ismeretében a (2.5) felhasználásával kapott neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetekből vegyületek és keverékek esetén az (1.6) szerinti additivitást felhasználva származtathatók a mintát alkotó elemekre vonatkozó reflexiós hatáskeresztmetszetek. A 3.4 táblázatban feltüntettük a mért minta anyagát, a belőle származtatott elemet és a származtatott  $\sigma_{\beta}$ -t. A „rég” megjelölés azt jelenti, hogy azt még Csikai és Buczkó mérte [1] (ld. 1.1 táblázat). A minták egy részét abszolút (1.1.2 fejezet), más részét relatív módszerrel (polietilén fóliával) mértük. Utóbbiak mellett zárójelben a  $\text{CH}_2$  jelzés olvasható. Az elfogadott értéknek kijelölt  $\sigma_{\beta}$ -k dőlt betűvel vannak szedve. Ezek nem átlagok, inkább a mérés megbízhatósága alapján választottuk ki őket.

A (2.9) alapján vízre és hidrogénre számított, polietilénre vonatkoztatott ekvivalens vastagságok a következők:  $\rho_{H_2O}d_{e,H_2O} = 1,30 \cdot \rho_{CH_2}d_{e,CH_2}$ ,  $\rho_H d_{e,H} = 0,16 \cdot \rho_{CH_2}d_{e,CH_2}$ .

A  $\sigma_\beta$  neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszetek és a Maxwell-eloszlású termikus neutronokra átlagolt  $\sigma_{EL}$  rugalmas szórási hatáskeresztmetszetek hányadosára a következőt kaptuk:  $\sigma_\beta / \sigma_{EL} = 0,6 \pm 0,02$ .

3.3 táblázat Néhány mintára kapott  $D_T = \rho_T \delta / \rho_{CH_2} d_e$  mennyiség

Minta	$D_T$
Grafit	$11,0 \pm 0,5$
Al	$82,0 \pm 3,0$
SiO <sub>2</sub>	$26,0 \pm 2,0$
S	$140,0 \pm 4,0$
KCl	$19,4 \pm 1,5$
TiH <sub>2</sub>	$3,5 \pm 0,6$
Co	$46,0 \pm 2,0$
Fe	$22,8 \pm 1,5$
Cu	$36,2 \pm 1,7$
Ni	$12,2 \pm 1,4$
Zn	$69,0 \pm 2,5$
Pb	$86,0 \pm 3,0$
Fe + Ni + Cu I.	$22,73 \pm 1,50$
Fe + Ni + Cu II.	$23,04 \pm 1,50$
Fe + Al + Cu	$32,8 \pm 1,60$
Zn + Al	$71,0 \pm 3,0$

3.4 táblázat A mért minta anyaga, a belőle származtatott elem és a származtatott neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet. Régi: korábbi mérési eredmények (ld. 1.1 táblázat), új: jelenlegi mérések

Minta	Származtatott elem	Régi $\sigma_{\beta}$ (barn)	Új $\sigma_{\beta}$ (barn)
Grafit (CH <sub>2</sub> )	C	3,15 ± 0,15	3,00 ± 0,10
CH <sub>2</sub>	H	17,17 ± 0,30	17,3 ± 0,20
Paraffin	H		17,38 ± 0,20
Víz	O	2,6 ± 0,3	2,5 ± 0,20
C <sub>5</sub> H <sub>12</sub> N <sub>4</sub>	N	4,8 ± 0,5	
NH <sub>4</sub> NO <sub>3</sub>	N		6,2 ± 0,15
MgO	Mg		2,25 ± 0,20
Al (CH <sub>2</sub> )	Al	0,95 ± 0,15	0,86 ± 0,12
Si (por)	Si	1,31 ± 0,12	
SiO <sub>2</sub> (CH <sub>2</sub> )	Si		1,33 ± 0,10
S (CH <sub>2</sub> )	S	0,72 ± 0,20	0,62 ± 0,15
KCl (CH <sub>2</sub> )	Cl		10,0 ± 0,5
K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	K		1,30 ± 0,10
TiH <sub>2</sub>	Ti		2,66 ± 0,15
TiH <sub>2</sub> (CH <sub>2</sub> )	Ti		2,5 ± 0,15
Mn (por)	Mn	1,46 ± 0,12	1,33 ± 0,12
Fe*	Fe	6,40 ± 0,20	
Fe (CH <sub>2</sub> )	Fe		6,60 ± 0,30
Fe + Al	Fe		6,60 ± 0,20
Fe + Al (CH <sub>2</sub> )	Fe		6,4 ± 0,5
Fe + Cu (CH <sub>2</sub> )	Fe		6,4 ± 0,5
Fe + Al + Cu (CH <sub>2</sub> )	Fe		6,70 ± 0,25
Co*	Co	3,36 ± 0,25	
Co (CH <sub>2</sub> )	Co		3,60 ± 0,30

## 3.4 táblázat folytatása

Minta	Származtatott elem	Régi $\sigma_{\beta}$ (barn)	Új $\sigma_{\beta}$ (barn)
Ni*	Ni	9,0 ± 0,40	
Ni (por) (CH <sub>2</sub> )	Ni		9,3 ± 1,5
Fe + Ni	Ni		11,7 ± 1,8
Ni + Cu (CH <sub>2</sub> )	Ni		9,7 ± 1,6
Fe + Ni + Cu I. (CH <sub>2</sub> )	Ni		10,7 ± 0,6
Fe + Ni + Cu II. (CH <sub>2</sub> )	Ni		10,5 ± 0,6
Al + Ni (CH <sub>2</sub> )	Ni		10,12 ± 0,8
Cu*	Cu	4,6 ± 0,20	
Cu (CH <sub>2</sub> )	Cu		4,7 ± 0,20
Fe + Cu (CH <sub>2</sub> )	Cu		4,6 ± 0,3
S + Cu	Cu		4,8 ± 0,15
Fe + Al + Cu (CH <sub>2</sub> )	Cu		4,60 ± 0,20
Zn*	Zn	2,7 ± 0,15	
Zn (por) (CH <sub>2</sub> )	Zn		2,5 ± 0,15
Zn + Pb (CH <sub>2</sub> )	Zn		2,5 ± 0,2
Zn + Al (CH <sub>2</sub> )	Zn		2,7 ± 0,2
Zn + C (CH <sub>2</sub> )	Zn		2,43 ± 0,20
Nb (por)	Nb	4,0 ± 0,30	3,80 ± 0,20
HgO	Hg	4,65 ± 0,5	5,15 ± 0,3
Pb (CH <sub>2</sub> )	Pb	7,15 ± 0,5	6,7 ± 0,4
Pb + Al	Pb		6,64 ± 0,4
Pb + Zn (CH <sub>2</sub> )	Pb		6,90 ± 0,50

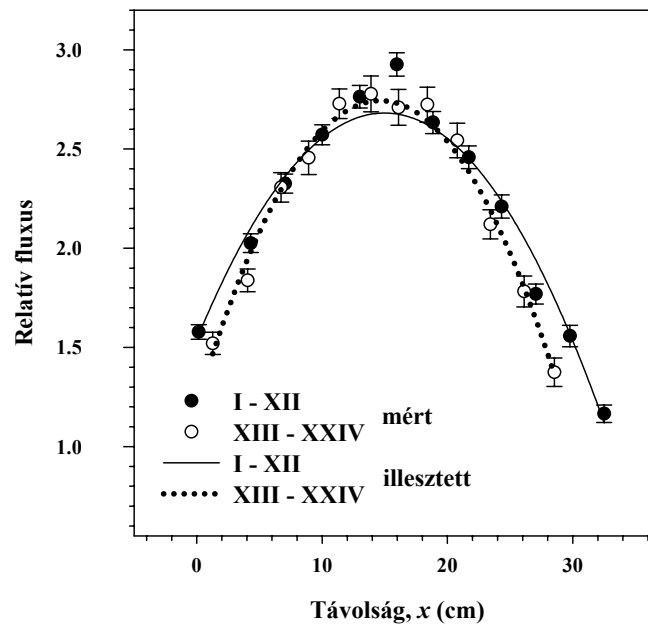
\*A minta vastagsága kisebb, mint 1 cm

## 3.2 Fluxuselozslás

### 3.2.1 Fluxuselozslás a Pu-Be forrás felszínén

A forrás két átellenes oldalára ragasztott I-XII és XIII-XXIV számozású fóliásor 336 keV energiájú  $\gamma$ -vonalaira kapott csúcsterületekből számított relatív fluxusmeneteket a 3.4 ábra mutatja. A két adatsorra külön-külön a (2.42) másodfokú függvényt illesztették. A függvények  $a$ ,  $b$  és  $c$  paramétereinek meghatározása után a maximum helyet az  $x = -b/2a$  alapján számíthatjuk ki.

A maximum helyet az I-XII fóliásor esetén  $x = 15$  mm, a XIII-XXIV fóliásor esetén  $x = 14,6$  mm távolságnál találjuk. Ez a két érték hibahatáron belül egyenlő. A forrás aktív közepének helyére az alsó lapjától mért 15 mm távolságot elfogadva azt találjuk, hogy az mindössze 1,5 mm-rel van a geometriai közepe alatt.



### 3.2.2 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők vékony mintákban

#### *A fluxuselozlás*

A bonamid moderátorban Pu-Be forrással besugárzott 0,525 mm, 0,825 mm, 1,125 mm és 1,525 mm vastagságú indium kötegekre kapott termikus neutronfluxus-eloszlások a 3.5 ábrán láthatók. Egy-egy kötegen belül az 5 darab mérőfólia (közülük 1-1 a köteg két végén) segítségével meghatározott fluxusok adják a mérési pontokat. Az  $x = 0$  helyzetnek a köteg forráshoz közelebb eső felszínét választottuk. A pontokra az (1.23) függvényt illesztettük, az  $a$ ,  $b$ ,  $c$  paramétereket a 3.5 táblázat tartalmazza. Amint látható, ez a függvény jól leírja az eloszlást, kivéve a 0,125 mm és 0,325 mm vastagságú (két legvékonyabb) köteg esetén, melyeket a 3.5 ábrán nem is tüntettünk fel.

Megfigyelhető, hogy a termikus fluxus a kötegen a forráshoz közelebb eső felületén ( $x = 0$ ) valamivel nagyobb, mint a távolabb esőn ( $x = d$ ). A  $\phi(x = 0) / \phi(x = d)$  arányokat a 3.6 táblázat tartalmazza.

Ez a jelenség a Buczkó és Borbély által publikált cikkből [18] idézett 1.5 ábrán még inkább kitűnik. Magyarázata az, hogy a forrástól távolodva csökken a termikus neutronok száma. Ez a kijelentés azonban bizonyos távolságon belül nem érvényes. Buczkó és mások már idézett cikkében [21] szerepel, hogy a forrás közvetlen közeléből elindulva a termikus neutronfluxus kezdetben növekszik, majd a maximum elérése után kezd monoton csökkenni. A maximum ott alakul ki, ahol – a moderátor tulajdonságaitól függően – a forrásból származó gyors neutronok már kellően le tudtak lassulni.

A bonamid moderátorban Pu-Be forrással besugárzott 0,25 mm, 0,65 mm, 1,65 mm és 2,25 mm vastagságú arany kötegekre kapott termikus neutronfluxus-eloszlásokat a 3.6 ábra, a grafit moderátorban Am-Be forrással besugárzott 0,125 mm, 0,2 mm (8 darab mérőfóliával), 0,375 mm és 0,425 mm vastagságú indium kötegekre kapott telítési aktivitások eloszlását a 3.7 ábra mutatja. Itt is megfigyelhető, hogy a kötegeknek a forráshoz közelebbi felületéhez nagyobb fluxus tartozik, mint a távolabbihoz (3.6 táblázat).

A pontokra illesztett (1.23) függvény paramétereit a 3.5 táblázat tartalmazza. A táblázatokból kitűnik, hogy termikus fluxust tekintve az  $a$  paraméterek mind negatívak, a  $c$  paraméterek mind pozitívak (ahogy erről már szó esett). Az  $a$ ,  $b$ ,  $c$  paraméterek értéke bonamid moderátorban a köteg vastagságával növekszik, grafit moderátorban az  $a$  és  $c$  növekszik, a  $b$  csökken.

A bonamid moderátorban Pu-Be forrással besugárzott 0,525 mm, 0,825 mm, 1,125 mm és 1,525 mm vastagságú In kötegekre (a 0,125 mm és 0,325 mm vastag kötegekre a mérés itt sem volt sikeres) és 0,25 mm, 0,65 mm,

1,65 mm és 2,25 mm vastagságú Au kötegekre kapott epitermikus neutronfluxus-eloszlásokat a 3.8 és 3.9 ábrák mutatják. A grafit moderátorban Am-Be forrással besugárzott In kötegekre vonatkozó eredmények azt mutatták, hogy itt az epitermikus fluxus a kötegen belül nem változik, értéke  $\sim 1/6$  része a termikus fluxusnak.

Ismét megfigyelhető, hogy a forráshoz közelebbi oldalon nagyobb a fluxus értéke (3.6 táblázat) (a forrástól távolodva az epitermikus neutronok száma is csökken [21]), valamint hogy az epitermikus fluxus a köteg belseje felé haladva meredekebben zuhan, mint a termikus. A pontokra ismét az (1.23) függvényt illesztettük, az illesztési paramétereket a 3.5 táblázat tartalmazza.

Noha Khalil [20] szerint a rezonancia neutronok eloszlását az (1.25) függvény írja le – mely 5 illesztési paramétert tartalmaz, így az 5 mérési pontra elvileg alkalmazhattuk volna –, mégsem ezt használtuk. Ennek két oka van. Az egyik, hogy az illesztés teljesen pontos lett volna a paraméterek és a mérési pontok megegyező száma miatt, vagyis a görbe nem teljesítette volna a hibákat kiegyenlítő szerepét. A másik (ezzel összefüggő) ok, hogy az (1.25) függvénynek három szélsőértéke van, így meglehetősen hullámos görbét kaptunk volna.

A 3.5 táblázatból látszik, hogy epitermikus fluxust tekintve bonamid moderátor esetén mind az In, mind az Au kötegekben az  $a$  és  $c$  értéke növekszik, a  $b$  értéke csökken a köteg vastagságával.

### **$A \langle \phi \rangle, \phi_s, \phi_0$ meghatározása**

A  $\langle \phi \rangle$  átlagos fluxust az  $a, b, c$  paraméterek ismeretében határoztuk meg a (2.40) felhasználásával, az eredményeket a 3.7 táblázat tartalmazza. A  $\xi_2^2 = \frac{b^2}{4a^2} - \frac{c}{a}$  első tagja pozitív ( $a \neq 0$ , különben a görbe hiperbola lenne,  $b \neq 0$ , különben a görbe az  $x = 0$  egyenesre szimmetrikus lenne), a  $c$  pozitív, az  $a$  pedig minden kötegre negatívnak bizonyult, így  $\xi_2^2 > 0$  teljesül.

A  $\langle \phi \rangle$  különböző anyagú kötegekre vonatkozó értékei egymással nem hasonlíthatók össze a relatív mérések miatt. Valamennyi köteg esetén termikus és epitermikus neutronokra is csökken az átlagos fluxus a kötegvastagság növekedésével, és ugyanez mondható el a termikus/epitermikus arányról is (3.7 táblázat).

A köteg felszínén mérhető  $\phi_s$  fluxust az (1.23)  $\phi(x)$  függvény  $a, b, c$  paramétereinek ismeretében a  $\phi(x=0)$  és  $\phi(x=d)$  helyettesítéssel kapjuk. Amint láttuk, ez a két mennyiség nem egyenlő, arányukat a 3.6 táblázat

tartalmazza. A  $G$  és  $H$  mennyiségekre vonatkozó számításainkban az  $x = 0$  helyettesítéssel kapott  $1/c$  értékeket vettük figyelembe (3.5 táblázat).

A  $\phi_0$ , vagyis a köteg távollétében a moderátorban észlelhető zavartalan fluxus meghatározására a következő ötletet alkalmaztuk. Az (1.23) függvény illesztésével kapott  $a$ ,  $b$ ,  $c$  paraméterek segítségével számítsuk ki a különböző vastagságú kötegekre a függvény értékeit az  $x = 0$ ,  $x = d/2$ ,  $x = d$  helyeken, vagyis a köteg két szélén és a közepén. Ábrázoljuk az így kapott értékeket a köteg vastagságának függvényében. Elképzelésünk szerint az  $x = 0$ ,  $x = d/2$  és  $x = d$  által meghatározott értékekre illeszkedő görbék külön-külön kijelölik  $d = 0$  vastagságra extrapolálva a nulla kötegvastagság esetén érvényes  $\phi_0$  értéket. Természetesen mindhárom görbe ugyanazt a  $\phi_0$ -t adná.

A termikus neutronokra vonatkozó eredményeket a 3.10 (In kötegek, bonamid moderátor), 3.11 (Au kötegek, bonamid moderátor) és 3.12 (In kötegek, grafit moderátor) ábrák mutatják, melyeken a  $\phi(x)$  függvény  $x = 0$ ,  $x = d/2$  és  $x = d$  helyeken kapott értékeinek természetes alapú logaritmusát ábrázoltuk a  $d$  kötegvastagság függvényében.

Az ábrákon jól látszik, hogy a  $\phi(x)$  értékei  $x = 0$  esetén nagyobbak, mint  $x = d$  esetén, továbbá hogy a köteg közepén ( $x = d/2$ ) legkisebb a fluxus értéke. A pontokra illesztett egyenesek bonamid moderátorban mind az In, mind az Au kötegeknél remekül összefutnak  $d = 0$  kötegvastagságnál. Az In kötegeknél az egyenesek átlagosan a 2,62 értéknél, Au kötegeknél átlagosan a 2,08 értéknél metszik a  $d = 0$  tengelyt, melyből a  $\phi_0$ -ra rendre 13,69 illetve 8,01 következik (3.8 táblázat). A relatív mérés miatt ezek nem hasonlíthatók össze.

Grafit moderátorban a három egyenes közül kettő szinte párhuzamos, az extrapolált értékek között sokkal nagyobb az eltérés, mint bonamidban. Itt a köteg elülső felszíne által kijelölt 0,93 értéket vettük figyelembe, mely alapján  $\phi_0$ -ra 2,54-et kaptunk (3.8 táblázat).

Az epitermikus neutronokra vonatkozó eredményeket a 3.13 (In kötegek, bonamid moderátor) és 3.14 (Au kötegek, bonamid moderátor) ábrák mutatják. Megfigyelhető ismét, hogy a fluxus a forráshoz közelebb eső szélén nagyobb, mint a távolabb esőn és a köteg közepén a legkisebb. Epitermikus neutronok esetén a  $\phi(x)$  természetes alapú logaritmusának az  $x = 0$ ,  $x = d/2$  és  $x = d$  helyeken vett értékei által kijelölt egyenesek szinte teljesen párhuzamosan futnak. A  $d = 0$  vastagságra extrapolált értékek között rendkívül nagyok az eltérések. A  $\phi_0$  meghatározásához egyszerűen a köteg elülső felszíne által kijelölt 1,85 illetve 1,13 értéket vettük figyelembe, melyből  $\phi_0$ -ra 6,37 és 3,09 következik (3.8 táblázat).

A 3.8 táblázat tartalmazza a  $\phi_0$  fluxusokra vonatkozó termikus/epitermikus arányokat is, mely bonamid moderátorban In kötegekre

2,15, Au kötegekre 2,59. Ezek a mennyiségek összehasonlíthatók, köztük mintegy 20% eltérés tapasztalható.

### ***Az $F$ , $G$ és $H$ meghatározása***

Az előbbieken kapott  $\langle \phi \rangle$ ,  $\phi_s$ ,  $\phi_0$  mennyiségekből a fluxusperturbáció ( $F$ ), az önárnyékolás ( $G$ ) és a fluxusdepresszió ( $H$ ) tényezőit az (1.12), (1.10) és (1.9) alapján határoztuk meg. Az eredményeket a 3.9 táblázat tartalmazza, termikus neutronokra a mintavastagság függvényében a 3.15 (In kötegek, bonamid moderátor), 3.16 (Au kötegek, bonamid moderátor) és 3.17 (In kötegek, grafit moderátor) ábrák mutatják.

