

ATOMMAGFIZIKA

Az atomrombolásból nyert energia silány dolog. Bárki aki arra számít, hogy az atomok átalakítása energiaforrás lehet, csak álmokat kerget.

ERNEST RUTHERFORD, 1933
(öt évvel azelőtt, hogy Hahn és Strassman német fizikusok véletlenül felfedezték a maghasadást)

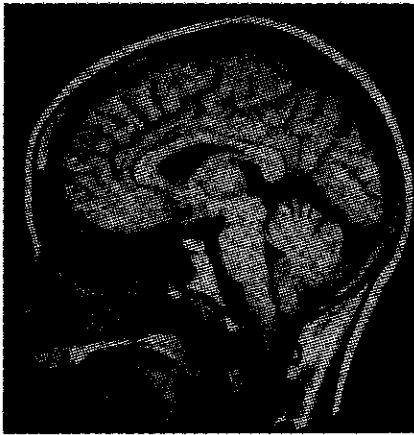
Nézzük az $E = mc^2$ egyenletet. Hitlernek, Sztálinnak és Rooseveltnek csak halvány sejtése volt arról, hogy mit is jelent. Mégis ezen egyszerű egyenlet oly elmélet születte, amely szépségében vetekszik egy Mozart koncertoval, hosszabb távon hasznosabb az emberiség számára, mint a tőzsde, és forradalmibb a kommunista pártnál. És ez az elmélet, a relativitás elmélete, egy furcsa kis matematikus agyában fogant meg, akit kirúgtak Németországból, mert a Hazát irányító gyakorlatias gondolkodású emberek nem bírták a zsidókat. Ha Hitler megértette volna e képletet, talán nem vesztette volna el a háborút.

MARTIN GARDNER *Order and Surprise*
(Prometheus Book, 1983. p. 299)

45.1 Bevezetés

A következőkben az atommag tulajdonságait és viselkedését tárgyaljuk. Az erről szóló tapasztalatok nagyjából egy évszázad alatt gyűltek össze, de az utóbbi ötven évben ez a folyamat hihetetlen mértékben felgyorsult. Az emberiség történelmében nem volt még egy olyan korszak, amelyben a fizikának ennyire nagy és egyben aggasztó hatása lett volna a világ alakulására.

Az 1930-as években úgy gondolták, hogy az atommagot alkotó neutronokhoz és protonokhoz hozzávéve az elektronokat és fotonokat, a teljes világegyetemet fel tudjuk építeni ezekből az építőkövekből. A második világháború utáni években a nagyenergiájú gyorsítókkal kapott új eredmények nyomán sok új részecskét fedeztek fel – manapság mintegy 200 az úgynevezett elemi részek és antirészecskék száma. A ma fizikusainak egyik legfontosabb célkitűzése az, hogy olyan elméletet alkossanak, amely más jelenségekkel együtt egységes egészként tárgyalja a részecskék sokféleségét is. Ebben a fejezetben az atommagok szerkezetét és viselkedését, a radioaktivitást, a magreakciókat és az atomenergiát tárgyaljuk; majd befejezésül szólunk az elemi részecskékről is.



45-1 ábra

Emberi fej keresztmetszetének mágneses rezonanciás leképezéssel alkotott képe (*magnetic resonance imaging, MRI*)*. A proton spinje ugyanakkora, mint az elektroné: $\frac{1}{2}\hbar$, ezért a mágneses momentuma a külső mágneses tér irányához képest kétféle, kvantált orientációt vehet fel; irányulhat „felfelé” vagy „lefelé”. A két állapot energiája alig különbözik; normális esetben a proton az alacsonyabb energiájú állapotban van. Pörgettyűhatás következtében a mágneses momentum f frekvenciával precesszál a mágneses tér irányába körül (44-3 ábra). Ha olyan rövid impulzust kapcsolunk be, amelyben az elektromágneses tér szintén f frekvenciával váltakozik, akkor rezonanciaátmenet következik be a felső állapotba. Ez a gerjesztett állapot átmeny az alacsonyabb állapotba, és a „spinugrás” kölsőleg is észlelhető. A folyamatban az a legérdekesebb, hogy az f frekvencia érzékenyen függ a proton környezetének mágneses terétől, melyet az ott lévő elektronok és magok határoznak meg. Különböző kémiai vegyületekben a hidrogénatomok rezonanciafrekvenciái kissé különböznek egymástól, így meg tudják különböztetni az egyes szerves vegyületeket. Az adatokat számítógéppel dolgozzák fel, így kapható meg az emberi test egyes részeinek keresztmetszeti képe, amelyen világosan különválnak a szervek és a

lágyszövetek. A leképezés technika hasonló a komputer tomográfiához (*computer tomography, CT*), amely röntgensugárással működik. Az MRI előnye, hogy olyan részleteket is megmutat, amelyek röntgensugárással nem vehetők észre, segítségével különbséget tudunk tenni az egészséges és beteg szövetek között. A technika roncsolásmentes, és nincs olyan káros fiziológiai hatása, mint a röntgensugárással. [Ajánlott irodalom. (a) MRI technika: Ian L. Pykett, „NMR Imaging in Medicine”, *Scientific American* 246. p. 78. (May 1982). (b) Komputer tomográfiához: Margaret Stautberg Greenwood, „X-ray CT-Scan Analogy”, *The Physics Teacher* 23. p. 94. (Feb. 1985)]

