

A Ni \rightarrow ^{60}Co ÉS Cu \rightarrow ^{60}Co AKTIVÁCIÓS HATÁSKERESZTMETSZETE 13 ÉS 20 MeV KÖZÖTT

Valentina Semkova
INRNE, Sofia, Bulgaria

Arjan J.M. Plompen
EC-JRC-IRMM, Geel, Belgium

A gyorsneutronok kiváltotta reakciók gerjesztési függvényeinek vizsgálata a nukleáris modellek ellenőrzése és a sokrétű alkalmazás miatt fontos. Ilyen alkalmazások a hasadási és fúziós reaktortechnológiák, vagy a gyorsítóval hajtott rendszerek (ADS). Az aktivációs hatáskeresztmetszetek ismerete szükséges azon közepes és hosszú életű radionuklidok meghatározásához, amelyek bomlási aktivitása befolyásolja a hulladékkezelési és az újrahasznosítási terveket. A középtávú hulladékkezelés szempontjából különösen fontos megismernünk a ^{60}Co létrejöttének hatáskeresztmetszetét olyan szerkezeti anyagokból, mint a nikkell és a kobalt [1]. Mind a Ni(n,x) ^{60}Co , mind a ^{63}Cu (n, α) ^{60}Co reakció adatai lényegesek a hidrogén- és héliumkezelés hatáskeresztmetszetéhez, s ezek pedig ahhoz szükségesek, hogy az anyagkárosodást és az üzem közbeni hatásokat meg lehessen becsülni. Mind a két reakció esetében 14 MeV felett két sorozat kísérleti adat van, amelyek egymástól alakjukban is és amplitúdójukban is különböznek.

Ebben a munkában új mérési eredményeket mutatunk be a ^{60}Ni (n,p) ^{60}Co és ^{63}Cu (n, α) ^{60}Co reakciók 13,3 és 20 MeV tartománybeli hatáskeresztmetszetéről. A most kapott eredményeket összevetjük a már értékelte nukleáris adatbázisok eredményeivel, valamint a TALYS-0,57 és STAPRE-H⁺ modellszámításokkal.

Kísérleti eljárás

Az itt bemutatott hatáskeresztmetszet-adatokat aktivációs technikával és nagyfelbontású γ -spektrométer alkalmazásával nyertük.

A besugárzásokat a geeli (Belgium) IRRM 7 MV-os Van de Graaff gyorsítójával végeztük. A 13,3 és 20,5 MeV tartományban a közel azonos energiájú neutronokat a ^3H (d,n) ^4He reakcióban ($Q = 17,59$ MeV) állítottuk elő. A gyorsítóból érkező, 1, 2, 3 és 4 MeV energiájú deuteronokhoz egy 0,4 mm vastag ezüst hátlapra rögzített 2 mg/cm² vastagságú Ti/T szilárdtestet használtunk. A mintákat – mindegyiküket monitorfóliák között – a beérkező deuteronnyalábbal 0° és 135° szöget bezáróan úgy helyeztük el, hogy a minta előlapja és a céltárgy középpontja körülbelül 4 cm távolságban volt. 20 mm átmérőjű, 5 mm vastag, természetes fémnikkelt és -rezet használtunk. A Goodfellow Metals (Cambridge, Anglia) által gyártott nagy tisztaságú alumínium-, vas-, nikkell-, indium- és nióbbiumfóliákat a neutronfluxus-sűrűség kimérésére használtuk „unfolding” technikával. A monitorok 50–300 μm vastagságúak voltak, alakjuk, átmérőjük pedig a vizsgált mintáéval azonosak.

Csikai Gyulának ajánlva, 75-ik születésnapjára. Fordította: Tóth Eszter.

A TARGET nevű Monte-Carlo program a neutrontermelés, a neutrontranszportot és az ütközés folyamatát szimulálja a céltárgyban és a besugárzási geometriában. Ezt használtuk fel, hogy az elsődleges, ^3H (d,n) ^4He reakciókban keletkező neutronok esetében az átlagos neutronenergiát és felbontást minden egyes mintánál kiszámítsuk.