Mivel mindhárom faktor 1 értéket kell adjon  $d = 0$  kötegvastagságnál, ezt a pontot szintén feltüntettük. Mivel mindhárom tényező értéke 1-nél kisebb  $d > 0$  vastagságnál, és  $F = G \cdot H$  (1.13), így az  $F$  értékei szükségképpen kisebbek, mint a  $G$  vagy a  $H$ . A függőleges skálát logaritmikusra választva a pontokra egyenesek illeszthetők. Ezek alapján az  $F$ ,  $G$ ,  $H$  tényezők a kötegvastagság függvényében a következőképpen adhatók meg:

$$F(d) = F_0 e^{-fd}, \quad (3.5)$$

$$G(d) = G_0 e^{-gd}, \quad (3.6)$$

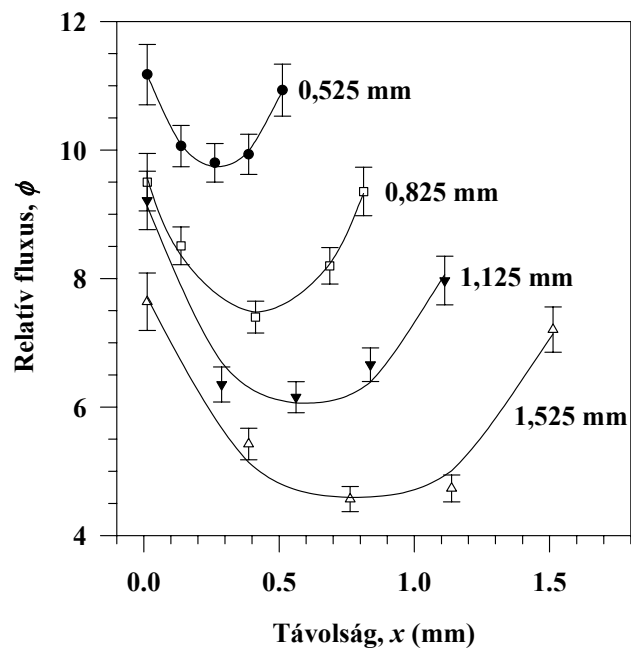
$$H(d) = H_0 e^{-hd}, \quad (3.7)$$

ahol  $F_0$ ,  $G_0$ ,  $H_0$  ( $= 1$ ) a  $d = 0$  vastagsághoz tartozó értékek,  $f$ ,  $g$  és  $h$  a megfelelő illesztési paraméterek (3.9 táblázat).

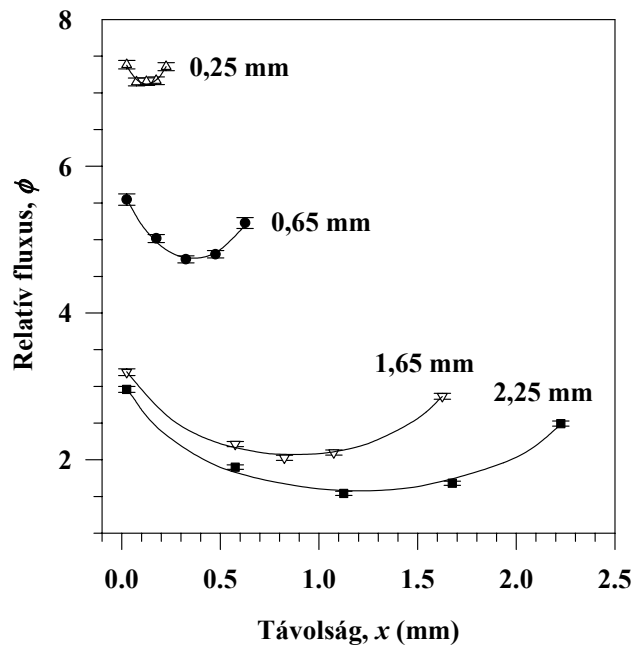
Az illesztési paraméterek összehasonlításából azt látjuk, hogy az  $f$ -ek között bonamidban nem túl nagy (11,5%) az eltérés In és Au kötegeknél. Ugyanez (15,4%) igaz a  $g$  értékekre. Grafit moderátorban az  $f$  és  $g$  ezeknél lényegesen nagyobb. Grafit moderátorban tehát az  $F$  és  $G$  tényezők sokkal érzékenyebbek a kötegvastagságra, mint bonamid moderátorban. A  $h$  paramétert tekintve azonban az Au kötegekre bonamid moderátorban kapott és az In kötegekre grafit moderátorban kapott értékek közt van kicsi, mindössze 5% eltérés.

Az epitermikus neutronokra vonatkozó  $F$ ,  $G$  és  $H$  mint a kötegvastagság függvénye a 3.18 (In kötegek, bonamid moderátor) és 3.19 (Au kötegek, bonamid moderátor) ábrán látható. Az  $F$  és  $G$  tényezők pontjaira nem illeszthető a (3.5) illetve a (3.6) függvény. A  $H$  tényező pontjai viszont illeszthetők a (3.7) függvénnyel, a  $h$  paramétereket a 3.9 táblázat tartalmazza.

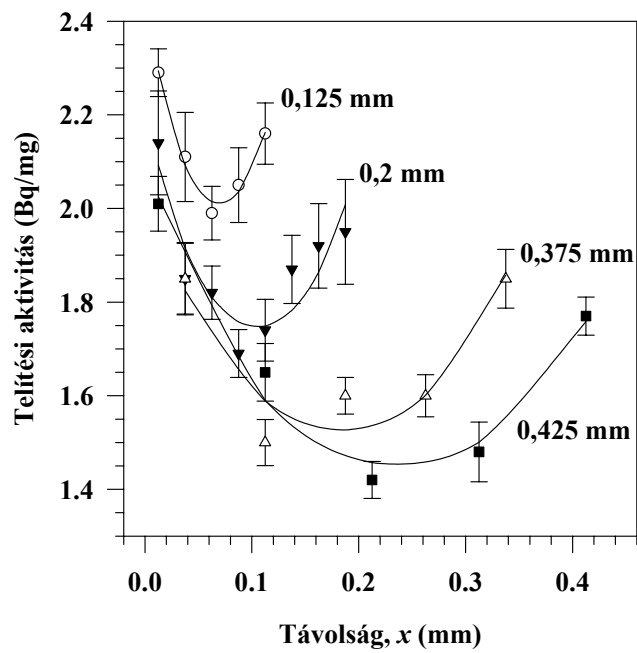
Méréseinkben  $H \neq 1$  az epitermikus neutronokra. Ennek oka, hogy az indium és arany abszorpciós gerjesztési függvényeire az epitermikus tartományban nem teljesülnek a Judd cikkéből [12] idézett feltételek (1.2.1 fejezet).



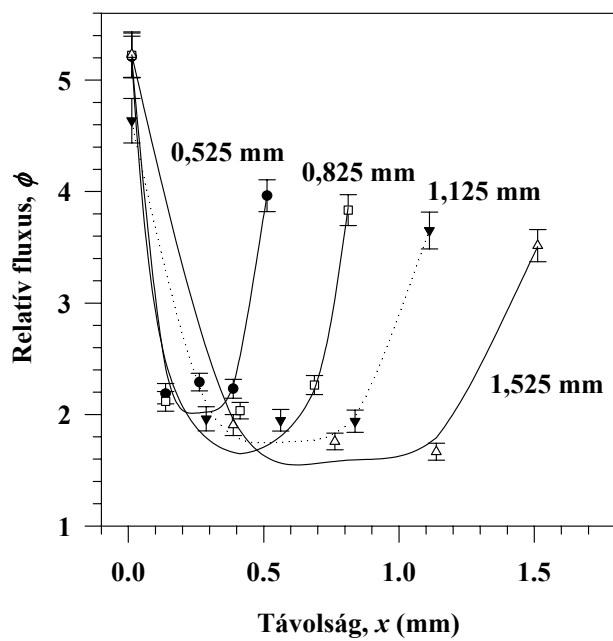
3.5 ábra Termikus neutronfluxus-eloszlás In kötegekben bonamid moderátor esetén



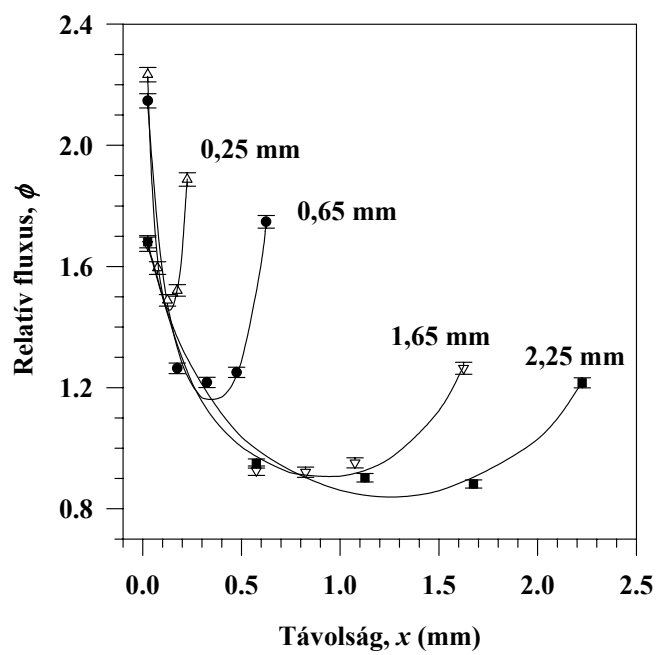
3.6 ábra Termikus neutronfluxus-eloszlás Au kötegekben bonamid moderátor esetén



3.7 ábra A telítési aktivitás eloszlása termikus neutronokra In kötegekben grafit moderátor esetén



3.8 ábra Epitermikus neutronfluxus-eloszlás In kötegekben bonamid moderátor esetén



3.5 táblázat Az (1.23) függvény illesztési paraméterei

In kötegek, bonamid moderátor

$d$ (mm)	termikus			epitermikus		
	$a$	$b$	$c$	$a$	$b$	$c$
0,525	-0,194	0,106	0,088	-4,392	2,424	0,163
0,825	-0,174	0,147	0,103	-2,377	2,043	0,168
1,125	-0,159	0,192	0,107	-1,078	1,266	0,201
1,525	-0,147	0,231	0,127	-0,702	1,134	0,177

Au kötegek, bonamid moderátor

$d$ (mm)	termikus			epitermikus		
	$a$	$b$	$c$	$a$	$b$	$c$
0,25	-0,470	0,119	0,133	-19,609	5,305	0,329
0,65	-0,274	0,198	0,175	-3,834	2,663	0,404
1,65	-0,238	0,416	0,302	-0,638	1,170	0,570
2,25	-0,216	0,515	0,324	-0,390	0,979	0,572

In kötegek, grafit moderátor

$d$ (mm)	termikus		
	$a$	$b$	$c$
0,125	-18,863	2,623	0,406
0,2	-11,005	2,316	0,451
0,375	-4,967	1,830	0,486
0,425	-3,878	1,836	0,471

3.6 táblázat A  $\phi(x=0)/\phi(x=d)$  arányok

In kötegek, bonamid moderátor

$d$ (mm)	termikus	epitermikus
0,525	1,025	1,381
0,825	1,028	1,403
1,125	1,138	1,298
1,525	1,082	1,547

Au kötegek, bonamid moderátor

$d$ (mm)	termikus	epitermikus
0,25	1,003	1,306
0,65	1,074	1,275
1,65	1,127	1,340
2,25	1,201	1,399

In kötegek, grafit moderátor

$d$ (mm)	termikus
0,125	1,082
0,2	1,051
0,375	0,975
0,425	1,170

3.7 táblázat A  $\langle \phi \rangle$  átlagos fluxus értékei

In kötegek, bonamid moderátor

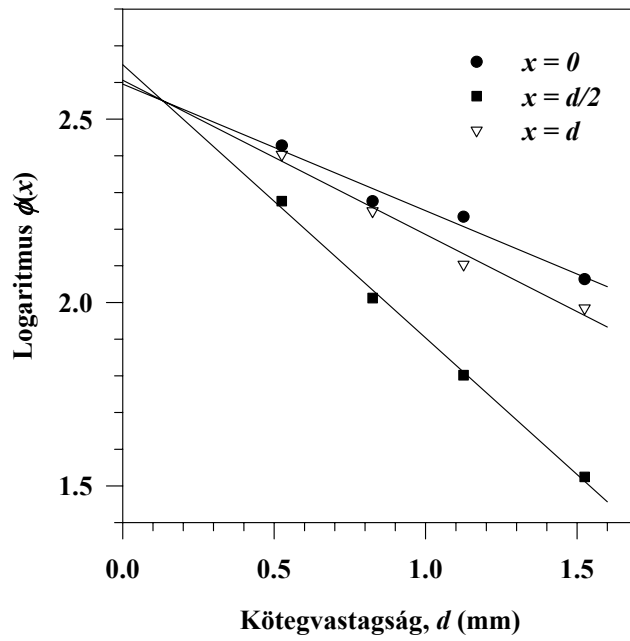
$d$ (mm)	termikus	epitermikus	arány
0,525	10,199	2,714	3,758
0,825	8,118	2,328	3,487
1,125	6,833	2,336	2,925
1,525	5,394	2,197	2,455

Au kötegek, bonamid moderátor

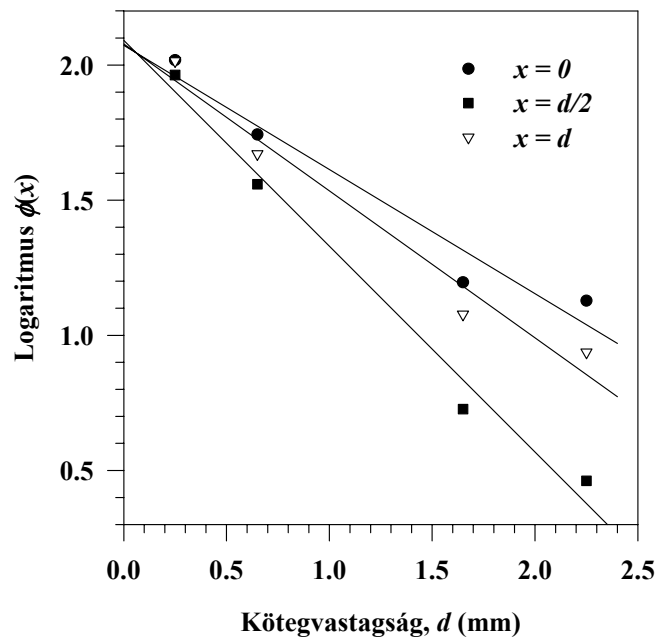
$d$ (mm)	termikus	epitermikus	arány
0,25	7,248	1,772	4,090
0,65	4,992	1,421	3,513
1,65	2,364	1,073	2,203
2,25	1,907	1,015	1,879

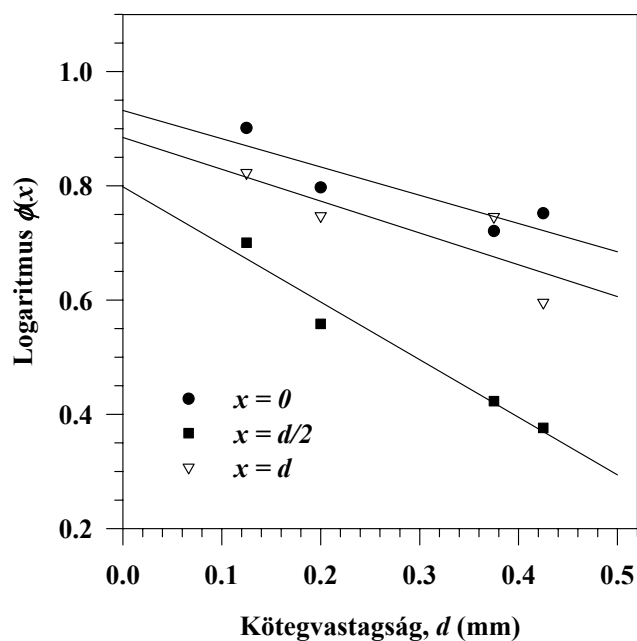
In kötegek, grafit moderátor

$d$ (mm)	termikus
0,125	2,125
0,2	1,875
0,375	1,690
0,425	1,607



3.10 ábra A  $\phi_0$  fluxus meghatározása termikus neutronokra In kötegekkel bonamid moderátor esetén

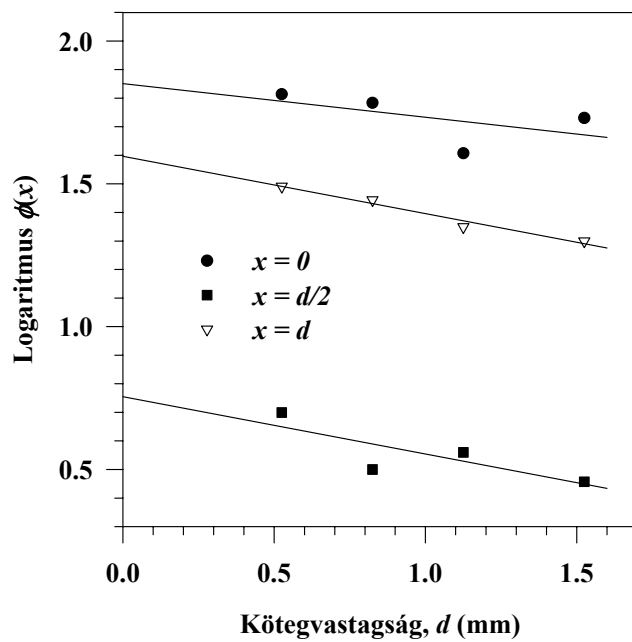




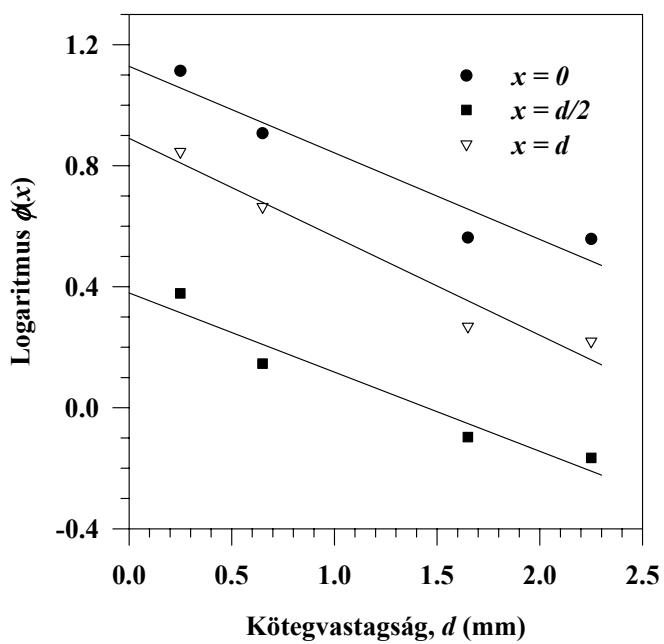
3.12 ábra A  $\phi_0$  fluxus meghatározása termikus neutronokra In kötegekkel grafit moderátor esetén

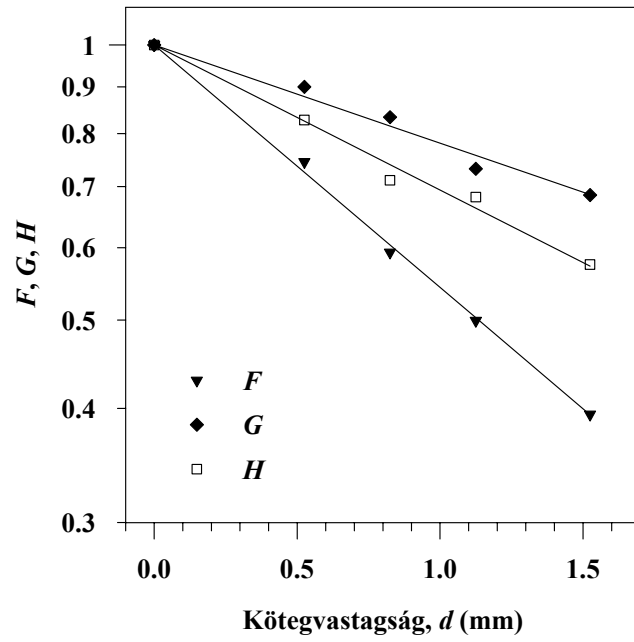
3.8 táblázat A  $\phi_0$  zavartalan fluxus értékei

$\phi_0$	termikus	epitermikus	arány
In kötegek, bonamid moderátor	13,691	6,365	2,151
Au kötegek, bonamid moderátor	8,008	3,090	2,592
In kötegek, grafit moderátor	2,539	—	—