Korrekciót alkalmaztunk a kisenergiájú, másodlagos neutronhozam esetére. Ilyen másodlagos neutronhozam adódik a deuteronnak a céltárgy hátlapjával vagy a nyalábmegállító anyaggal történő reakciójából éppúgy, mint a T(d,np)T deuteronhasítási folyamatból. A kisenergiájú neutroneloszlás függ a deuteronok energiájától, a kibocsátási szögétől és a céltárgy-besugárzás előtörténetétől. Minden egyes minta esetén meghatároztuk a neutronfluxus-sűrűséget aktivációs spektrálinde克斯 módszerrel, amelyeket repülési idő (TOF) spektrummérésekkel kombináltunk. A korrekciós tényezőt úgy számítottuk ki, hogy a levágási energiánál kisebb energiájú neutronok által kiváltott reakciósebességet viszonyítottuk az összes neutron kiváltotta reakciósebességhez. Mindkét vizsgált reakció gerjesztési függvényének becsléséhez az ENDF/B-VI kiértékelést használtuk.

A besugárzott minták radioaktivitását HPGe detektorokkal mértük. Mivel nagy mintákat használtunk annak érdekében, hogy a számlálási statisztika jobb legyen, az aktivitás mérésekor a következő tényezőket kellett figyelembe vennünk: az indukált aktivitás térfogati eloszlása, a detektor határfoka, mint a távolság függvénye, és a γ -sugárzás önabszorpciója. E három dolgot figyelembe véve a térfogati minta korrekciós tényezője:

^{60}Ni (n,p) ^{60}Co		^{63}Cu (n, α) ^{60}Co	
neutron-energia (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)	neutron-energia (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)
13,32 \pm 0,25	161 \pm 7	13,32 \pm 0,25	45 \pm 2
14,81 \pm 0,17	136 \pm 10	14,81 \pm 0,17	42 \pm 3
15,27 \pm 0,16	119 \pm 7	15,99 \pm 0,20	32 \pm 2
16,05 \pm 0,19	102 \pm 4	16,26 \pm 0,20	30 \pm 2
17,73 \pm 0,12	69 \pm 6	17,19 \pm 0,18	28 \pm 2
19,29 \pm 0,09	55 \pm 3	17,58 \pm 0,17	22 \pm 1
19,94 \pm 0,08	50 \pm 5	18,18 \pm 0,10	18 \pm 1
		19,04 \pm 0,07	14 \pm 1
		19,94 \pm 0,09	12 \pm 1

Eredmények és megbeszélés

^{60}Co létrejöttének hatáskeresztmetszete nikkelt esetén

Az 1. ábrán bemutatjuk saját mérési eredményünket – ez látható továbbá az 1. táblázat bal oldalán –, más szerzők eredményeit, az ENDF gerjesztési görbét a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ és $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakciók esetére, valamint az idetartozó modellszámításokat is. Ezek a reakciók épp a legfontosabbak a nikkeltől létrejövő ^{60}Co esetében a vizsgált energiatartományban. Tekintettel a ^{60}Ni és ^{61}Ni izotópok gyakoriságára (26,233%, illetve 1,14%), és a magasabb küszöbre a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakció esetén, a ^{60}Co létrejöttének hatáskeresztmetszetét a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ reakció dominálja. A JENDL-3.3 elemzés alapján úgy becsüljük, hogy a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$

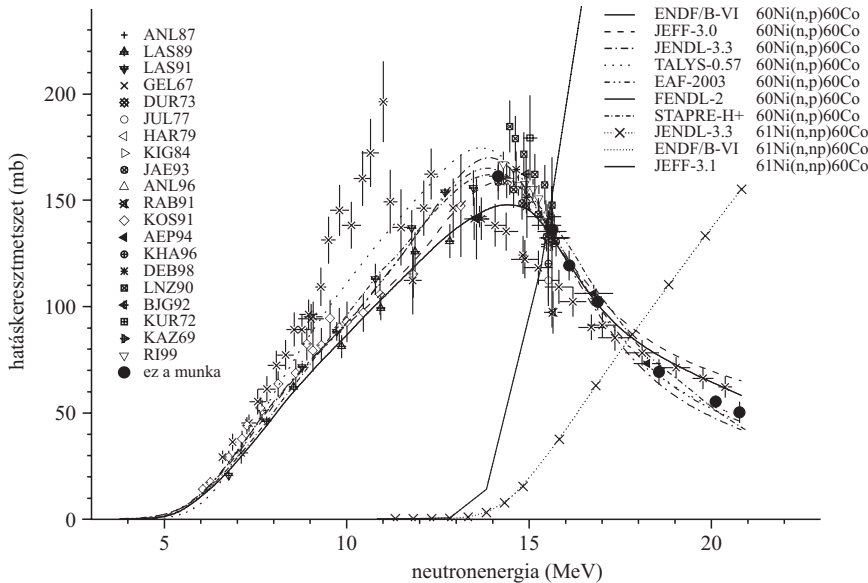
reakció 19,94 MeV-nél 10%-kal, 19,29 MeV-nél 7%-kal, míg ennél kisebb energiákon kevesebb mint 1%-kal járul hozzá a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ és $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakciók együttes hatáskeresztmetszetéhez. Noha az ENDF/B-VI és a JEFF-3.1 elemzések a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakció járulékát a teljes hatáskeresztmetszethez 20 MeV-nél 25%-ra teszik, mi úgy gondoljuk, hogy ez erős felülbecslés, hiszen ez az érték nemcsak a JENDL-3.3 elemzésnek mond ellent, de kívül esik mérésünk hibahatárán is. Tekintettel, hogy a mi mérési tartományunkban a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakció hozzájárulása a teljes hatáskeresztmetszethez még a magasabb energiákon is a hibahatárokon belül van, ezért minden adatot a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszetére vonatkoztattunk. Új adataink görbéjének alakja különbözik Paulsen (GEL 67) és Lu Hamin (AEP 94) eredményétől. Ugyanakkor eredményeink jól egyeznek a közelmúltban 14 MeV körül végzett mérések eredményeivel [4–6]. Az új adatok konzisztensek a JENDL-3.3, a STAPRE és a TALYS modellszámításokkal.

$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszete

A vizsgált energiatartományban méréseink a gerjesztési függvénynek nyilvánvalóan új alakját mutatják, ha azokat a Paulsen és Lu Hanlin által végzett, jelenleg egyedül elérhető 15 MeV fölötti mérések eredményeivel vetjük össze. Eredményeink nagyon jól egyeznek mások közelmúltban 14 MeV körül végzett mérési eredményeivel. Az ENDF/B-VI, a JEFF-3.3, az EAF-2003 és a FENDL-2 elemzések jó egyezésben vannak most bemutatott munkánk eredményeivel (2. ábra és a 1. táblázat jobb oldala).

Irodalom

1. E.T. CHENG, J. KOPECKY, R.A. FORREST – Journal of Nucl. Sci. and Techn., Supplement 2, (August 2002) 1127–1130
2. M. AVRIGEANU, V. AVRIGEANU – IPNE Report NP-86-1995, Bucurest, 1995.

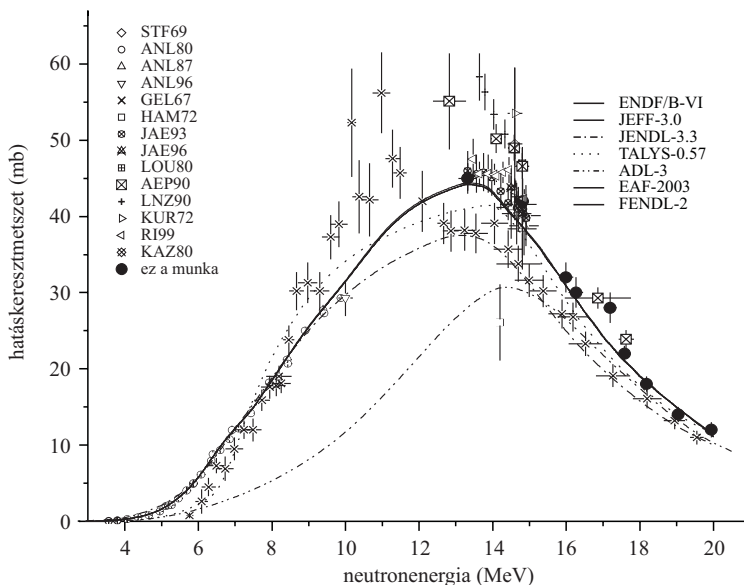


1. ábra. A $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszete. A kísérleti adatok, az ENDF adatok és a modellszámítások összehasonlítása.