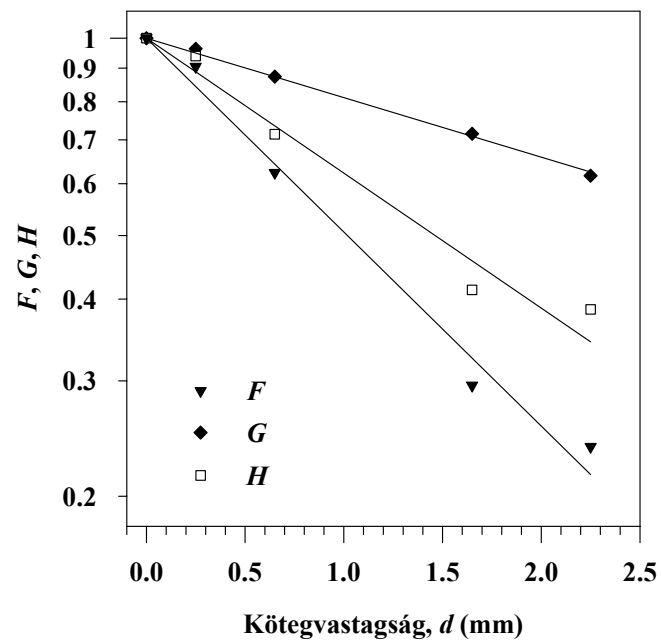


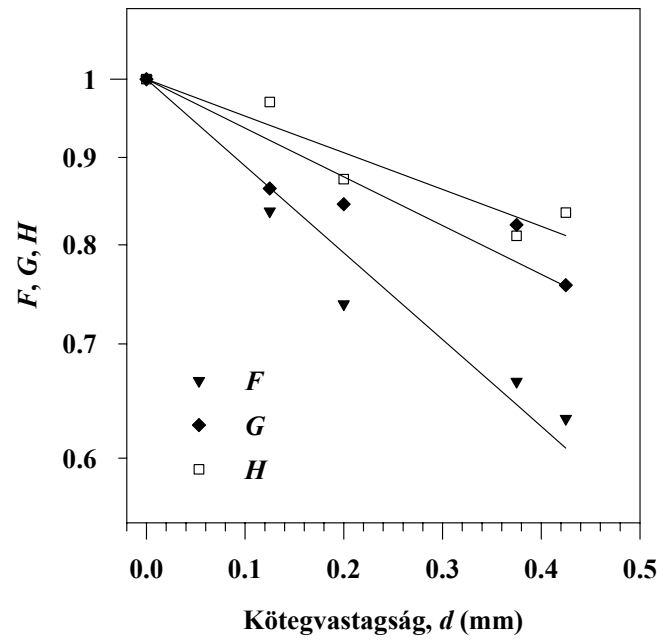
3.13 ábra A  $\phi_0$  fluxus meghatározása epitermikus neutronokra In kötegekkel bonamid moderátor esetén



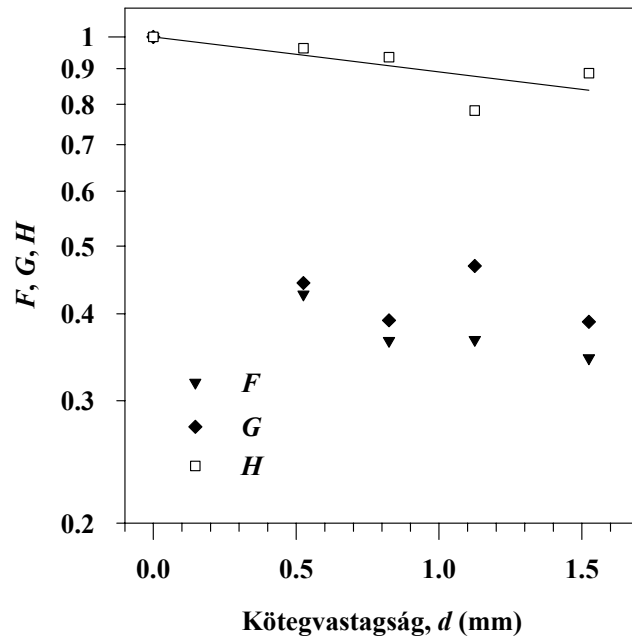


3.15 ábra Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezők termikus neutronokra In kötegek és bonamid moderátor esetén

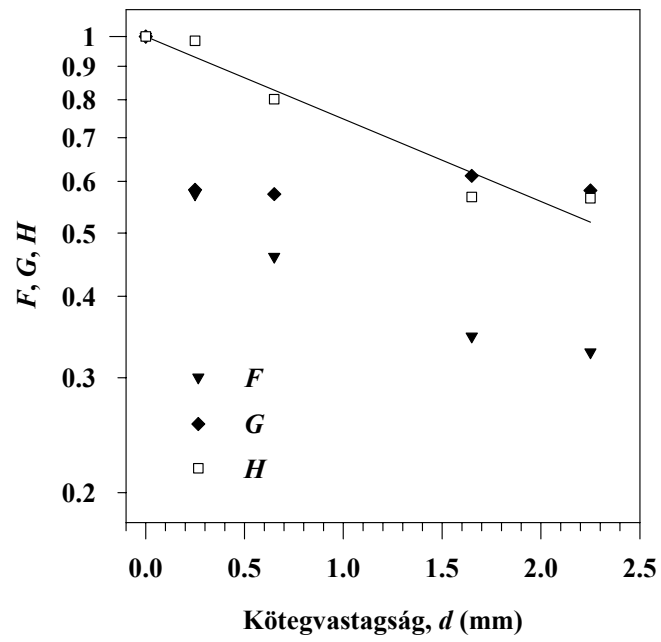




3.17 ábra Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezők termikus neutronokra In kötegek és grafit moderátor esetén



3.18 ábra Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezők epitermikus neutronokra In kötegek és bonamid moderátor esetén



3.9 táblázat Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezők vékony mintákra

In kötegek, bonamid moderátor

$d$ (mm)	termikus			epitermikus		
	$F$	$G$	$H$	$F$	$G$	$H$
0,525	0,745	0,900	0,828	0,426	0,443	0,963
0,825	0,593	0,834	0,711	0,366	0,391	0,935
1,125	0,499	0,732	0,682	0,367	0,468	0,784
1,525	0,394	0,685	0,575	0,345	0,389	0,887
	$f = 0,611$	$g = 0,247$	$h = 0,366$	—	—	$h = 0,116$

Au kötegek, bonamid moderátor

$d$ (mm)	termikus			epitermikus		
	$F$	$G$	$H$	$F$	$G$	$H$
0,25	0,905	0,963	0,940	0,573	0,582	0,985
0,65	0,623	0,874	0,714	0,460	0,574	0,802
1,65	0,295	0,715	0,413	0,347	0,612	0,568
2,25	0,238	0,617	0,386	0,328	0,581	0,565
	$f = 0,681$	$g = 0,209$	$h = 0,474$	—	—	$h = 0,291$

In kötegek, grafit moderátor

$d$ (mm)	termikus		
	$F$	$G$	$H$
0,125	0,837	0,863	0,970
0,2	0,739	0,845	0,874
0,375	0,665	0,822	0,810
0,425	0,633	0,758	0,835
	$f = 1,170$	$g = 0,658$	$h = 0,496$

### 3.2.3 Az $F$ , $G$ és $H$ tényezők kiterjedt mintákban

#### *A fluxuselozslás*

Az egy mérésorozathoz tartozó relatív fluxusokat a könnyebb kezelhetőség kedvéért normáltuk a következők szerint. A  $\phi_0$  zavartalan fluxus meghatározásához a mintatartóba a moderátor anyagával megegyező mintát helyeztünk. A mérés és számolás elvégzése után ábrázoltuk a mérőfóliákhoz tartozó relatív fluxusokat a fólia helyzetének függvényében. Kiterjedt mintánál a  $\phi_0$  zavartalan fluxus változik a minta hossz tengelye mentén. A pontokra az (1.23) vagy a (2.42) függvényt illesztettük. A (2.39), (2.40) vagy (2.43) felhasználásával meghatároztuk a  $\langle \phi_0 \rangle$  átlagos zavartalan fluxus értékét. Ezzel osztottuk az adott mérésorozatban szereplő összes mintában a mért relatív fluxust. A normálás után tehát  $\langle \phi_0 \rangle = 1$ . A normálási tényezőket a 3.12 táblázat tartalmazza. Összehasonlításukból kitűnik, hogy azonos körülmények között Al mintatartóban a normálás előtti  $\langle \phi_0 \rangle$  nagyobb, mint Cd mintatartóban. Ez természetes, hiszen a kadmium elnyeli a termikus neutronokat.

A normálás után kapott relatív fluxusokat a különböző mintákban a 3.20 – 3.38 ábrák mutatják. Az ábrák és táblázatok közti könnyebb eligazodás végett a mérésorozatokat római számokkal láttuk el. A minta szélétől a közepe felé haladva bonamid mintában mindig, grafit mintában majdnem mindig emelkedés tapasztalható a fluxus menetében, de bonamid mintában ez sokkalta erőteljesebb. Ez érthető, hiszen a hidrogén neutronlassító képessége sokkal jobb, mint a széné.

A mérési pontokat általában az (1.23) függvénnyel illesztettük meg. Számos esetben azonban ez a függvény nem írta le jól a fluxuselozslást. Ez csak a hidrogént tartalmazó minták (bonamid, PVC, plexiüveg) esetén fordult elő, amikor a szélektől a minta közepe felé haladva a változás jelentős volt (1,3 – 4,4-szeres a mi esetünkben). Ekkor az illesztéshez a (2.42) függvényt használtuk. Talán érdemes megjegyezni, hogy Cd mintatartóba helyezett bonamid mintánál moderátortól és mérőfóliától függetlenül mindig a (2.42) függvényt kellett alkalmazni.

Az (1.23) és (2.42) függvény illesztésével kapott  $a$ ,  $b$ ,  $c$  paramétereket a 3.10 táblázat tartalmazza. Megkülönböztetésül a (2.42) függvény paramétereit aláhúzás jelöli.

A két grafit moderátorban az azonos mintákban, azonos mérőfóliával (Dy: I.,II.; In: VI.,VII.) végzett mérésekkel kapott paraméterek közti eltérés oka, hogy egyrészt a két moderátor mérete különböző, másrészt nem egyenlő a minta és a forrás tengelye közti távolság. Így a minta helyén fellépő neutronok energia szerinti megoszlása más és más.

Bonamid moderátorban azonos mintákban, azonos mérőfóliákkal (Dy: III., IV., V.; In: VIII., IX.) végzett mérésekkel kapott paraméterek közt szintén nem figyelhető meg egyezés, kivéve a  $c$  értékeit. Ezek azonos minta esetén csak kis eltéréseket mutatnak, még a 44 mm mintahosszúságú (III.) esetben is. Ez azt jelenti, hogy a normálás után az (1.23) és (2.42)  $\phi(x)$  függvény az  $x = 0$  helyen közel azonos értéket vett fel.

Az illesztési paraméterek ismeretében mind az (1.23), mind a (2.42) függvény esetében a szélsőérték helyét az  $x = -b/2a$  alapján számíthatjuk. Ezeket a 3.11 táblázat tartalmazza. A szélsőérték helyek olyan mértékű szórást mutatnak egy-egy mérésorozaton belül, hogy ezek vizsgálatából nem következtethetünk a forrás aktív közepének helyzetére. A 3.2.1 fejezet eredménye szerint a Pu-Be forrás aktív és geometriai közepe között csak 1,5 mm az eltérés. A szélsőérték helyekre kapott nagy (20-nál nagyobb) abszolútértékű eredmények csak a hidrogént nem tartalmazó mintákban, nevezetesen a grafit, vas és alumínium esetén fordulnak elő.

A minta két szélén fellépő relatív fluxusok közti  $\phi(-d/2)/\phi(d/2)$  arányokat a 3.11 táblázat tartalmazza. Az arányok 0,85-től 1,43-ig terjednek. Nem figyelhető meg összefüggés ezen arányok és a nagy abszolútértékű szélsőérték helyek között.

A termikus és epitermikus neutronok szétválasztása a fenti mérésekben nem lehetséges, mert a minta egészét helyeztük Cd mintatartóba, és nem magát a mérőfóliát fedtük be. Egyedül a Dy mérőfólia esetén állíthatjuk, hogy túlnyomórészt termikus neutronok aktiválták (2.2 táblázat), továbbá vas és alumínium mintában nem termalizálódnak a neutronok, így a Cd mintatartóban végzett besugárzások alkalmával lényegében epitermikus neutronok aktiválták a mérőfóliákat.

Dy mérőfóliával, grafit moderátorban, Cd mintatartóban grafit mintára  $\langle\phi_0\rangle = 1$ , bonamid mintára  $\langle\phi\rangle = 67,961$ , PVC-re  $\langle\phi\rangle = 12,104$ , vasra  $\langle\phi\rangle = 0,683$  (3.12 táblázat II.). Dy mérőfóliával, bonamid moderátorban, Cd mintatartóban bonamid mintára  $\langle\phi_0\rangle = 1$ , PVC-re  $\langle\phi\rangle = 0,284$ , plexiüvegre  $\langle\phi\rangle = 0,848$ , grafitra  $\langle\phi\rangle = 0,059$ , vasra  $\langle\phi\rangle = 0,052$ , alumíniumra  $\langle\phi\rangle = 0,049$  (3.12 táblázat V.). Ezekből az adatokból is látszik, hogy a vas és az alumínium nem képes lelassítani a neutronokat, a bonamid, PVC és plexiüveg viszont igen.

Mivel a bonamid lassítóképesége jóval nagyobb, mint a grafité, a forrástól 5 cm távol lévő minta helyén bonamid moderátorban már eleve kevesebb epitermikus neutron van, mint grafit moderátorban. Ezért bonamid moderátorban kisebb a bonamid és grafit mintára vonatkozó átlagos fluxusok

aránya  $(1/0,059 = 16,949)$ , mint ugyanez grafit moderátorban  $(67,961/1 = 67,961)$ .

In és Au mérőfóliával a Cd mintatartó ellenére a bonamid, PVC és plexiüveg mintákban az átlagos fluxusba belemérjük a lelassult neutronokat is (2.2 táblázat).

### ***Az $F$ , $G$ és $H$ meghatározása***

Mivel a  $\phi_0$  zavartalan fluxus nem állandó a kiterjedt minták tengelye mentén, az  $F$  fluxusperturbációs és  $H$  fluxusdepressziós tényezők meghatározására nem az (1.12) és (1.9) kifejezéseket alkalmaztuk. A  $\phi_0$  helyett a  $\langle\phi_0\rangle$  átlagos zavartalan fluxust bevezetve az  $F$  és  $H$  faktorokat a következők szerint számítottuk:

$$F = \langle\phi\rangle/\langle\phi_0\rangle, \quad (3.8)$$

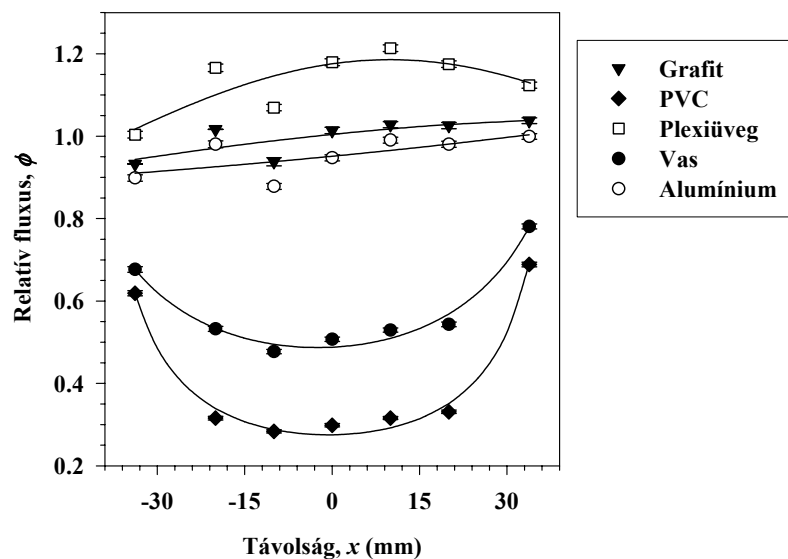
$$H = \phi_s/\langle\phi_0\rangle. \quad (3.9)$$

A normálás után  $\langle\phi_0\rangle = 1$ , ezért  $F$  és  $\langle\phi\rangle$ ,  $H$  és  $\phi_s$  számértéke megegyezik. A  $G$  önárnyékolási tényező számítását az (1.10) alapján végeztük. A  $G$  és  $H$  meghatározásánál a  $\phi_s = \phi(x = -d/2)$  negatív oldali felületet vettük figyelembe. Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  értékeit a 3.12 táblázat tartalmazza.

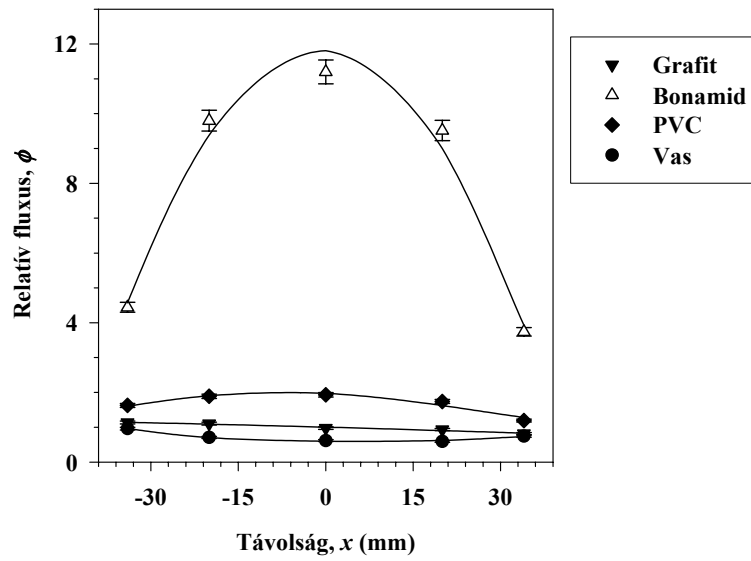
A kétféle grafit moderátorban elvégzett mérések eltérő körülményeit jól tükrözi, hogy míg a nagy moderátorban, Al mintatartóban, PVC mintában kapott  $F$ ,  $G$ ,  $H$  értékei 1-nél kisebbek mind Dy, mind In mérőfóliával (3.12 táblázat I., VI.), addig ugyanezek a kicsi grafit moderátorban 1-nél nagyobb értéket vesznek fel (3.12 táblázat II., VII.).

Ahogy jó egyezést mutatott a bonamid moderátorban, Al mintatartóban, Dy mérőfóliával végzett méréseknél a  $c$  paraméter értéke azonos mintáknál még eltérő mintahossz esetén is, úgy jól egyeznek az itt kapott  $F$ ,  $G$ ,  $H$  értékek (3.12 táblázat III., IV., V.). Az  $F$  fluxusperturbációk között 8%-nál kisebbek az eltérések.

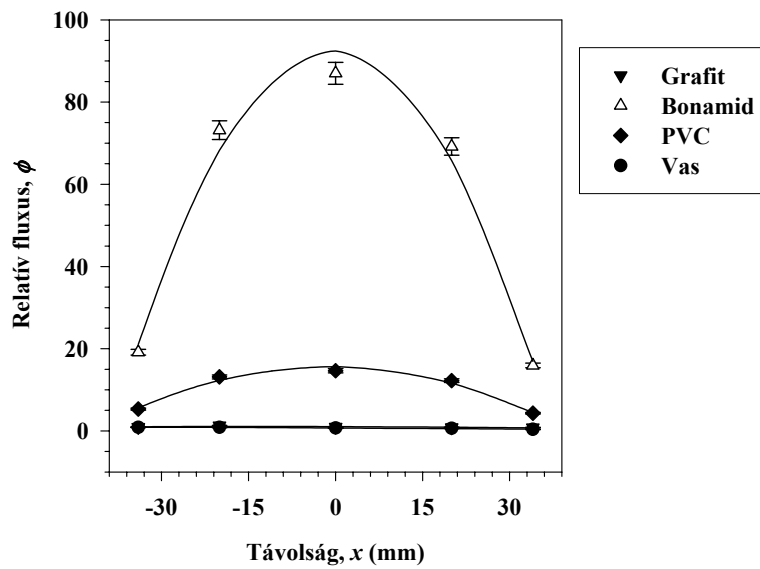
Ugyanez elmondható a bonamid moderátorban In és Au mérőfóliával elvégzett mérésekre (3.12 táblázat VIII., IX.), ahol az azonos mintára kapott  $F$  értékek között Al mintatartóban 8%-nál, Cd mintatartóban 14%-nál kisebbek az eltérések.