$$C_{vol} = \frac{\int_0^X e^{-\mu p x} \int_0^R \epsilon(x, r) a(x, r) dr dx}{\epsilon(0) \int_0^X \int_0^R a(x, r) dr dx}$$

ahol μ a foton teljes gyengítési együtthatója, r a minta sűrűsége, X a minta vastagsága, R a minta sugara, ϵ a detektor fotocsúcának hatásfoka, $a(x, r)$ az aktivitáseloszlás. Az integrált numerikusan számoltuk ki. A detektor teljesenergia-csúcának hatásfokfüggvényét egy standard ^{60}Co forrással és illesztett analitikus függvénnyel mértük ki. Az aktivitás eloszlása függ a mintabeli fluxusgradienstől. A neutronfluxus hasábelli gyengülésének becsléséhez monitorfóliák sorozatait helyeztünk el a minta elő- és hátlapján.

2. ábra. $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszete. A kísérleti adatok, az ENDF adatok és a modellszámítások összehasonlítása.



3. A.J. KONING, S. HILAIRE: *The TALYS Nuclear Model Code, version 0.49* – 2002.
4. R. DÓCZI, V. SEMKOVA, A. FENYVESI, N. YAMAMURO, Cs.M. BUGZKÓ, J. CSIKAI – Nucl. Sci. and Eng. 129(1998) 164
5. Y. IKEDA, C. KONNO, K. OISHI, T. NAKAMURA, H. MIYADE, K. KAWADE, H. HAMAMOTO, T. KATOH – JAERY-1312, 1988.

6. A.A. FILATENKOV, S.V. CHUVAEV, V.N. AKSENOV, V.A. YAKOVLEV, A.V. MAYSHENKOV, S.K. VASSIL'EV, M. AVRIGEANU, V. AVRIGEANU, D.L. SMITH, Y. IKEDA, A. WALLNER, W. KUTSCHERA, A. PRILLER, P. STEINER, H. VONAH, G. MERTENS, W. ROCHOW – IAEA Report INDC(CCP)-402, Vienna, 1997; KRI Report RI-252, St. Petersburg, 1999.

A SZIVÁRVÁNY FIZIKÁJA – II. Az esőcseppek fényszórási jelenségei

Cserti József
Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

A szivárvány és a fény hullámtermészete

Közismert a fény két alapvető, a fény transzverzális hullámtermészetéből fakadó tulajdonsága. Az egyik a fény polarizációja, a másik az interferenciaképessége. A szivárvány jelenségének jobb megértésében nem tekinthetünk el a fénynek e két tulajdonságától. Történeti szempontból ezen a téren az első előrelépés a csodagyerek *Thomas Young* nevéhez fűződik, aki a szivárványnak a fénysugarak *interferenciájára* épülő elméletét 1804-ben dolgozta ki. Röviddel ezután, 1808-ban a francia *Étienne-Louis Malus* mérnöknek, és tőle függetlenül 1815-ben az angol *David Brewster*nek a polarizációval kapcsolatos megfigyelései rámutattak Young elméletének hiányosságaira. A polarizáció jelenségét később *Augustin-Jean Fresnel* is tanulmányozta, és ő közölte 1817-ben a róla elnevezett *Fresnel-formulákat*. A Young-elmélet döntő cáfolatát végül 1838-ban *Airy* adta meg, aki a szivárványt *elhajlási* (diffrakciós) jelenségként értelmezte. Mindenesetre, Young úttörő szerepe vitathatatlan, hiszen a *Newton* óta kialakult vitában, miszerint a fény részecske- vagy hullámtermészetű-e, az ő munkássága meghatározó jelentőségűnek számított. A kérdéstről kitűnő történeti áttekintés található *Simonyi* könyvében [5]. Ugyanakkor, az *Airy*-elmélet sem tartalmazta a fény polarizációját, és a későbbi kutatások alapján kiderült elméletének közelítő jellege és érvényességi határa is.