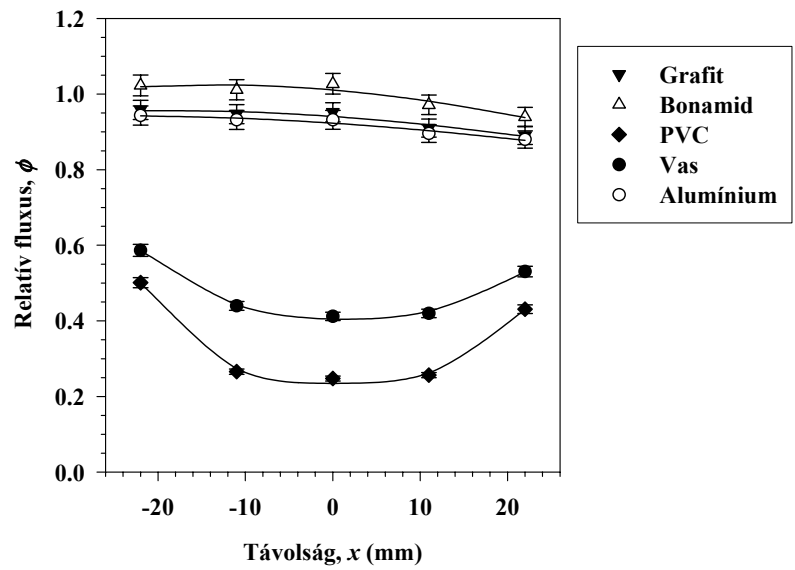


3.20 ábra I. Neutronfluxus-eloszlás grafit moderátorban (nagy) elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: Dy, fóliavastagság: 0,03 mm

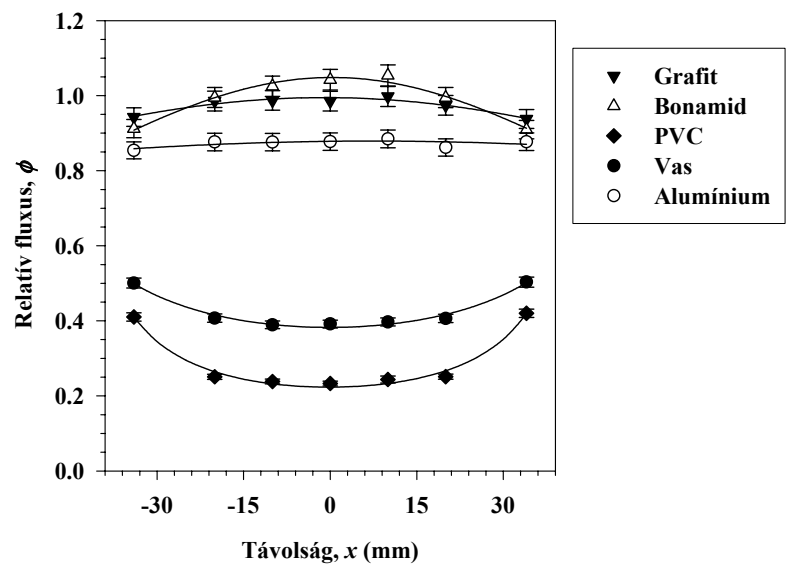


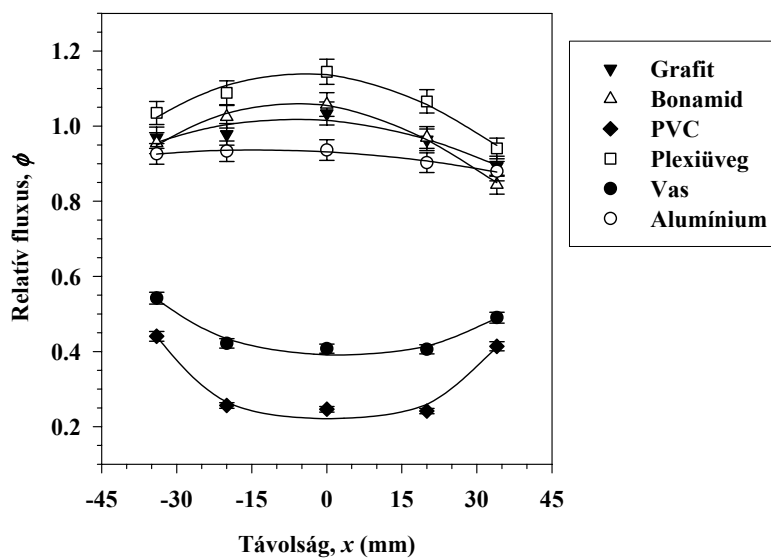
3.21 ábra II. Neutronfluxus-eloszlás grafit moderátorban (kicsi) elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: Dy, fóliavastagság: 0,03 mm



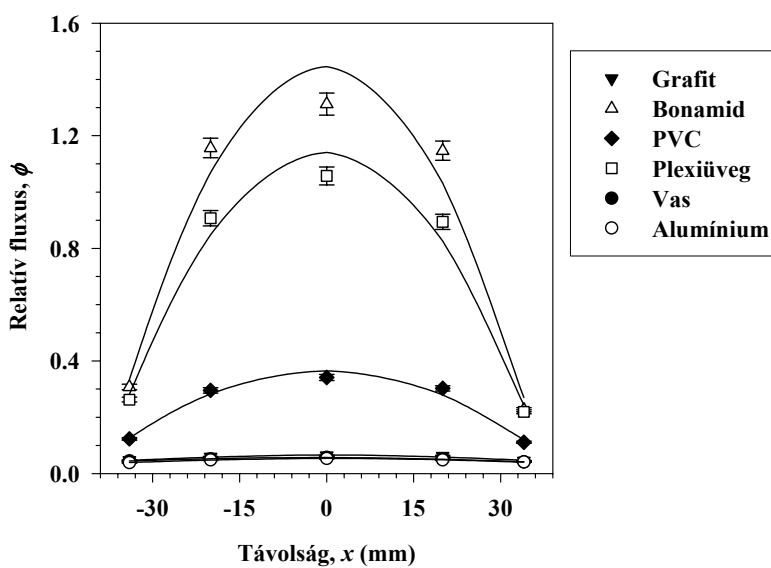


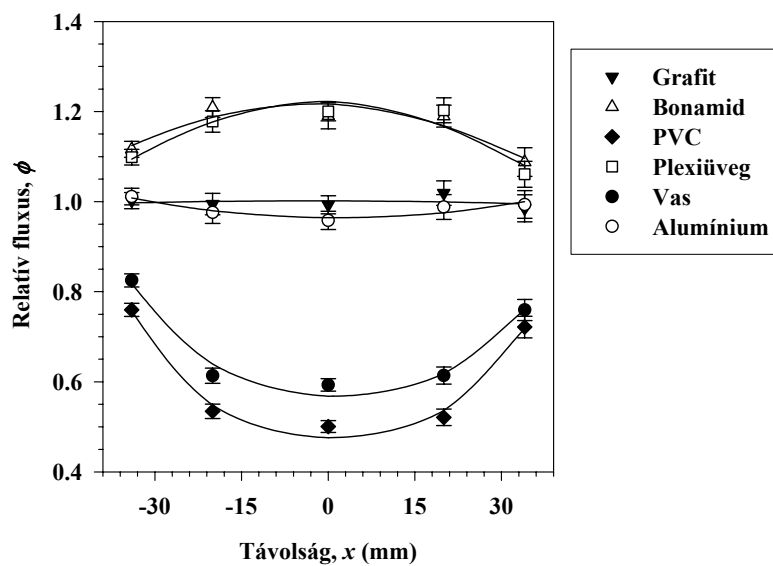
3.23 ábra III. Neutronfluxus-eloszlás bonamid moderátorban elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 44 mm, mérőfólia: Dy, fóliavastagság: 0,03 mm



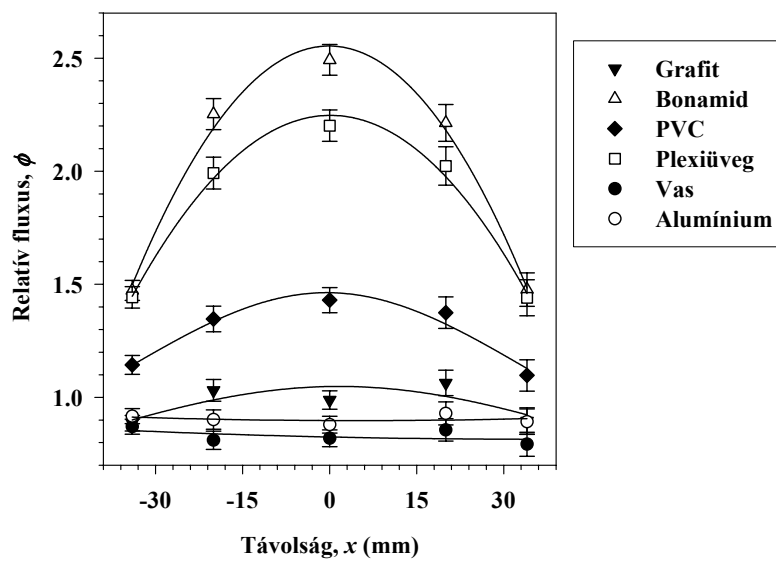


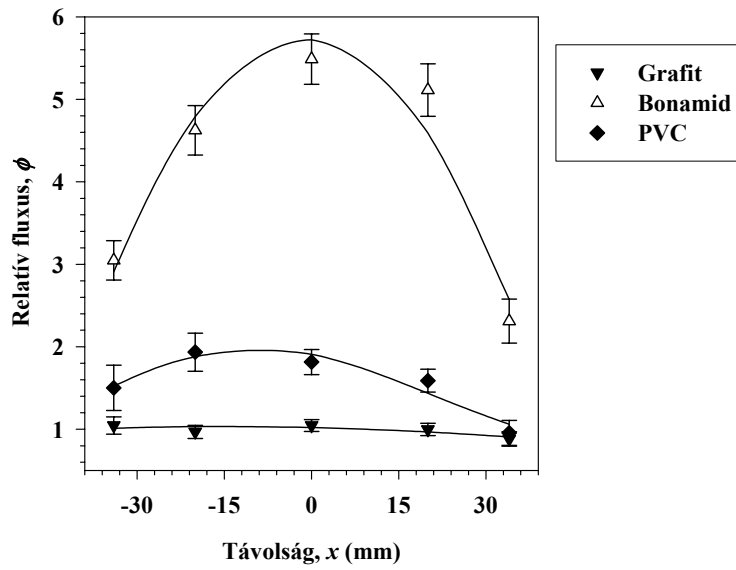
3.25 ábra V. Neutronfluxus-eloszlás bonamid moderátorban elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: Dy, fóliavastagság: 0,03 mm



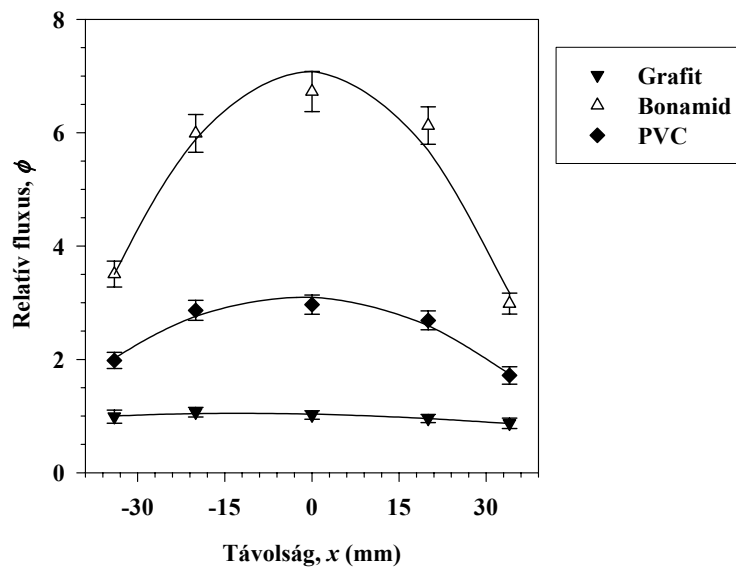


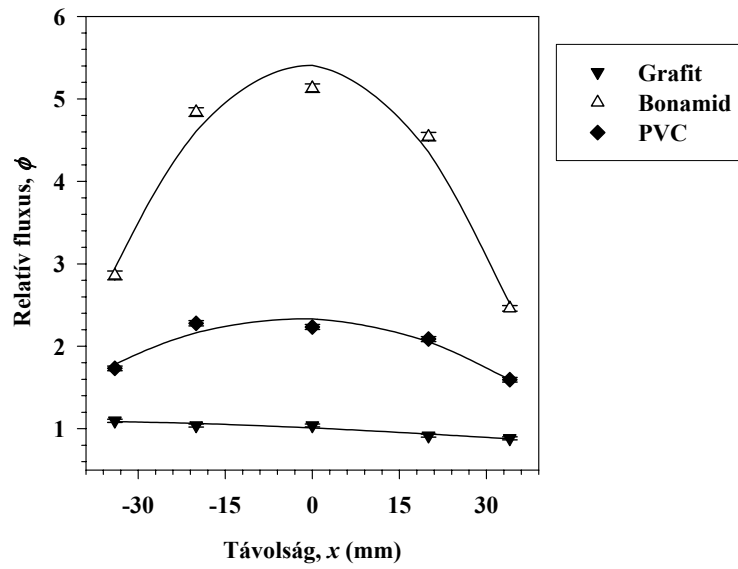
3.27 ábra VI. Neutronfluxus-eloszlás grafit moderátorban (nagy) elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: In, fóliavastagság: 0,1 mm



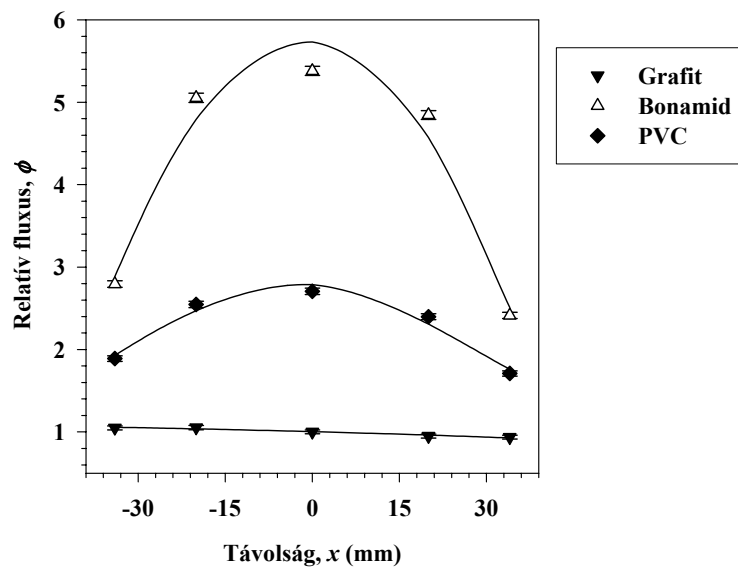


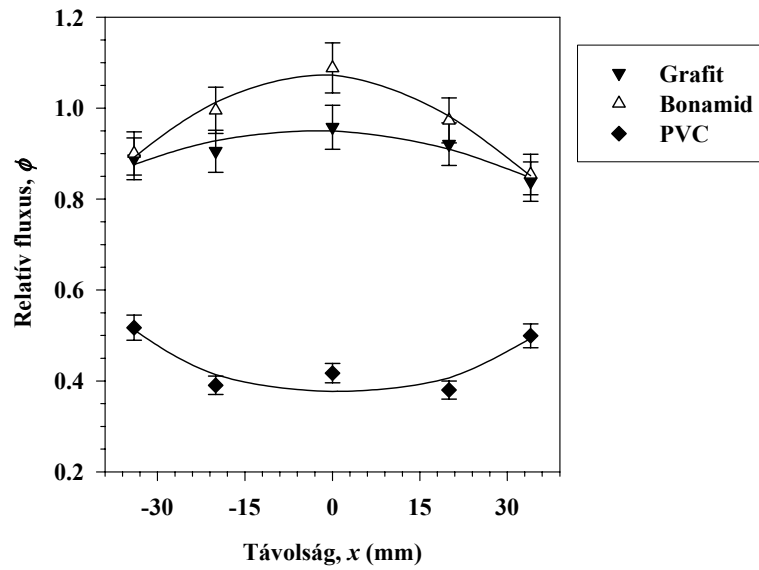
3.29 ábra VII. Neutronfluxus-eloszlás grafit moderátorban (kicsi) elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: In, fóliavastagság: 0,025 mm



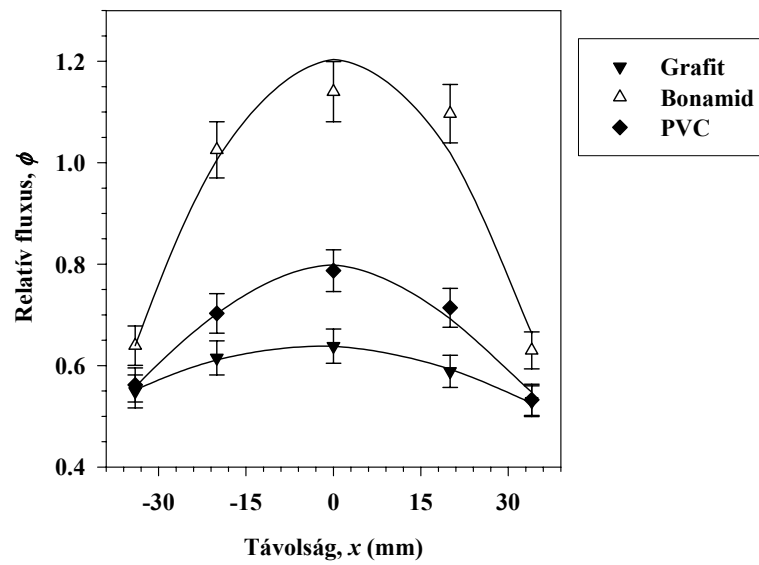


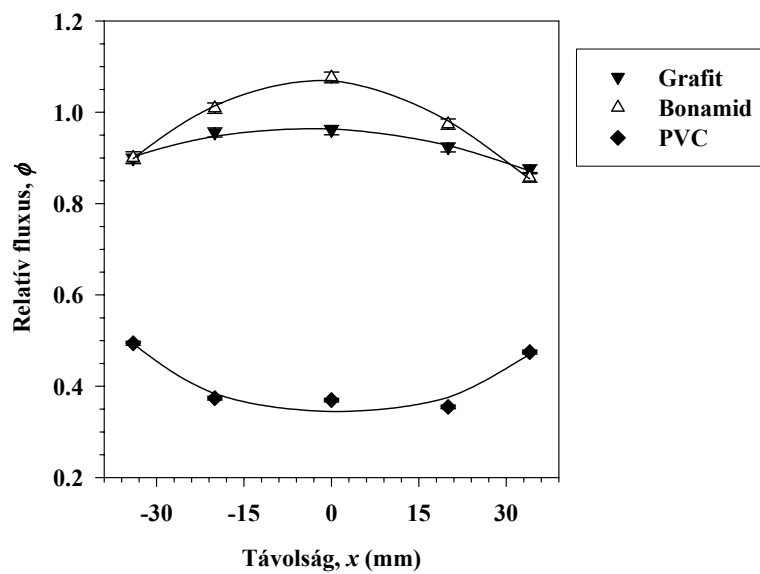
3.31 ábra VII. Neutronfluxus-eloszlás grafit moderátorban (kicsi) elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: Au, fóliavastagság: 0,05 mm



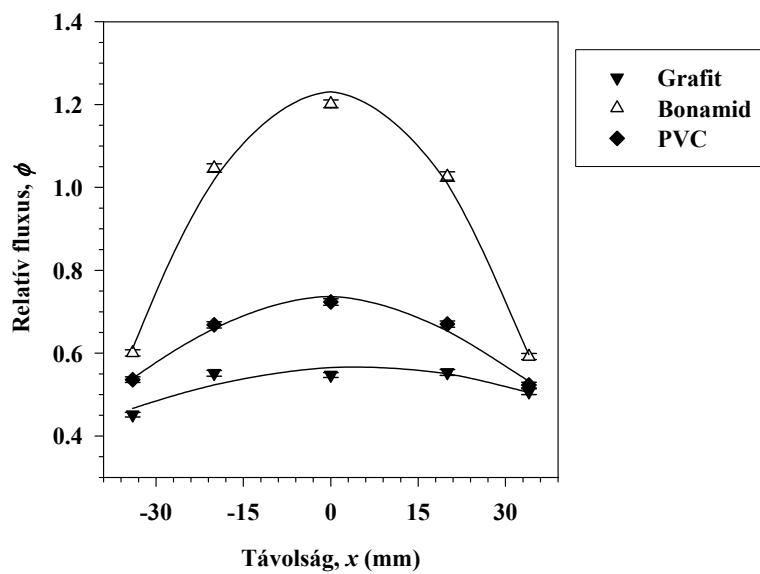


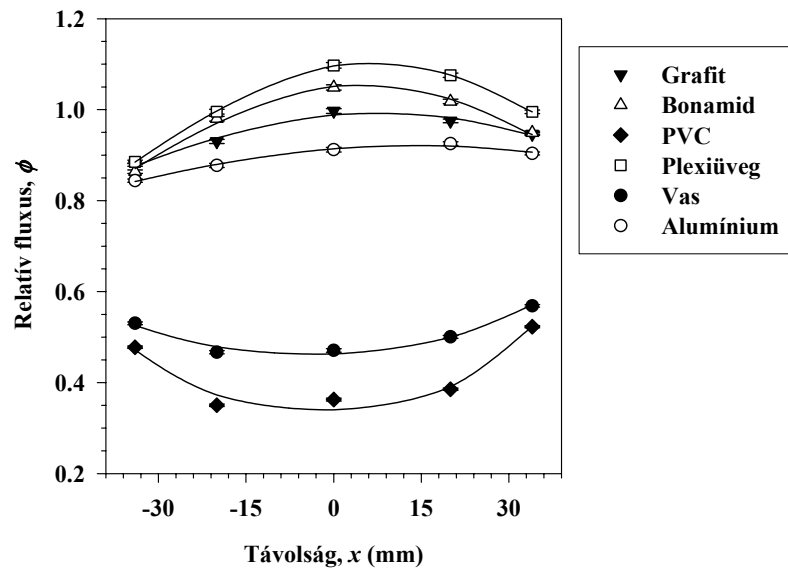
3.33 ábra VIII. Neutronfluxus-eloszlás bonamid moderátorban elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: In, fóliavastagság: 0,025 mm



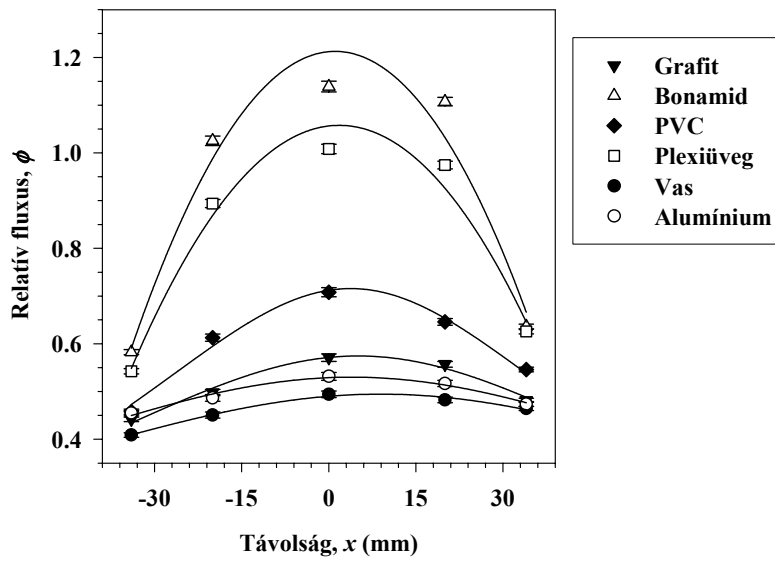


3.35 ábra VIII. Neutronfluxus-eloszlás bonamid moderátorban elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: Au, fóliavastagság: 0,05 mm





3.37 ábra IX. Neutronfluxus-eloszlás bonamid moderátorban elhelyezett mintákban. Mintatartó: Al, mintahossz: 68 mm, mérőfólia: In, fóliavastagság: 0,1 mm



3.10 táblázat Az (1.23) és (2.42) függvény illesztési paraméterei, az utóbbiak aláhúzással jelölve

	Al mintatartó			Cd mintatartó		
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
I. Grafit moderátor (nagy), mintahossz: 68 mm, 7 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, grafit	$1,381 \cdot 10^{-5}$	$-1,429 \cdot 10^{-3}$	0,996	—	—	—
Dy, PVC	$-1,832 \cdot 10^{-3}$	$-2,525 \cdot 10^{-3}$	3,632	—	—	—
Dy, plexiüveg	$7,311 \cdot 10^{-5}$	$-1,451 \cdot 10^{-3}$	0,851	—	—	—
Dy, vas	$-5,834 \cdot 10^{-4}$	$-2,867 \cdot 10^{-3}$	2,050	—	—	—
Dy, alumínium	$-3,130 \cdot 10^{-6}$	$-1,513 \cdot 10^{-3}$	1,051	—	—	—
II. Grafit moderátor (kicsi), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, grafit	$3,488 \cdot 10^{-5}$	$4,765 \cdot 10^{-3}$	0,997	$1,841 \cdot 10^{-4}$	$5,259 \cdot 10^{-3}$	0,941
Dy, bonamid	<u><math>-6,535 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u><math>-9,505 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>11,806</u>	<u>-0,064</u>	<u>-0,061</u>	<u>92,450</u>
Dy, PVC	$1,691 \cdot 10^{-4}$	$2,283 \cdot 10^{-3}$	0,505	<u><math>-9,128 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>-0,017</u>	<u>15,621</u>
Dy, vas	$-4,119 \cdot 10^{-4}$	$4,752 \cdot 10^{-3}$	1,674	$2,696 \cdot 10^{-4}$	0,016	1,370
III. Bonamid moderátor, mintahossz: 44 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, bonamid	$7,094 \cdot 10^{-5}$	$1,937 \cdot 10^{-3}$	0,989	—	—	—
Dy, grafit	$4,735 \cdot 10^{-5}$	$1,834 \cdot 10^{-3}$	1,063	—	—	—
Dy, PVC	$-4,344 \cdot 10^{-3}$	$7,367 \cdot 10^{-3}$	4,263	—	—	—
Dy, vas	$-1,395 \cdot 10^{-3}$	$4,166 \cdot 10^{-3}$	2,473	—	—	—
Dy, alumínium	$3,495 \cdot 10^{-5}$	$1,787 \cdot 10^{-3}$	1,083	—	—	—
IV. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 7 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, bonamid	$1,250 \cdot 10^{-4}$	$-8,693 \cdot 10^{-5}$	0,954	—	—	—
Dy, grafit	$4,867 \cdot 10^{-5}$	$9,508 \cdot 10^{-5}$	1,005	—	—	—
Dy, PVC	$-1,782 \cdot 10^{-3}$	$-8,600 \cdot 10^{-4}$	4,478	—	—	—
Dy, vas	$-5,308 \cdot 10^{-4}$	$-1,844 \cdot 10^{-4}$	2,615	—	—	—
Dy, alumínium	$1,579 \cdot 10^{-5}$	$-2,269 \cdot 10^{-4}$	1,139	—	—	—
V. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, bonamid	$1,459 \cdot 10^{-4}$	$1,797 \cdot 10^{-3}$	0,946	<u><math>-9,891 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>-9,410 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u>1,446</u>
Dy, grafit	$8,400 \cdot 10^{-5}$	$1,020 \cdot 10^{-3}$	0,983	$5,255 \cdot 10^{-3}$	$-4,715 \cdot 10^{-3}$	15,128
Dy, PVC	$-1,908 \cdot 10^{-3}$	$2,349 \cdot 10^{-3}$	4,560	<u><math>-2,086 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>-8,817 \cdot 10^{-5}</math></u>	<u>0,365</u>
Dy, plexiüveg	$1,185 \cdot 10^{-4}$	$1,115 \cdot 10^{-3}$	0,878	<u><math>-7,591 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>-5,571 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u>1,141</u>
Dy, vas	$-5,305 \cdot 10^{-4}$	$2,813 \cdot 10^{-3}$	2,565	$4,819 \cdot 10^{-3}$	0,019	17,501
Dy, alumínium	$3,182 \cdot 10^{-5}$	$8,563 \cdot 10^{-4}$	1,073	$5,649 \cdot 10^{-3}$	-0,012	18,491

## 3.10 táblázat folytatása

	Al mintatartó			Cd mintatartó		
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
VI. Grafit moderátor (nagy), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,1 mm)						
In, grafit	$4,945 \cdot 10^{-6}$	$2,810 \cdot 10^{-5}$	0,998	$1,236 \cdot 10^{-4}$	$-3,977 \cdot 10^{-4}$	0,954
In, bonamid	$6,837 \cdot 10^{-5}$	$3,396 \cdot 10^{-4}$	0,822	<u><math>-9,194 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>-2,080 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u>2,554</u>
In, PVC	$-6,453 \cdot 10^{-4}$	$1,046 \cdot 10^{-3}$	2,102	$1,708 \cdot 10^{-4}$	$1,686 \cdot 10^{-4}$	0,684
In, plexiüveg	$8,800 \cdot 10^{-5}$	$1,785 \cdot 10^{-4}$	0,818	<u><math>-6,867 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>1,810 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u>2,247</u>
In, vas	$-4,253 \cdot 10^{-4}$	$1,360 \cdot 10^{-3}$	1,760	$-1,108 \cdot 10^{-5}$	$8,120 \cdot 10^{-4}$	1,212
In, alumínium	$-3,557 \cdot 10^{-5}$	$1,234 \cdot 10^{-4}$	1,037	$-1,285 \cdot 10^{-5}$	$1,226 \cdot 10^{-4}$	1,114
VII. Grafit moderátor (kicsi), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (In: 0,025 mm, Au: 0,05 mm)						
In, grafit	$5,760 \cdot 10^{-5}$	$1,645 \cdot 10^{-3}$	0,978	$9,436 \cdot 10^{-5}$	$2,240 \cdot 10^{-3}$	0,966
In, bonamid	<u><math>-2,578 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u><math>-4,922 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>5,722</u>	<u><math>-3,237 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u><math>-4,819 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>7,081</u>
In, PVC	$2,358 \cdot 10^{-4}$	$4,160 \cdot 10^{-3}$	0,523	<u><math>-1,050 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u><math>-4,036 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>3,097</u>
Au, grafit	$3,393 \cdot 10^{-5}$	$3,215 \cdot 10^{-3}$	0,991	$1,378 \cdot 10^{-5}$	$1,933 \cdot 10^{-3}$	0,996
Au, bonamid	<u><math>-2,313 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u><math>-6,259 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>5,406</u>	<u><math>-2,625 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u><math>-5,510 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>5,732</u>
Au, PVC	<u><math>-5,555 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>-2,730 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>2,331</u>	$1,582 \cdot 10^{-4}$	$7,217 \cdot 10^{-4}$	0,358
VIII. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (In: 0,025 mm, Au: 0,05 mm)						
In, bonamid	$1,881 \cdot 10^{-4}$	$7,703 \cdot 10^{-4}$	0,930	<u><math>-4,776 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>3,574 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u>1,204</u>
In, grafit	$9,467 \cdot 10^{-5}$	$5,477 \cdot 10^{-4}$	1,051	$2,510 \cdot 10^{-4}$	$1,277 \cdot 10^{-3}$	1,564
In, PVC	$-5,786 \cdot 10^{-4}$	$1,120 \cdot 10^{-3}$	2,661	$4,792 \cdot 10^{-4}$	$5,014 \cdot 10^{-4}$	1,249
Au, bonamid	$1,798 \cdot 10^{-4}$	$8,446 \cdot 10^{-4}$	0,933	<u><math>-5,424 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>-2,262 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u>1,231</u>
Au, grafit	$7,768 \cdot 10^{-5}$	$5,803 \cdot 10^{-4}$	1,037	$2,520 \cdot 10^{-4}$	$-2,358 \cdot 10^{-3}$	1,767
Au, PVC	$-7,216 \cdot 10^{-4}$	$1,490 \cdot 10^{-3}$	2,914	$4,391 \cdot 10^{-4}$	$3,349 \cdot 10^{-4}$	1,353
IX. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,1 mm)						
In, bonamid	$1,316 \cdot 10^{-4}$	$-1,337 \cdot 10^{-3}$	0,951	<u><math>-5,048 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>1,114 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>1,212</u>
In, grafit	$7,685 \cdot 10^{-5}$	$-1,211 \cdot 10^{-3}$	1,012	$3,689 \cdot 10^{-4}$	$-3,726 \cdot 10^{-3}$	1,750
In, PVC	$-7,982 \cdot 10^{-4}$	$-3,061 \cdot 10^{-3}$	2,939	$5,038 \cdot 10^{-4}$	$-3,777 \cdot 10^{-3}$	1,404
In, plexiüveg	$1,343 \cdot 10^{-4}$	$-1,845 \cdot 10^{-3}$	0,912	<u><math>-3,975 \cdot 10^{-4}</math></u>	<u><math>1,430 \cdot 10^{-3}</math></u>	<u>1,057</u>
In, vas	$-2,867 \cdot 10^{-4}$	$-2,189 \cdot 10^{-3}$	2,160	$2,285 \cdot 10^{-4}$	$-4,096 \cdot 10^{-3}$	2,041
In, alumínium	$4,443 \cdot 10^{-5}$	$-1,243 \cdot 10^{-3}$	1,094	$2,345 \cdot 10^{-4}$	$-1,845 \cdot 10^{-3}$	1,890

3.11 táblázat A  $\phi(x)$  függvény szélsőérték helyei és a minta két szélén mért fluxusok arányai

	Al mintatartó		Cd mintatartó	
	$-b/2a$	$\phi(-d/2)/\phi(d/2)$	$-b/2a$	$\phi(-d/2)/\phi(d/2)$
I. Grafit moderátor (nagy), mintahossz: 68 mm, 7 darab mérőfólia (0,03 mm)				
Dy, grafit	51,738	0,908	—	—
Dy, PVC	-0,689	0,893	—	—
Dy, plexiüveg	9,923	0,900	—	—
Dy, vas	-2,457	0,868	—	—
Dy, alumínium	-241,693	0,906	—	—
II. Grafit moderátor (kicsi), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)				
Dy, grafit	-68,306	1,370	-14,283	1,367
Dy, bonamid	-0,727	1,165	-0,477	1,253
Dy, PVC	-6,750	1,249	-0,931	1,257
Dy, vas	5,768	1,312	-29,674	1,224
III. Bonamid moderátor, mintahossz: 44 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)				
Dy, bonamid	-13,652	1,087	—	—
Dy, grafit	-19,366	1,077	—	—
Dy, PVC	0,848	1,162	—	—
Dy, vas	1,493	1,107	—	—
Dy, alumínium	-25,565	1,074	—	—
IV. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 7 darab mérőfólia (0,03 mm)				
Dy, bonamid	0,348	0,995	—	—
Dy, grafit	-0,977	1,006	—	—
Dy, PVC	-0,241	0,976	—	—
Dy, vas	-0,174	0,994	—	—
Dy, alumínium	7,185	0,987	—	—
V. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)				
Dy, bonamid	-6,158	1,116	-0,476	1,236
Dy, grafit	-6,071	1,066	0,449	0,985
Dy, PVC	0,616	1,070	-0,211	1,050
Dy, plexiüveg	-4,705	1,078	-0,367	1,155
Dy, vas	2,651	1,103	-1,971	1,058
Dy, alumínium	-13,455	1,054	1,062	0,968

### 3.11 táblázat folytatása

	Al mintatartó		Cd mintatartó	
	$-b/2a$	$\phi(-d/2)/\phi(d/2)$	$-b/2a$	$\phi(-d/2)/\phi(d/2)$
VI. Grafit moderátor (nagy), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,1 mm)				
In, grafit	-2,841	1,002	1,609	0,976
In, bonamid	-2,484	1,026	-0,113	1,010
In, PVC	0,810	1,054	-0,494	1,013
In, plexiüveg	-1,014	1,013	0,132	0,992
In, vas	1,599	1,076	36,643	1,047
In, alumínium	1,735	1,008	4,770	1,008
VII. Grafit moderátor (kicsi), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (In: 0,025 mm, Au: 0,05 mm)				
In, grafit	-14,280	1,113	-11,869	1,152
In, bonamid	-0,955	1,130	-0,744	1,103
In, PVC	-8,821	1,432	-1,922	1,157
Au, grafit	-47,377	1,237	-70,138	1,139
Au, bonamid	-1,353	1,169	-1,050	1,149
Au, PVC	-2,457	1,116	-2,281	1,095
VIII. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (In: 0,025 mm, Au: 0,05 mm)				
In, bonamid	-2,048	1,047	0,374	0,963
In, grafit	-2,893	1,033	-2,544	1,048
In, PVC	0,968	1,039	-0,523	1,019
Au, bonamid	-2,349	1,052	-0,209	1,026
Au, grafit	-3,735	1,036	4,679	0,925
Au, PVC	1,032	1,050	-0,381	1,012
IX. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,1 mm)				
In, bonamid	5,080	0,921	1,103	0,886
In, grafit	7,879	0,928	5,050	0,890
In, PVC	-1,917	0,902	3,749	0,879
In, plexiüveg	6,869	0,889	1,799	0,849
In, vas	-3,818	0,922	8,963	0,886
In, alumínium	13,988	0,929	3,934	0,944

3.12 táblázat Az *F*, *G* és *H* tényezők kiterjedt mintákra

	Al mintatartó			Cd mintatartó		
	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
I. Grafit moderátor (nagy), mintahossz: 68 mm, 7 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, grafit	normálási tényező: 1,676 Bq/mg			—	—	—
Dy, PVC	0,361	0,586	0,616	—	—	—
Dy, plexiüveg	1,141	1,121	1,017	—	—	—
Dy, vas	0,555	0,822	0,676	—	—	—
Dy, alumínium	0,953	1,047	0,910	—	—	—
II. Grafit moderátor (kicsi), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, grafit	normálási tényező: $1,440 \cdot 10^6$			normálási tényező: $1,268 \cdot 10^5$		
Dy, bonamid	9,288	2,030	4,575	67,961	3,229	21,046
Dy, PVC	1,772	1,103	1,606	12,104	2,146	5,640
Dy, vas	0,666	0,690	0,965	0,683	0,777	0,879
III. Bonamid moderátor, mintahossz: 44 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, bonamid	normálási tényező: $1,367 \cdot 10^8$			—	—	—
Dy, grafit	0,935	0,977	0,956	—	—	—
Dy, PVC	0,292	0,583	0,500	—	—	—
Dy, vas	0,449	0,766	0,586	—	—	—
Dy, alumínium	0,919	0,975	0,943	—	—	—
IV. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 7 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, bonamid	normálási tényező: $1,320 \cdot 10^8$			—	—	—
Dy, grafit	0,977	1,037	0,942	—	—	—
Dy, PVC	0,272	0,658	0,414	—	—	—
Dy, vas	0,418	0,835	0,500	—	—	—
Dy, alumínium	0,873	1,000	0,873	—	—	—
V. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,03 mm)						
Dy, bonamid	normálási tényező: $1,224 \cdot 10^8$			normálási tényező: $1,427 \cdot 10^7$		
Dy, grafit	0,985	1,029	0,957	0,059	1,255	0,047
Dy, PVC	0,271	0,616	0,440	0,284	2,247	0,127
Dy, plexiüveg	1,085	1,061	1,023	0,848	3,008	0,282
Dy, vas	0,426	0,790	0,539	0,052	1,156	0,045
Dy, alumínium	0,922	0,997	0,925	0,049	1,256	0,039

### 3.12 táblázat folytatása

	Al mintatartó			Cd mintatartó		
	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
VI. Grafit moderátor (nagy), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,1 mm)						
In, grafit	normálási tényező: 1,571 Bq/mg			normálási tényező: 0,305 Bq/mg		
In, bonamid	1,180	1,049	1,125	2,200	1,468	1,498
In, PVC	0,548	0,724	0,757	1,343	1,175	1,143
In, plexiüveg	1,175	1,074	1,094	1,983	1,370	1,448
In, vas	0,632	0,773	0,818	0,828	0,970	0,853
In, alumínium	0,977	0,969	1,008	0,901	0,987	0,913
VII. Grafit moderátor (kicsi), mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (In: 0,025 mm, Au: 0,05 mm)						
In, grafit	normálási tényező: $7,764 \cdot 10^3$			normálási tényező: $5,441 \cdot 10^3$		
In, bonamid	4,729	1,626	2,909	5,833	1,666	3,503
In, PVC	1,657	1,084	1,529	2,693	1,333	2,021
Au, grafit	normálási tényező: $6,022 \cdot 10^6$			normálási tényező: $4,672 \cdot 10^6$		
Au, bonamid	4,515	1,533	2,946	4,720	1,636	2,885
Au, PVC	2,117	1,188	1,782	2,427	1,253	1,937
VIII. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (In: 0,025 mm, Au: 0,05 mm)						
In, bonamid	normálási tényező: $1,854 \cdot 10^5$			normálási tényező: $5,555 \cdot 10^4$		
In, grafit	0,920	1,050	0,876	0,604	1,094	0,552
In, PVC	0,413	0,807	0,512	0,707	1,263	0,560
Au, bonamid	normálási tényező: $1,394 \cdot 10^8$			normálási tényező: $3,374 \cdot 10^7$		
Au, grafit	0,938	1,039	0,903	0,538	1,150	0,468
Au, PVC	0,383	0,777	0,493	0,663	1,226	0,541
IX. Bonamid moderátor, mintahossz: 68 mm, 5 darab mérőfólia (0,1 mm)						
In, bonamid	normálási tényező: $2,963 \cdot 10^6$			normálási tényező: $7,050 \cdot 10^5$		
In, grafit	0,961	1,097	0,876	0,532	1,224	0,434
In, PVC	0,385	0,815	0,472	0,634	1,340	0,473
In, plexiüveg	1,040	1,175	0,885	0,903	1,648	0,548
In, vas	0,489	0,931	0,526	0,471	1,151	0,409
In, alumínium	0,900	1,069	0,842	0,506	1,125	0,450

### 3.2.4 A termikus és epitermikus neutronok aránya

Az A, B, C és D elrendezésben mért relatív fluxusokat és számított százalékos hibáikat a különböző mintákra a mérőfóliák helyzetének függvényében a 3.13 táblázat tartalmazza. Mivel minden mérést ugyanolyan méretű In fóliával hajtottunk végre, ezek a relatív fluxusok egymással összehasonlíthatók.