Ebben a fejezetben a szivárvány jelenségében a polarizáció szerepét tekintjük át, majd a hazai irodalomban kevésbé ismert Young- és *Airy*-elmélet alapjait ismertetjük, és szólnunk azok hiányosságairól is. Talán elfogultság nélkül állíthatjuk, hogy Young és különösen *Airy* elmélete tudománytörténetileg is nagyszerű szellemi teljesítménynek tekinthető, és így azok részletesebb bemutatása nem hiábavaló.

A polarizáció

A fény egyik fontos jellemzője a polarizáció. A fény transzverzális hullám, melyben mind az elektromos, mind a mágneses tér merőleges a fény terjedésének irányára. Egy törőfelületre érkező fénysugár elektromos térerőssége mindig felbontható a beesési síkkal párhuzamos és arra merőleges komponensre.

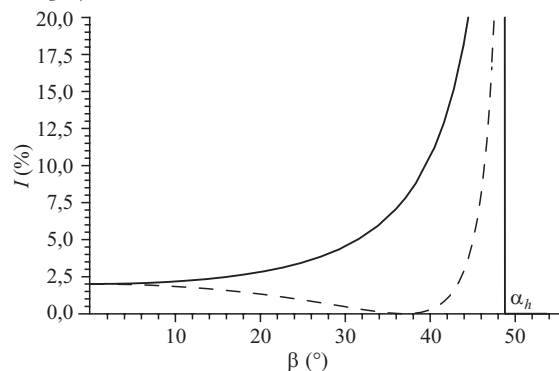
Általánosan a fény e két független polarizáció „keveréke”. Például a napfényben a kétféle polarizáció egyenlő mértékben, véletlenszerűen van jelen, ezt polarizálatlan vagy „természetes” fénynek is szokás nevezni. A visszavert fénysugár intenzitása a párhuzamosan és merőlegesen polarizált fényre a Fresnel-formulák alapján (lásd pl. [16, 17]):

$$I_{\parallel} = I_0^{\parallel} \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}, \quad (11)$$

$$I_{\perp} = I_0^{\perp} \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad (12)$$

ahol I_0^{\parallel} és I_0^{\perp} a bejövő fény intenzitása párhuzamosan, illetve merőlegesen polarizált fényre, α és β pedig a beesési és a törési szög, melyek teljesítik az (1) Snellius–Descartes-törvényt. A 8. ábra mutatja a visszavert fény intenzitását β függvényében a kétféle polarizációnál. Az ábrán látható, hogy párhuzamosan polarizált fény esetén a visszavert fény intenzitása egy bizonyos β_B szögnél zérussá válik. Ennek oka, hogy a (11) képlet nevezője végtelen, ha $\alpha + \beta = \pi/2$. Felhasználva az (1) Snellius–Descartes-törvényt azt kapjuk, hogy a $\beta_B = \arctg n$ *Brewster-szögnél* lesz a visszaverődő párhuzamosan polarizált fény intenzitása zérus. A három alapszínre a Brewster-szög: $\beta_B = 36,9^\circ$ (kék), $36,8^\circ$ (zöld), $36,7^\circ$ (vörös).

8. ábra. A visszavert fény I intenzitása (%-ban) merőlegesen (folytonos vonal) és párhuzamosan (szaggatott vonal) polarizált vörös színű fényre a β törésszög (fokokban mérve) függvényében. A függőleges vonal a görbék értelmezési tartományának határát, a teljes visszaverődés α_h határszögét jelöli.



Az egyenletek, ábrák, táblázatok és irodalom számozása a többi részekben lévőkre való egyértelmű hivatkozás érdekében folyamatos.