A B és D elrendezésnél a fluxusok számított hibája kisebb, mint 2,5%. A B és D elrendezésben mért fluxusok aránya bonamidra: 1,01, 1,03, 1,02, PVC-re: 1,00, 1,04, 1,08, plexiüvegre: 1,05, 1,14, 1,11. Noha plexiüveg esetén az arány 1-től kissé nagy eltérést mutat, a B és D elrendezést valóban azonosnak tekinthetjük. A továbbiakban az epitermikus fluxus ( $\phi_e$ ) alatt a B és D elrendezésben kapott fluxusok átlagát értjük.

A moderátor felől érkező ( $t_1$ ) és a mintában lelassult ( $t_2$ ) termikus neutronok fluxusát, valamint az összes termikus neutronból származó fluxust az alábbiak szerint kapjuk:

$$\phi_{t1} = \phi_A - \phi_C, \quad (3.10)$$

$$\phi_{t2} = \phi_C - \phi_B, \quad (3.11)$$

$$\phi_{t1+t2} = \phi_A - \phi_B. \quad (3.12)$$

A fluxusok hibáit a négyzetes hibaterjedési törvény alkalmazásával számíthatjuk. A termikus és epitermikus fluxusokat a 3.14 táblázat tartalmazza.

Az epitermikus neutronok fluxusa a minta szélétől a közepe felé haladva növekszik (3.39 ábra, 3.14 táblázat). A különböző minták azonos helyzetű mérőfóliáira közel azonos értékeket kaptunk, a középső helyzetben PVC mintánál a többi mintától kissé nagyobb eltéréssel. A minták negatív oldali széle messzebb volt a forrástól, mint a pozitív oldali, ezért itt kisebb az epitermikus neutronok száma. Ugyanez elmondható a moderátor felől érkező termikus ( $t_1$ ) neutronokra is. Az arányok képzésénél ezek a különbségek a két oldal között eltűnnek (3.15 táblázat  $\phi_{t1}/\phi_e$ ).

A moderátor felől érkező ( $t_1$ ) termikus neutronok száma a PVC minta közepén erősen lecsökken a szélekhez viszonyítva. Ez a PVC-ben jelenlévő klór számlájára írható, mely elnyeli a termikus neutronokat (3.14 táblázat).

A mintában lassulás révén létrejövő ( $t_2$ ) termikus neutronok száma középső helyzetben bonamidban és plexiüvegben sokkal nagyobb, mint PVC-ben, amiért szintén a klór a felelős. A PVC esetén a minta két szélén a fluxus alacsony értéke miatt a százalékos hiba rendkívül nagy (3.14 táblázat).

Az összes ( $t_1$ ,  $t_2$ ) termikus neutronok száma bonamidban és plexiüvegben a minta szélétől a közepe felé haladva növekszik, PVC-ben viszont csökken (3.40 ábra, 3.14 táblázat).

A termikus és epitermikus fluxusok arányait a 3.15 táblázat tartalmazza. Az epitermikus ( $e$ ) neutronok az összeshez ( $t_1$ ,  $t_2$ ,  $e$ ) képest csak 11 – 14%-ban vannak jelen bonamid és plexi mintában, és a szélektől a közép felé haladva nem tapasztalható jelentős változás. A PVC mintában viszont az arány nagyobb, a szélektől befelé haladva növekszik 19 – 23%-ról 31%-ra.

A moderátor felől érkező ( $t_1$ ) termikus neutronok aránya az összeshez képest mindhárom mintában csökken a minta szélétől a közepe felé haladva, de ez teszi ki a neutronok legnagyobb, 62 – 86%-nyi részét.

A moderátorban lelassult ( $t_2$ ) neutronok aránya az összeshez képest a mintákban a szélétől a közép felé haladva 2,8 – 3,9-szeresére növekszik, a bonamid minta közepén éri el a legnagyobb, 12%-os arányt.

A moderátor felől érkező ( $t_1$ ) és a mintában lelassult ( $t_2$ ) neutronok összegének aránya az összeshez viszonyítva 69 – 89% között változik, a minta szélétől a közepe felé haladva bonamidban és plexiüvegben lényegében nem változik, PVC-ben csökken.

A moderátor felől érkező ( $t_1$ ) termikus neutronok aránya az epitermikushoz képest a minta közepe felé haladva jelentősen csökken. A csökkenés mértéke PVC-ben a legnagyobb a klórtartalomnak köszönhetően, mely elnyeli a termikus neutronokat. A mintában lelassult ( $t_2$ ) termikus neutronok száma az epitermikusakéhoz képest a minta szélétől a közepe felé haladva 1,8 – 3,6-szeresére növekszik.

Az összes ( $t_1$ ,  $t_2$ ) termikus neutronok száma az epitermikusakéhoz viszonyítva bonamidban és plexiüvegben a legnagyobb: 6,3 – 7,8-szeres, a szélektől a közép felé haladva kissé csökken. PVC-ben az arány csak 2,2 – 4,2.

Az epitermikus ( $e$ ) és a termikus ( $t_1$ ,  $t_2$ ) neutronok eloszlását a minta mentén a 3.39 illetve a 3.40 ábra mutatja. A mintánkénti három mérési pontra a (2.42) függvényt illesztettük, a normálás utáni illesztési paramétereket a 3.16 táblázat tartalmazza. A normálást az előzőekhez hasonlóan úgy végeztük, hogy a moderátor saját anyagával, azaz a bonamiddal a (2.43) szerint kapott átlagos zavartalan fluxus 1 legyen. Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezőket a (3.8), (1.10) és (3.9) alapján számítottuk. A  $G$  és  $H$  meghatározásánál a  $\phi_s = \phi(x = -d/2)$  negatív oldali felületet vettük figyelembe. A normálási tényezőket és az  $F$ ,  $G$ ,  $H$  faktorokat a 3.16 táblázat tartalmazza.

Epitermikus neutronok esetén az  $F$  fluxusperturbációs faktor 1-hez nagyon közeli értéket vett fel. A PVC és plexiüveg között kicsi (7%-nál kisebb) az eltérés az  $F$  és  $G$  értékében, a  $H$  tényező pedig azonos (3.16 táblázat). Ha összehasonlítjuk ezeket az eredményeket a bonamid

moderátorban, Cd mintatartóban meghatározott értékekkel, melyekbe a mintában lelassult ( $t_2$ ) termikus neutronokat is belemértük (3.12 táblázat VIII., IX.), akkor PVC esetén  $F$ -ben és  $H$ -ban nagyobb,  $G$ -ben kisebb, plexiüveg esetén  $F$ -ben kisebb,  $G$ -ben és  $H$ -ban nagyobb eltéréseket tapasztalunk.

Kiszámítottuk a bonamid moderátorban, Al és Cd mintatartóban, bonamid, PVC és plexiüveg mintában besugárzott 0,1 mm vastagságú In mérőfóliák esetén (3.10 táblázat IX.) kapott relatív fluxusok  $\phi_{Al} - \phi_{Cd}$  különbségét. Az (1.23) függvény illesztésével nyert  $a$ ,  $b$ ,  $c$  paramétereket és az  $F$ ,  $G$ ,  $H$  tényezőket a 3.17 táblázat tartalmazza.

A termikus neutronokra vonatkozó  $F$ ,  $G$ ,  $H$  tényezők összehasonlításához tekintsük a 3.16 táblázatot és a 3.12 táblázat IV. és V. méréssorozatát. PVC minta esetén az  $F$  és  $G$  értékében meglehetősen nagy, a  $H$  értékében kisebb az eltérés. Plexiüveg esetén  $F$ -ben 1%,  $G$ -ben 9%,  $H$ -ban 10% különbség tapasztalható.

A 3.16 táblázat termikus neutronokra vonatkozó adatait a 3.17 táblázat adataival összehasonlítva azt figyelhetjük meg, hogy míg PVC esetén nagyok az eltérések az  $F$ ,  $G$  és  $H$  értékeiben, addig plexiüveg esetén a különbségek kisebbek, mint a Dy fóliával végzett mérések eredményével (3.12 táblázat IV., V.) összehasonlítva.

Az átlagos termikus ( $t_1$ ,  $t_2$ ) és epitermikus fluxusok arányát úgy kapjuk, ha a 3.16 táblázatban található  $F$  értékek hányadosát megszorozzuk a normálási tényezők hányadosával. Az átlagos termikus és epitermikus fluxusok aránya bonamid mintában 6,5, PVC-ben 2,7, plexiüvegben 7,0.

3.13 táblázat Az A, B, C és D elrendezésben mért relatív fluxusok

Minta	$x$ (mm)	$\phi_A$	Hiba (%)	$\phi_B$	Hiba (%)
Bonamid	-34	26,098	0,6	3,067	1,6
	0	30,812	0,4	4,280	1,1
	34	27,693	0,4	3,623	1,4
PVC	-34	13,335	0,7	3,033	1,4
	0	12,397	0,6	3,941	1,1
	34	17,837	0,4	3,557	1,0
Plexiüveg	-34	26,766	0,5	3,109	1,4
	0	32,948	0,4	4,436	1,0
	34	29,522	0,3	3,832	1,0

Minta	$x$ (mm)	$\phi_C$	Hiba (%)	$\phi_D$	Hiba (%)
Bonamid	-34	4,106	0,9	3,051	1,4
	0	8,029	1,0	4,170	1,0
	34	4,485	0,8	3,568	1,0
PVC	-34	3,287	1,4	3,026	1,1
	0	4,739	1,0	3,785	0,9
	34	3,863	1,0	3,284	1,1
Plexiüveg	-34	3,824	1,0	2,952	1,5
	0	7,109	1,0	3,905	2,3
	34	4,413	0,8	3,457	1,0

3.14 táblázat A termikus és epitermikus fluxusok

Minta	$x$ (mm)	$\phi_e$	Hiba (%)	$\phi_{tl}$	Hiba (%)
Bonamid	-34	3,059	2,1	21,991	0,7
	0	4,225	1,5	22,783	0,6
	34	3,595	1,8	23,208	0,4
PVC	-34	3,029	1,8	10,048	1,0
	0	3,863	1,4	7,658	1,2
	34	3,420	1,5	13,975	0,6
Plexiüveg	-34	3,030	2,0	22,941	0,6
	0	4,170	2,4	25,839	0,5
	34	3,644	1,4	25,109	0,4

Minta	$x$ (mm)	$\phi_{t2}$	Hiba (%)	$\phi_{tl+t2}$	Hiba (%)
Bonamid	-34	1,047	7,2	23,039	0,7
	0	3,804	2,7	26,587	0,5
	34	0,889	8,1	24,097	0,5
PVC	-34	0,258	27,9	10,306	1,0
	0	0,876	8,4	8,534	1,1
	34	0,442	14,3	14,417	0,6
Plexiüveg	-34	0,794	9,1	23,735	0,6
	0	2,939	4,2	28,778	0,5
	34	0,769	8,1	25,878	0,4

3.15 táblázat A termikus ( $t_1$ ,  $t_2$ ) és epitermikus (e) neutronok arányai

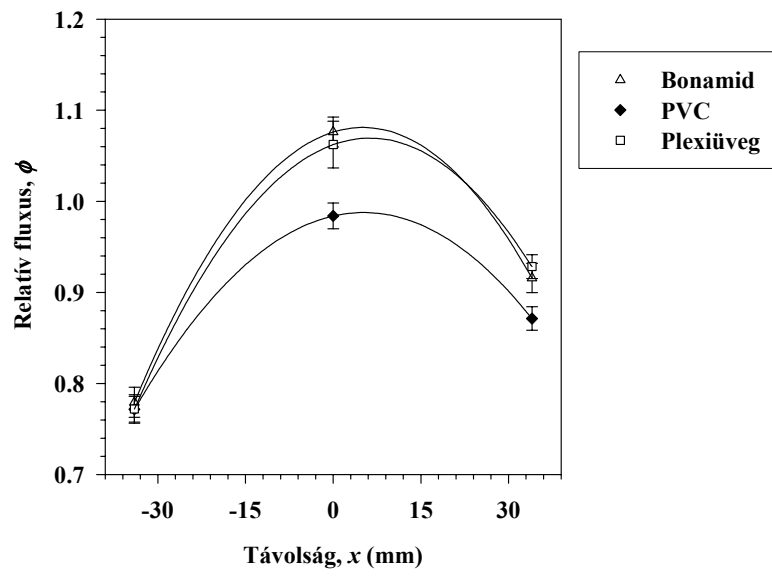
Minta	$x$ (mm)	$\frac{\phi_e}{\phi_{t_1+t_2+e}}$	Hiba (%)	$\frac{\phi_{t_1}}{\phi_{t_1+t_2+e}}$	Hiba (%)
Bonamid	-34	0,117	2,2	0,843	1,0
	0	0,137	1,6	0,739	0,7
	34	0,130	1,8	0,838	0,6
PVC	-34	0,227	1,9	0,754	1,2
	0	0,312	1,6	0,618	1,3
	34	0,192	1,5	0,783	0,8
Plexiüveg	-34	0,113	2,1	0,857	0,7
	0	0,127	2,4	0,784	0,6
	34	0,123	1,4	0,851	0,5

Minta	$x$ (mm)	$\frac{\phi_{t_2}}{\phi_{t_1+t_2+e}}$	Hiba (%)	$\frac{\phi_{t_1+t_2}}{\phi_{t_1+t_2+e}}$	Hiba (%)
Bonamid	-34	0,040	7,2	0,883	1,0
	0	0,124	2,7	0,863	0,7
	34	0,032	8,1	0,870	0,6
PVC	-34	0,019	27,9	0,773	1,2
	0	0,071	8,4	0,688	1,3
	34	0,025	14,3	0,808	0,8
Plexiüveg	-34	0,030	9,1	0,887	0,7
	0	0,089	4,2	0,873	0,7
	34	0,026	8,1	0,877	0,5

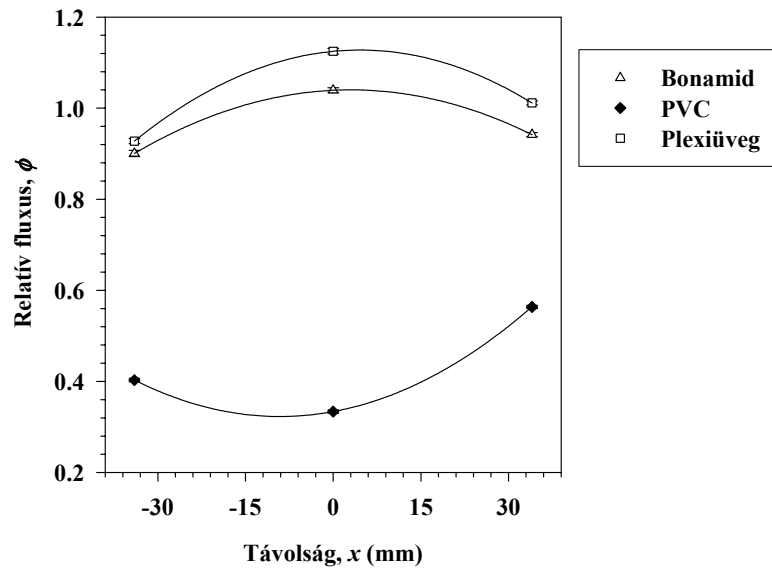
3.15 táblázat folytatása

Minta	$x$ (mm)	$\phi_{t1}/\phi_e$	Hiba (%)	$\phi_{t2}/\phi_e$	Hiba (%)
Bonamid	-34	7,189	2,2	0,342	7,5
	0	5,393	1,7	0,900	3,1
	34	6,455	1,8	0,247	8,3
PVC	-34	3,317	2,1	0,085	28,0
	0	1,982	1,9	0,227	8,5
	34	4,086	1,6	0,129	14,4
Plexiüveg	-34	7,570	2,1	0,262	9,3
	0	6,196	2,5	0,705	4,8
	34	6,890	1,5	0,211	8,2

Minta	$x$ (mm)	$\phi_{t1+t2}/\phi_e$	Hiba (%)
Bonamid	-34	7,531	2,2
	0	6,293	1,6
	34	6,702	1,8
PVC	-34	3,402	2,1
	0	2,209	1,8
	34	4,215	1,6
Plexiüveg	-34	7,832	2,1
	0	6,901	2,5
	34	7,101	1,5



3.39 ábra Az epitermikus (e) neutronok eloszlása



3.16 táblázat Az epitermikus ( $e$ ) és termikus ( $t_1, t_2$ ) neutronfluxusra vonatkozó  $a, b, c$  illesztési paraméterek és  $F, G, H$  tényezők

Epitermikus neutronok						
Minta	$a$	$b$	$c$	$F$	$G$	$H$
Bonamid	$-1,978 \cdot 10^{-4}$	$2,008 \cdot 10^{-3}$	1,076	normálási tényező: $3,926 \cdot 10^5$		
PVC	$-1,406 \cdot 10^{-4}$	$1,465 \cdot 10^{-3}$	0,984	0,930	1,205	0,772
Plexiüveg	$-1,836 \cdot 10^{-4}$	$2,299 \cdot 10^{-3}$	1,062	0,992	1,285	0,772

Termikus neutronok						
Minta	$a$	$b$	$c$	$F$	$G$	$H$
Bonamid	$-1,021 \cdot 10^{-4}$	$6,087 \cdot 10^{-4}$	1,039	normálási tényező: $2,558 \cdot 10^6$		
PVC	$1,294 \cdot 10^{-4}$	$2,364 \cdot 10^{-3}$	0,334	0,384	0,952	0,403
Plexiüveg	$-1,343 \cdot 10^{-4}$	$1,232 \cdot 10^{-3}$	1,125	1,073	1,157	0,928

3.17 táblázat A  $\phi_{Al} - \phi_{Cd}$  neutronfluxusra vonatkozó  $a, b, c$  illesztési paraméterek és  $F, G, H$  tényezők

Minta	$a$	$b$	$c$	$F$	$G$	$H$
Bonamid	$4,359 \cdot 10^{-6}$	$-1,208 \cdot 10^{-3}$	0,999	normálási tényező: $2,249 \cdot 10^6$		
PVC	$-1,842 \cdot 10^{-3}$	$-2,210 \cdot 10^{-3}$	4,129	0,305	0,633	0,482
Plexiüveg	$4,694 \cdot 10^{-5}$	$-1,618 \cdot 10^{-3}$	0,901	1,089	1,101	0,989

### 3.2.5 A moderátorok összehasonlítása

A grafitmáglya ( $250 \times 190 \times 190 \text{ cm}^3$ ) és a henger alakú bonamid tömb moderátorként való felhasználásának előnyeit és hátrányait tekintjük át.

Grafit moderátorban a termikus neutronfluxus kevésbé változik a forrástól mért távolság függvényében, mint hidrogéntartalmú moderátorban (1.6 ábra). Ezek alapján kiterjedt minták elemzésére célszerűbb grafit moderátort alkalmazni, ahol a forrástól 10 cm távolságban mért termikus neutronfluxus csak 6%-kal tér el a 20 cm távolságban mért értéktől, míg víz moderátorban ugyanezen a távolságon a fluxus 1/13 részére csökken.

Ugyanakkor grafit moderátorban az  $F$  fluxusperturbáció értékei PVC, vas és alumínium mintában mind Al, mind Cd mintatartóban közelebb vannak az 1-hez, mint bonamid moderátorban (3.12 táblázat).

Vékony minták esetén a termikus neutronokra vonatkozó  $F$  fluxusperturbáció a kötegvastagság függvényében sokkal kevésbé változik bonamid moderátorban, mint grafit moderátorban (3.9 táblázat).

A termikus és epitermikus neutronok aránya (3.7, 3.8, 3.15, 3.16 táblázat) bonamid moderátorban nagy, azaz az epitermikus neutronok száma a termikusakéhoz képest kicsi, így aktivációs analízis céljára epitermikus neutronokat használni nem célszerű.

Mindezek alapján azt a következtetést vonhatjuk le, hogy aktivációs analízist termikus neutronokkal célszerű végezni, vékony mintákat hidrogénes, kiterjedt mintákat grafit moderátorban besugározva.

# Összefoglalás

## 1. A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet

### Előzmények

A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet ( $\sigma_\beta$ ) fogalmát Csikai és Buczkó vezették be 1999-ben [1] minták visszaszórási tulajdonságának mikroszkopikus jellemzésére. Előzménye az Amaldi és Fermi által 1936-ban bevezetett albedó ( $\beta$ ) fogalma [2], mely a neutronvisszaszórás makroszkopikus értelemben jellemzi.

A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet nem független a geometriától, a szóróközeg elemi összetételén kívül függ a mérés elrendezésétől is (1. ábra). Jelölje  $I$  az időegységenkénti beütésszámot minta jelenlétében,  $I_0$  pedig üres mintatartóval. Ekkor az  $R = (I - I_0)/I_0$  mennyiségre a következőt írhatjuk:

$$R = C \frac{n\sigma_\beta}{S} = CNd\sigma_\beta, \quad (1)$$

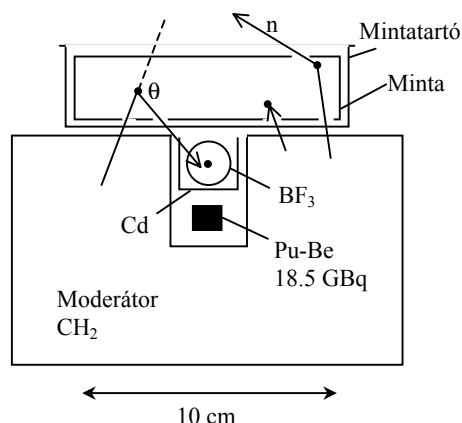
ahol  $C = 10^{-24}$  cm<sup>2</sup>/barn arányossági tényező,  $n$  a minta összes atomjainak száma,  $\sigma_\beta$  (barn) a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet,  $S$  (cm<sup>2</sup>) a minta detektor felé néző felülete,  $N$  (atom/cm<sup>3</sup>) a minta egységnyi térfogatában levő atomok száma,  $d$  (cm) a minta vastagsága. A  $\sigma_\beta$  mérésekor ügyelni kell a minta vastagságának megválasztásánál, különösen nagy abszorpciós hatáskeresztmetszetű elemek (Cl, Co, Ag, Hg) továbbá néhány fém (Zn, Fe, Cu) és vegyületeik esetén, mert  $\sigma_\beta$  csak bizonyos mintavastagságig (~1 cm) állandó.

A molekulára vonatkozó reflexiós hatáskeresztmetszet:

$$\sigma_{\beta mol} = \sum_i n_i \sigma_{\beta i}, \quad (2)$$

ahol  $n_i$  és  $\sigma_{\beta i}$  a molekula  $i$  típusú atomjainak száma és reflexiós hatáskeresztmetszete.

A különböző elemek neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszete állandó arányú része a megfelelő (Maxwell-eloszlású neutronokra átlagolt) rugalmas szórási hatáskeresztmetszetnek. A mérések szerint [6] az 1. ábrán látható elrendezésben ez az arány:  $\sigma_\beta/\sigma_{EL} = 0,59$ .



1. ábra Mérési elrendezés a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszel vizsgálatához

A Buczkó és mások által 1975-ben [7] kifejlesztett módszer szerint az

$$\eta = \frac{R}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{I - I_0}{I_0} \quad (3)$$

mennyiségeket (ahol  $\rho$  a minta sűrűsége) a minták  $H$  hidrogéntartalmának ( $m\%$ ) függvényében ábrázolva egyenest kapunk.

### **Eredmények**

A neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszet mérése aktivációs fóliával

- $\text{BF}_3$  számláló helyett  $\text{Cu}$  aktivációs fólia felhasználásával határoztuk meg néhány elem és vegyület reflexiós hatáskeresztmetszetét, mivel így a mérés geometriája egyértelműbb. Jelölje  $A$  a fólia aktivitását a minta jelenlétében,  $A_0$  pedig üres mintatartóval. Ekkor az  $R = (A - A_0)/A_0$  mennyiségre igaz az (1) összefüggés.
- Ellenőriztük szénhidrogének ( $\text{CH}$ ),  $\text{CHO}$  vegyületek és víz felhasználásával, hogy az  $\eta - H$  ( $m\%$ ) függvény valóban egyenes. Ennek és a (2)-nek felhasználásával hidrogénre:  $\sigma_{\beta,H} = 34,4 \pm 1,2$  barn.
- Meghatároztuk szén, oxigén, alumínium és cink esetén a neutronvisszaszórási hatáskeresztmetszeteket. Azt találtuk, hogy ezek (az

eltérő geometria és detektoranyag miatt) kb. kétszer akkora, mint a BF<sub>3</sub> számlálóval kaptak.

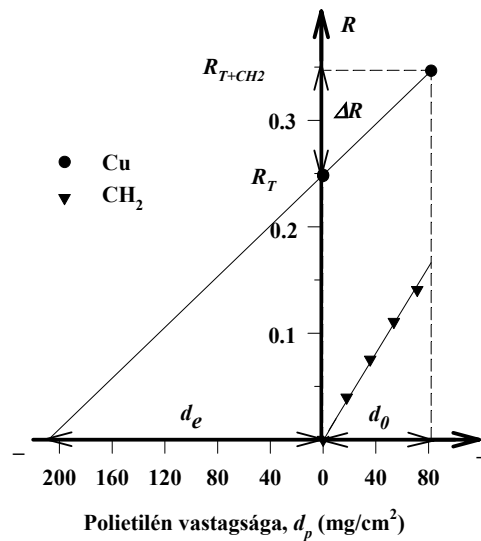
A neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszet mérése  
BF<sub>3</sub> számlálóval, relatív módszerrel

- Módszert dolgoztunk ki, mellyel lehetővé válik a reflexiós hatáskeresztmetszet relatív mérése. Referenciának tekintettük a CH<sub>2</sub> molekula neutronvisszaszórás hatáskeresztmetszetét. A módszer alapja az a tapasztalatunk, hogy a mintában  $\frac{1}{2}d$  pozícióban elhelyezett polietilén fóliaréteg (mely jól szimulálja az egyenletesen elosztott fóliát) vastagságának az  $R$  többletbeütés a vizsgált tartományban lineáris függvénye:

$$R = sd_p + R_T, \quad (4)$$

ahol  $s$  a meredekség,  $d_p$  a polietilén vastagsága,  $R_T$  a  $\delta$  vastagságú tiszta mintától származó többletbeütés (2. ábra).

- Nevezzük a  $d_e = |R_T/s|$  polietilénvastagságot ekvivalens vastagságnak. Az ekvivalens vastagság a polietilén fólia azon vastagsága, mellynél a polietiléntől a minta jelenlétében származó többletbeütés ugyanannyi, mint az adott vastagságú tiszta mintától származó. Ez – az eltérő meredekség miatt – nem egyenlő a polietilén azon vastagságával, melyet tiszta polietilén mérésével kapnánk.



2. ábra Az ekvivalens vastagság fogalmához

- Az ekvivalens vastagság fogalmából levezethető a következő:

$$\sigma_{\beta,T} = \frac{\rho_{CH_2} d_e}{\rho_T \delta} \frac{M_T}{M_{CH_2}} \sigma_{\beta,CH_2}, \quad (5)$$

ahol  $\sigma_{\beta,T}$  a minta anyagára vonatkozó reflexiós hatáskeresztmetszet,  $\rho_T$  a minta sűrűsége,  $M_T$  a moláris tömege,  $\sigma_{\beta,CH_2}$ ,  $\rho_{CH_2}$ ,  $M_{CH_2}$  a megfelelő mennyiségek polietilénre,  $\delta$  a minta vastagsága,  $d_e$  az ekvivalens vastagság.

- Az ekvivalens vastagság meghatározásával és az (5) felhasználásával az adott mintát alkotó atomok vagy molekulák neutronvisszaszórési hatáskeresztmetszetét relatív módon határozhatjuk meg, a polietilénre kapott  $\sigma_{\beta,CH_2} = 37,6 \pm 1,0$  barn értéket használva referenciaként.

- Meghatároztuk különböző elemek reflexiós hatáskeresztmetszetét a fent leírt relatív, néhány esetben pedig az abszolút [1] módszert alkalmazva. A  $\sigma_{\beta}$ -k és a Maxwell-eloszlású termikus neutronokra átlagolt  $\sigma_{EL}$  rugalmas szórési hatáskeresztmetszetek hányadosára a következőt kaptuk:  $\sigma_{\beta}/\sigma_{EL} = 0,6 \pm 0,02$ . Ezen arány és a  $\sigma_{\beta}$  ismeretében az adatkönyvtárakból hiányzó  $\sigma_{EL}$  megadható.

- A reflexiós hatáskeresztmetszetek ismeretében bármely X elemre vagy vegyületre mint referenciára vonatkozó  $d_{e,X}$  ekvivalens vastagság kiszámítható a következő egyenlőség felhasználásával:

$$\rho_X d_{e,X} = \frac{M_X}{M_{CH_2}} \frac{\sigma_{\beta,CH_2}}{\sigma_{\beta,X}} \rho_{CH_2} d_{e,CH_2}, \quad (6)$$

melyből vízre  $\rho_{H_2O} d_{e,H_2O} = 1,30 \cdot \rho_{CH_2} d_{e,CH_2}$ ,

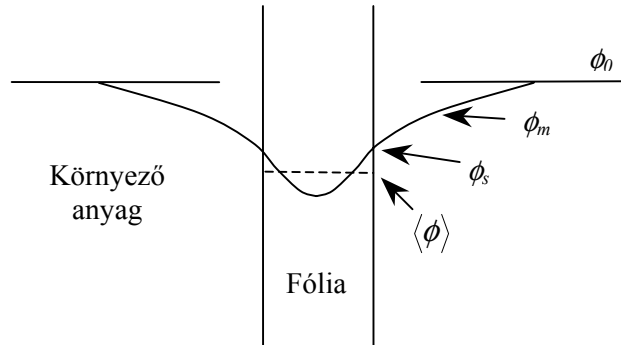
hidrogénre  $\rho_H d_{e,H} = 0,16 \cdot \rho_{CH_2} d_{e,CH_2}$  következik.

- Ha például a  $\delta$  vastagságú mintába vizet teszünk referencia anyagként ( $X = H_2O$ ), akkor a (6) egyenlőség megadja a vízre és a már ismert, polietilénre vonatkozó ekvivalens vastagság közötti összefüggést. Ez főként akkor lehet hasznos, ha nem akarjuk, hogy a mintánk vízzel érintkezzen, mégis szükségünk lenne víztartalom meghatározásához a kalibrációs egyenes felvételére. A tiszta mintára vonatkozó többlet beütés ( $R_T$ ) és a víznek mint referenciának ekvivalens vastagsága elegendő az egyenes meghatározásához (2. ábra).

## 2. Fluxuselozslás

### Előzmények

A neutronok analitikai és egyéb célokra történő alkalmazásában gyakran elengedhetetlen, hogy egy moderátorban vagy kiterjedt mintában minél pontosabban ismerjük a neutronfluxus eloszlását. Ezt legegyszerűbben detektorfóliák alkalmazásával érhetjük el. Azonban a mérőeszköz megváltoztatja a mérendő mennyiséget, módosítja a mérés eredményét (3. ábra). Ezért szükséges bizonyos korrekciós faktorok bevezetése.



3. ábra A fluxusperturbáció ( $F$ ), az önárnyékolás ( $G$ ) és a fluxusdepresszió ( $H$ ) definíciójához [9, 10]

A fólia a környező anyagnál nagyobb befogási hatáskeresztmetszetének köszönhetően mintegy kiüríti közvetlen környezetét. A jelenség neve fluxusdepresszió, mennyiségileg a  $H$  fluxusdepressziós faktoral jellemezhető:

$$H = \phi_s / \phi_0, \quad (7)$$

ahol  $\phi_s$  a neutronfluxus a fólia felületén,  $\phi_0$  a háborítatlan fluxus, mely a fólia távollétében jellemzi az adott helyet.

A fólián belül a külső rétegek kevesebb neutronot engednek a belsőbb rétegekbe, a fólia mintegy árnyékot vet önmagára. A jelenség neve önárnyékolás, mennyiségileg a  $G$  önárnyékolási faktoral jellemezhető:

$$G = \langle \phi \rangle / \phi_s, \quad (8)$$

ahol  $\langle \phi \rangle$  a fólián belüli átlagos fluxus:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \phi(x) dx, \quad (9)$$

$d$  a fólia vastagsága,  $\phi(x)$  a fluxuselozlás a fólián belül.

A teljes fluxusváltozást az  $F$  fluxusperturbációs faktor jellemzi:

$$F = \langle \phi \rangle / \phi_0, \quad (10)$$

mely előáll a  $G$  önárnyékolási és a  $H$  fluxusdepressziós tényező szorzataként:

$$F = G \cdot H. \quad (11)$$

Mivel kiterjedt minták esetén a minta helyén a zavartalan fluxus hely szerint nem állandó, ezeknél (7) és (10) kifejezésében  $\langle \phi_0 \rangle$  értendő  $\phi_0$  helyett.

Judd [12] szerint a rezonancia neutronok tartományában  $H=1$ , amennyiben a rezonanciák keskenyek és elegendően távol vannak egymástól.

Az önárnyékolás és a fluxusdepresszió tényezőinek számításával történő meghatározása nem egyszerű feladat, de nem lehetetlen, ha a formulákban szereplő paraméterek ismertek. Olykor viszont (főként aktivációs analízisnél) a minta összetétele ismeretlen (hiszen éppen ezt akarjuk meghatározni).

Buczko és Borbély 1978-ban módszert dolgoztak ki az átlagos termikus neutronfluxus meghatározására abszorbeáló mintákban [18] vékony mérőfóliák segítségével. Eredményük szerint a termikus neutronfluxus eloszlását a

$$\phi(x) = (ax^2 + bx + c)^{-1} \quad (12)$$

görbével írhatjuk le, ahol  $x$  a minta felületétől mért távolság,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  illesztési paraméterek.

Khalil [20] szerint az epitermikus neutronfluxus eloszlását a

$$\phi(x) = (a_4x^4 + a_3x^3 + a_2x^2 + a_1x + a_0)^{-1} \quad (13)$$

függvény írja le, ahol  $a_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4$ ) illesztési paraméter.

## ***Eredmények***

- Meghatároztuk az általunk használt, henger alakú Pu-Be forrás aktív közepének helyét. Méréseink szerint ez 1,5 mm-rel van a geometriai közepe alatt.

Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezők vékony mintákban

- Meghatároztuk a neutronfluxus eloszlását és az  $F$ ,  $G$ ,  $H$  tényezőket vékony indium és arany fóliakötegekre termikus és epitermikus neutronok esetén, bonamid és grafit moderátorban.

- Méréseinkben  $H \neq 1$  az epitermikus neutronokra. Ennek oka, hogy az indium és arany abszorpciós gerjesztési függvényeire az epitermikus tartományban nem teljesülnek a Judd cikkéből [12] idézett feltételek.

- Méréseink szerint az  $F$ ,  $G$ ,  $H$  tényezők a kötegvastagság függvényében termikus neutronok esetén a következőképpen adhatók meg:

$$F(d) = F_0 e^{-fd}, \quad (14)$$

$$G(d) = G_0 e^{-gd}, \quad (15)$$

$$H(d) = H_0 e^{-hd}, \quad (16)$$

ahol  $F_0$ ,  $G_0$ ,  $H_0$  ( $=1$ ) a  $d = 0$  vastagsághoz tartozó értékek,  $f$ ,  $g$ ,  $h$  illesztési paraméterek.

- Epitermikus neutronokra csak a  $H$  fluxusdepresszió esetén érvényes az exponenciális összefüggés (16).

Az  $F$ ,  $G$  és  $H$  tényezők kiterjedt mintákban

- Meghatároztuk a neutronfluxus eloszlását és az  $F$ ,  $G$ ,  $H$  tényezőket kiterjedt grafit, bonamid [(CH<sub>2</sub>)<sub>5</sub>CONH], PVC (C<sub>2</sub>H<sub>3</sub>Cl), plexiüveg (C<sub>5</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub>), vas és alumínium mintákban, bonamid és grafit moderátorban In, Au és Dy mérőfóliák segítségével.

- A mérési pontok illesztésekor számos esetben a (12) függvény nem írta le jól a fluxuseloszlást. Ez csak a hidrogént tartalmazó minták (bonamid, PVC, plexiüveg) esetén fordult elő, amikor a szélektől a minta közepe felé haladva a változás jelentős volt (1,3 – 4,4-szeres). Ekkor egyszerű másodfokú függvénnyel illesztettünk.

## A termikus és epitermikus neutronok aránya

- Meghatároztuk bonamid, PVC és plexiüveg minták esetén a termikus és epitermikus neutronfluxusok arányát In mérőfóliák segítségével.
- Az átlagos termikus és epitermikus fluxusok aránya bonamid mintában 6,5, plexiüvegben 7,0, PVC-ben csak 2,7, mert a PVC-ben lévő Cl elnyeli a termikus neutronokat.

## A moderátorok összehasonlítása

- A grafitmáglya ( $250 \times 190 \times 190 \text{ cm}^3$ ) és a henger alakú bonamid tömb (átmérője 30 cm, magassága 30 cm) moderátorként való felhasználásának előnyeit és hátrányait tekintjük át.
- Grafit moderátorban a termikus neutronfluxus kevésbé változik a forrástól mért távolság függvényében, mint hidrogéntartalmú moderátorban. Ezek alapján kiterjedt minták elemzésére célszerűbb grafit moderátort alkalmazni, ahol a forrástól 10 cm távolságban mért termikus neutronfluxus csak 6%-kal tér el a 20 cm távolságban mért értéktől, míg víz moderátorban ugyanezen a távolságon a fluxus 1/13 részére csökken.
- Ugyanakkor grafit moderátorban az  $F$  fluxusperturbáció értékei PVC, vas és alumínium mintában mind Al, mind Cd mintatartóban közelebb vannak az 1-hez, mint bonamid moderátorban.
- Vékony minták esetén a termikus neutronokra vonatkozó  $F$  fluxusperturbáció a kötegvastagság függvényében sokkal kevésbé változik bonamid moderátorban, mint grafit moderátorban.
- A termikus és epitermikus neutronok aránya bonamid moderátorban nagy, azaz az epitermikus neutronok száma a termikusakéhoz képest kicsi, így aktivációs analízis céljára epitermikus neutronokat használni nem célszerű.
- Mindezek alapján azt a következtetést vonhatjuk le, hogy aktivációs analízist termikus neutronokkal célszerű végezni, vékony mintákat hidrogénes, kiterjedt mintákat grafit moderátorban besugározva.

## Summary

### 1. Neutron reflection cross section

#### Introduction

The concept of neutron reflection cross section ( $\sigma_\beta$ ) was introduced by Csikai and Buczkó in 1999 [1]. It is a microscopic parameter which characterizes backscattering properties of samples. The reflection cross section is based on the concept of albedó ( $\beta$ ) which is a macroscopic parameter and was introduced by Amaldi and Fermi in 1936 [2].

The neutron reflection cross section is not a geometry-independent parameter. It depends on constituents of the sample and on the measuring arrangement (Fig. 1). If  $I$  and  $I_0$  denote the number of counts in a unit time with and without the sample, we can put the following for  $R = (I - I_0)/I_0$ :

$$R = C \frac{n\sigma_\beta}{S} = CNd\sigma_\beta \quad (1)$$

where  $C = 10^{-24}$  cm<sup>2</sup>/barn is a factor,  $n$ ,  $\sigma_\beta$  (barn),  $S$  (cm<sup>2</sup>),  $N$  (atom/cm<sup>3</sup>) and  $d$  (cm) are the number of atoms in the sample, the neutron reflection cross section, the surface of the sample looking onto the detector, the number of atoms in a unit volume of the sample and the thickness of the sample, respectively. One should pay attention to choose the right thickness of the sample, especially if it consists of elements having high absorption cross section (Cl, Co, Ag, Hg) or if it consists of some metals (Zn, Fe, Cu) or compounds of these elements, because  $\sigma_\beta$  is constant only below a certain thickness (~1 cm) of the sample.

The neutron reflection cross section for a molecule is

$$\sigma_{\beta mol} = \sum_i n_i \sigma_{\beta i} \quad (2)$$

where  $n_i$  and  $\sigma_{\beta i}$  are the number and the reflection cross section of atoms type  $i$  in the molecule.

The neutron reflection cross section of an element is a constant part of the Maxwell-averaged elastic scattering cross section. The ratio in our arrangement shown in Fig. 1 is:  $\sigma_\beta / \sigma_{EL} = 0.59$ .

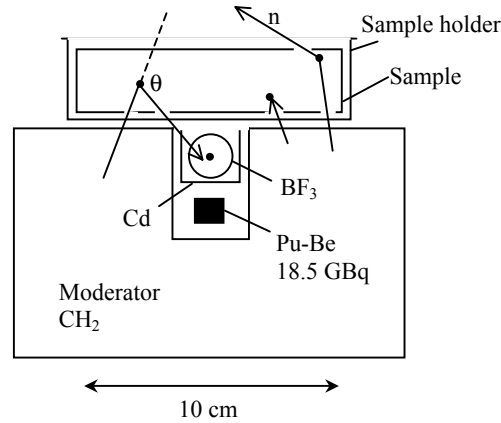


Fig. 1 Arrangement to measure neutron reflection cross section

According to the method developed by Buczkó et al. in 1975 [7], the quantity

$$\eta = \frac{R}{\rho} = \frac{I - I_0}{\rho I_0} \quad (3)$$

( $\rho$  – sample-density) is a linear function of H-content ( $m\%$ ) of the sample.

### Results

Measurement of neutron reflection cross section by activation foil

- We measured the neutron reflection cross section of some elements and compounds by Cu activation foil instead of a  $\text{BF}_3$  counter in order for the geometry to be more unambiguous. If  $A$  and  $A_0$  denote activity of the foil with and without the sample, eq. (1) is valid for  $R = (A - A_0)/A_0$ .
- We checked the linear dependence of  $\eta - H(m\%)$  function using hydrocarbons (CH), CHO compounds and water. Using this result and eq. (2) for hydrogen a value of  $\sigma_{\beta,H} = 34.4 \pm 1,2$  barn was obtained.
- We quantified the reflection cross section for carbon, oxygen, aluminum and zinc. These quantities are about two times higher than those measured by a  $\text{BF}_3$  counter because of the difference between arrangements and detector-materials.

Relative measurement of neutron reflection cross section  
by a BF<sub>3</sub> counter

- We developed a new method to measure reflection cross sections in a relative way. We considered the neutron reflection cross section of CH<sub>2</sub> molecule as a reference. The method is based on our experience that in the case of a polyethylene foil placed in the position  $\frac{1}{2} d$  in the sample (that simulates foil distributed uniformly in the sample very well) the  $R - d_p$  is a linear function in the range studied, i.e.:

$$R = s d_p + R_T \quad (4)$$

where  $s$ ,  $d_p$  and  $R_T$  are the slope, the thickness of the polyethylene layer and the excess counts originated from the pure sample of thickness  $\delta$  (Fig. 2).

- Let the thickness of the polyethylene  $d_e = |R_T/s|$  be called equivalent thickness. Equivalent thickness is the thickness of the polyethylene foil at which the excess counts originated from the polyethylene in the presence of the sample equals the excess counts originated from the pure sample of the given thickness. This is not the same as the thickness of pure polyethylene having equal excess counts because of the different slope.

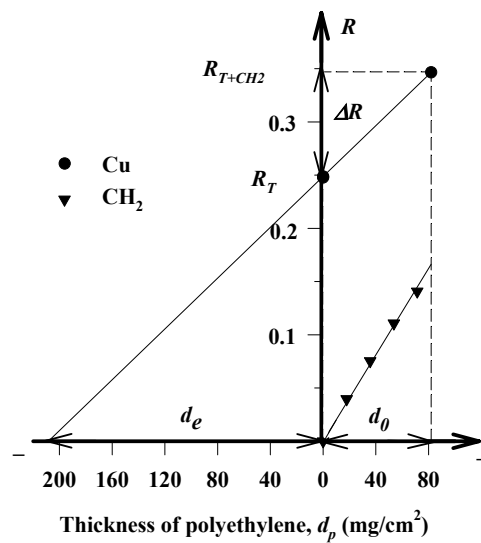


Fig. 2 The concept of equivalent thickness

- The following formula can be deduced from the concept of equivalent thickness:

$$\sigma_{\beta,T} = \frac{\rho_{CH_2} d_e}{\rho_T \delta} \frac{M_T}{M_{CH_2}} \sigma_{\beta,CH_2} \quad (5)$$

where  $\sigma_{\beta,T}$ ,  $\rho_T$ ,  $M_T$  are the reflection cross section, density and molar mass concerning the sample material,  $\sigma_{\beta,CH_2}$ ,  $\rho_{CH_2}$ ,  $M_{CH_2}$  are the same quantities regarding the polyethylene,  $\delta$  and  $d_e$  are the thickness of the sample and the equivalent thickness.

- We can quantify the neutron reflection cross section of atoms or molecules forming the given sample relatively after determining equivalent thickness using (5) and the neutron reflection cross section of polyethylene:  $\sigma_{\beta,CH_2} = 37.6 \pm 1.0$  barn as a reference.

- We quantified the neutron reflection cross sections of many elements in a relative way (as it was discussed above) and in some cases using the absolute method [1]. For the ratio of  $\sigma_{\beta}$  and the Maxwell-averaged elastic scattering cross section  $\sigma_{EL}$  we obtained:  $\sigma_{\beta}/\sigma_{EL} = 0.6 \pm 0.02$ . Once we know this ratio and  $\sigma_{\beta}$ ,  $\sigma_{EL}$  can easily be given if it cannot be found in data libraries.

- If we know the reflection cross sections the equivalent thickness  $d_{e,X}$  can be calculated, regarding any elements or compounds X as a reference, using the following equation:

$$\rho_X d_{e,X} = \frac{M_X}{M_{CH_2}} \frac{\sigma_{\beta,CH_2}}{\sigma_{\beta,X}} \rho_{CH_2} d_{e,CH_2} \quad (6)$$

from which  $\rho_{H_2O} d_{e,H_2O} = 1.30 \cdot \rho_{CH_2} d_{e,CH_2}$  in the case of water,

$\rho_H d_{e,H} = 0.16 \cdot \rho_{CH_2} d_{e,CH_2}$  in the case of hydrogen.

- Eq. (6) gives the relation between equivalent thicknesses of water and of polyethylene (which is known) if, for example we put water as a reference material ( $X = H_2O$ ) into the sample of thickness  $\delta$ . This could be useful mainly if we do not want our sample to have contact with water but we need the calibration line for a water-content analysis. Excess counts regarding the pure sample ( $R_T$ ) and the equivalent thickness of water as a reference material are sufficient for determining the line (Fig. 2).

## 2. Flux distribution

### Introduction

It is often essential to know the flux distribution in a moderator or bulk sample as exactly as possible to apply neutrons for analysis. This problem can be solved most simply by using detector foils. However, the measuring tools can change the quantity to be measured and modify the results of measurements (Fig. 3), therefore it is necessary to introduce some correction factors.

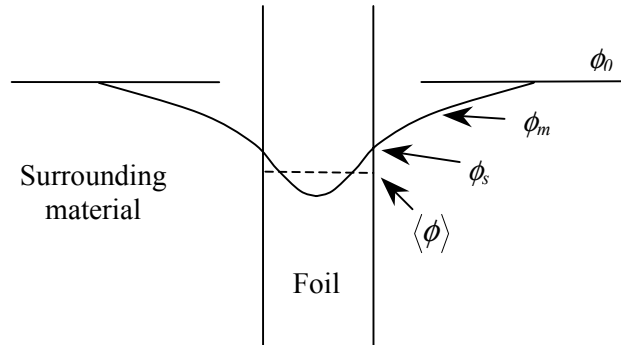


Fig. 3 Definition of flux-perturbation (F), self-shielding (G) and flux-depression (H) [9, 10]

The foil depletes its neighborhood due to its higher absorption cross section than that of the surrounding material. This is called flux-depression and can be characterized by the flux-depression factor  $H$ :

$$H = \phi_s / \phi_0 \quad (7)$$

where  $\phi_s$  and  $\phi_0$  denote neutron flux on the surface of the foil and unperturbed flux in the absence of the foil, respectively.

In the foil itself the external layers allow fewer neutrons to get into the internal layers so the foil shields itself. This is called self-shielding and can be characterized by the self-shielding factor  $G$ :

$$G = \langle \phi \rangle / \phi_s \quad (8)$$

where  $\langle \phi \rangle$  is the average flux in the foil:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \phi(x) dx \quad (9)$$

$d$  and  $\phi(x)$  are the thickness of the foil and the flux distribution in the foil, respectively.

The total flux perturbation can be characterized by the flux-perturbation factor  $F$ :

$$F = \langle \phi \rangle / \phi_0 \quad (10)$$

which is the product of the self-shielding and the flux-depression factors:

$$F = G \cdot H . \quad (11)$$

As in the case of bulk samples the unperturbed flux against position is not constant,  $\langle \phi \rangle$  should be substituted for  $\phi_0$  in eqs. (7) and (10).

According to Judd [12],  $H=1$  in the range of resonance neutrons if resonances are narrow and are sufficiently separated in energy.

It is not a simple problem to calculate the self-shielding and flux-depression factors but it is not impossible if we know all the parameters in the formulae. Sometimes, however, (especially in activation analysis) the composition of the sample is unknown (since we would like to determine this).

In 1978 Buczkó and Borbély developed a method to determine the average thermal neutron flux in absorbing samples using thin foils [18]. According to their results thermal neutron flux distribution can be described by the following function:

$$\phi(x) = (ax^2 + bx + c)^{-1} \quad (12)$$

where  $x$  denotes the distance from the surface of the foil, while  $a$ ,  $b$  and  $c$  are fitting parameters.

According to Khalil [20], epithermal neutron flux distribution can be described by

$$\phi(x) = (a_4x^4 + a_3x^3 + a_2x^2 + a_1x + a_0)^{-1} \quad (13)$$

where  $a_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4$ ) are fitting parameters.

## Results

- We determined the active center of the Pu-Be source which was used in our measurements. It is 1.5 mm below the geometrical center.

Factors  $F$ ,  $G$  and  $H$  in thin samples

- We determined the neutron flux distribution and factors  $F$ ,  $G$  and  $H$  in thin In and Au foil stacks in the case of thermal and epithermal neutrons, in  $\epsilon$ -caprolactam and graphite moderators.
- In our measurements  $H \neq 1$  in the case of epithermal neutrons, because the shape of the absorption excitation function of In and Au in epithermal energy range does not fulfill the requirements given in Judd's paper [12].
- According to our results, factors  $F$ ,  $G$  and  $H$  can be given in the case of thermal neutrons against stack thickness by the following formulae:

$$F(d) = F_0 e^{-fd}, \quad (14)$$

$$G(d) = G_0 e^{-gd}, \quad (15)$$

$$H(d) = H_0 e^{-hd} \quad (16)$$

where  $F_0$ ,  $G_0$  and  $H_0$  ( $=1$ ) belong to thickness  $d=0$ , while  $f$ ,  $g$  and  $h$  are fitting parameters.

- In the case of epithermal neutrons the exponential relation is valid only in the case of the flux-depression  $H$ .

Factors  $F$ ,  $G$  and  $H$  in bulk samples

- We determined the neutron flux distribution and factors  $F$ ,  $G$  and  $H$  in bulk graphite,  $\epsilon$ -caprolactam  $[(\text{CH}_2)_5\text{CONH}]$ , PVC ( $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$ ), Plexiglas ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ), iron and aluminum samples, in  $\epsilon$ -caprolactam and graphite moderators using In, Au and Dy detector foils.
- Fitting the measured points, eq. (12) did not describe flux distribution properly in a number of cases. This occurred only in hydrogenous samples ( $\epsilon$ -caprolactam, PVC, Plexiglas), if difference from the surface to the center of the sample was significant (1.3 – 4.4 times). In these cases we used simple quadratic equation for fitting.

## Ratio of thermal and epithermal neutrons

- We determined ratios of thermal and epithermal neutron fluxes in  $\epsilon$ -caprolactam, PVC and Plexiglas samples using In detector foils.
- The ratio of the averaged thermal and epithermal neutron flux is 6.5 in  $\epsilon$ -caprolactam, 7.0 in Plexiglas but 2.7 in PVC because Cl that it contains, absorbs thermal neutrons.

## Comparison of moderators

- The advantages and limitations of using the graphite pile ( $250 \times 190 \times 190 \text{ cm}^3$ ) and the cylindrical  $\epsilon$ -caprolactam (diameter: 30 cm, height: 30 cm) as moderators are discussed.
- Thermal neutron flux as a function of distance from the source changes less in a graphite moderator than in a hydrogenous one. So it seems to be more practical to use a graphite moderator in the analyses of bulk samples. The change of thermal flux is only 6% in graphite from 10 cm to 20 cm from the source while it is 1/13 in a water moderator.
- The values of the flux-perturbation factor  $F$ , are closer to 1 in PVC, iron and aluminum samples using either an Al or a Cd sample holder in the case of a graphite than in the case of an  $\epsilon$ -caprolactam moderator.
- In the case of thin samples the flux-perturbation factor against stack thickness changes less in an  $\epsilon$ -caprolactam moderator than in a graphite moderator.
- The ratio of thermal and epithermal neutrons is high in an  $\epsilon$ -caprolactam moderator, i.e. the number of epithermal neutrons is small compared to thermal ones. So it is not practical to use epithermal neutrons in activation analysis.
- As a conclusion we can state that it is more efficient to use thermal neutrons instead of epithermal neutrons in activation analysis, irradiating thin samples in a hydrogenous, while bulk samples in a graphite moderator.

## *Irodalomjegyzék*

- [1] J. Csikai, Cs. M. Buczkó: The concept of the reflection cross section of thermal neutrons, *Applied Radiation and Isotopes*, 50, 1999, pp. 487-490
- [2] E. Amaldi, E. Fermi: On the absorption and the diffusion of slow neutrons, *Physical Review*, 50, 1936, pp. 899-928
- [3] Csikai Gyula, Daróczy Sándor: Termikus neutronok albedójának vizsgálata, *Magyar Fizikai Folyóirat*, VII. kötet, 1959, 507-516. oldal
- [4] Julius Csikai: Handbook of fast neutron generators, Volume 1, CRC Press Inc, Boca Raton, Florida, 1987, pp. 173-174
- [5] JEF Report 14, Table of simple integral neutron cross section data from JEF-2.2, ENDF/B-VI, JENDL-3.2, BROND-2 and CENDL-2, NEA OECD, France, 1994
- [6] J. Csikai: Bulk media assay using backscattered neutron spectrometry, *Proceedings of the 14<sup>th</sup> Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, S. Sasaki and T. Shibata editors, Tsukuba, Japan, 1-3 February, 2000, pp. 236-246
- [7] M. Buczkó, Z. Dezső, J. Csikai: Determination of the bitumen content in asphalt concrete using a neutron reflection method, *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 25, 1975, pp. 179-183
- [8] S. M. Al-Jobori, S. Szegedi, Cs. M. Buczkó: Determination of hydrogen content in crude oil by the neutron reflection method, *Radiochemical and Radioanalytical Letters* 33 (3), 1978, pp. 133-138
- [9] A. Sola: Flux perturbation by detector foils, *Nucleonics* 18 (3), 1960, pp. 78-81, 141
- [10] Neutron fluence measurements, Technical reports series No. 107, J. Moteff editor, IAEA, Vienna, 1970, pp. 54-58, 106-111, 126-132
- [11] M. W. Thompson: Some effects of the self-absorption of  $\beta$ -rays and neutrons in neutron detecting foils, AERE-RP/R 1549

- [12] A. M. Judd: Neutron flux measurements by resonance activation of foils, *Nuclear Instruments and Methods*, 23, 1963, pp. 29-35
- [13] W. Bothe: Zur Methodik der Neutronensonden, *Zeitschrift für Physik*, 120, 1943, pp. 437-449
- [14] C. W. Tittle: Slow-neutron detection by foils I-II, *Nucleonics*, 8 (6), 1951, pp 5-9 and 9 (1), 1951, pp. 61-67
- [15] K. M. Case, F. de Hoffmann, G. Placzek: Introduction to the theory of neutron diffusion, Los Alamos Scientific Laboratory, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C. 1953, p. 153
- [16] E. Martinho, I. F. Gonçalves, J. Salgado: Universal curve of epithermal neutron resonance self-shielding factors in foils, wires and spheres, *Applied Radiation and Isotopes*, 58, 2003, pp. 371-375
- [17] Szabó E., Simonits A.: Aktivációs analízis, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1973, 114-117. oldal
- [18] Cs. M. Buczkó, A. Borbély: A simple method for the determination of the average neutron flux for absorbing samples, *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 42, 1978, pp. 393-398
- [19] Julius Csikai: Handbook of fast neutron generators, Volume 1, CRC Press Inc, Boca Raton, Florida, 1987, pp. 137-142
- [20] G. I. Khalil: Determination of U, Th, Au, Mn and Na in geological samples by nuclear methods, Thesis for candidate degree, Debrecen, 1985, pp. 69-72
- [21] Cs. M. Buczkó, M. H. Al-Mundheri, J. Csikai, Z. Dezső:  $^{252}\text{Cf}$  neutron irradiation facilities, *Nuclear Instruments and Methods*, 134, 1976, pp. 101-105
- [22] J. Csikai, B. Király, T. Sanami, T. Michikawa: Studies on thermal neutron perturbation factor needed for bulk sample activation analysis, *Nuclear Instruments and Methods A*, 488, 2002, pp. 634-641
- [23] E. Browne, R. B. Firestone: Table of Radioactive Isotopes, V. S. Shirley editor, John Wiley and Sons Inc., New York, 1986

## ***Függelék***

### **Az értekezés témakörében megjelent publikációk**

1. **B. Király**, J. Csikai: Investigations on thermal neutron reflection by activation method, *Applied Radiation and Isotopes*, 52, 2000, pp. 93-96
2. J. Csikai, **B. Király**, Cs. M. Buczkó: Targets for bulk hydrogen analysis using thermal neutrons, 20<sup>th</sup> World Conference of the INTDS, Targets for Particle Beams: Preparation and Use, October 2-6, 2000, Antwerp, Belgium, Lecture, Abstracts: paper 33, *Nuclear Instruments and Methods A*, 480, 2002, pp. 166-170
3. **B. Király**, J. Csikai, R. Dóczi: Validation of neutron data libraries by differential and integral cross sections, 2000 Symposium on Nuclear Data, November 16-17, 2000, JAERI Tokai, Japan, Abstracts: Poster session P31, *Proceedings (JAERI-Conf 2001-006, INDC(JPN)-188/4)* pp. 283-288
4. J. Csikai, **B. Király**, T. Sanami, T. Michikawa: Studies on thermal neutron perturbation factor needed for bulk sample activation analysis, *Nuclear Instruments and Methods A*, 488, 2002, pp. 634-641
5. **B. Király**, T. Sanami, R. Dóczi, J. Csikai: Detection of explosives and illicit drugs using neutrons, 5<sup>th</sup> International Topical Meeting on Industrial Radiation and Radioisotope Measurement Applications (IRRMA-V), 9-14 June 2002, Bologna, Italy, Lecture, Abstract Book p. 24, accepted for publication in the proceedings (NIM B)
6. **B. Király**, T. Sanami, J. Csikai: Advantages and limitations of thermal and epithermal neutron activation analysis of bulk samples, *Applied Radiation and Isotopes*, 58, 2003, pp. 691-695

### **Hivatkozások**

- H. R. Vega-Carrillo, C. Torres-Muhech: Low energy neutrons from a (PuBE)-Pu-239 isotopic neutron source inserted in moderating media, *Revista Mexicana de Fisica*, 48, 2002, pp. 405-412
- D. K. Mohapatra, C. P. Reddy: Use of neutron reflection method to assay nuclear materials in solutions, *Applied Radiation and Isotopes*, 55, 2001, pp. 693-696

# **Kiterjedt közegek analitikai vizsgálata neutronokkal**

Értekezés a doktori (PhD) fokozat megszerzése érdekében  
a Magfizika tudományágban

Írta: Király Beáta  
okleveles matematika-fizika szakos tanár

Készült a Debreceni Egyetem Fizika Doktori Iskolája  
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Csikai Gyula

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr. ....  
tagok: Dr. ....  
Dr. ....

A doktori szigorlat időpontja: 2003.....

Az értekezés bírálói:

Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....

A bírálóbizottság:

elnök: Dr. ....  
tagok: Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....

Az értekezés védésének időpontja: 2003.....