* Ezt korábban mágneses mag rezonanciának (*nuclear magnetic resonance, NMR*) nevezték, azonban az emberek idegenkedtek az atommag (*nuclear*) szótól, ezért a nevet megváltoztatták.

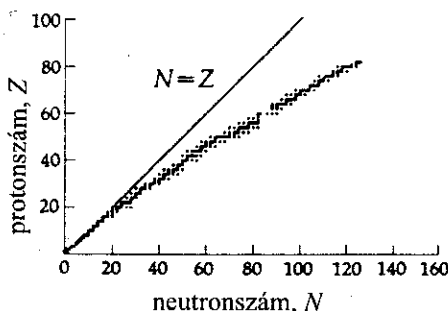
45.2 Az atommag leírása

Az atommag protonokból és neutronokból áll; ezek közös neve *nukleon*. A protonokból és neutronokból álló összekapcsolódott egységek neve *nuklid*. A protonnak ugyanolyan nagyságú, de pozitív töltése van, mint az elektronnak: $1,602 \times 10^{-19}$ C, tömege pedig $1,673 \times 10^{-27}$ kg. A neutronnak nincs töltése, tömege $1,675 \times 10^{-27}$ kg. A neutron és a proton sugara kb. ugyanakkora 10^{-15} m = 1 fm (*femtó méter*); mindkettő spinje $\frac{1}{2}\hbar$. Az elemeket a Z rendszám, azaz a magban lévő protonok száma jellemzi. Az N neutronszám a magban található neutronok száma. Az elemek protonjainak a száma állandó; az izotópok az elemek olyan változatai, amelyek a neutronszámban különböznek. Az oxigénnek például nyolc protonja van, de a természetben előforduló három izotópja, amelyeknek 99,785%-ában nyolc, 0,038%-ában kilenc és 0,204%-ában tíz neutronja van. Az protonok és neutronok számának összege az A tömegszám:

$$\text{TÖMEGSZÁM} \quad A = Z + N \quad (45-1)$$

A kilenc neutronot tartalmazó oxigénizotóp jelölése $^{17}_8\text{O}$. A felső index az atom A tömegszáma, az alsó index a Z rendszám, az általános szimbólum tehát ^A_ZX . A felső jelet gyakran elhagyjuk, mivel mind a betű, mint az alsó jel az elemet egyértelműen azonosítja. A három természetes oxigénizotóp jele tehát: ^{16}O , ^{17}O és ^{18}O .

A magot rövid hatótávolságú nagyon erős vonzóerő tartja össze, ennek neve *magerő*. A magerő a protonra és a neutronra egyformán hat. A 45-2 ábrán a természetben található „stabil” izotópokat kis négyzetekkel jelöltük. Kis Z -érték esetén a stabil izotópokban a protonok és a neutronok száma durván azonos ($N = Z$). Z növekedésével nő a Coulomb-erő, ezért érthető, hogy a stabilitás fenntartásához több neutron kell (ezek ugyanis csak vonzó erőt fej-



45-2 ábra

A természetben előforduló izotópok. A fekete négyzetek teljesen stabil (nem radiatív) izotópokat jelölnek, a színesek pedig olyan radioaktív izotópokat, amelyeknek a felezési ideje 10^5 évnél nagyobb [Kivétel a ^{14}C (5730 év) és a ^{226}Ra (1600 év)]

tenek ki. A $Z = 82$ felett nincsenek teljesen stabil atommagok – nyilvánvaló, hogy itt a neutronok nem képesek ellensúlyozni a nagyon nagy Coulomb-taszítást. Az egyes elemek természetes izotópjainak a száma nagyon különböző. Az ónnak ($Z = 50$) tíz izotópjja van, míg az aranyaknak ($Z = 79$) csak egy. A technéciumot ($Z = 43$) és a prométiumot ($Z = 61$) nem találták meg a természetben; minden mesterségesen előállított izotópjuk felezési ideje rövid.

Könnyen belátható, hogy a magerőknek erősnek kell lennie; az alábbi példa azt illusztrálja, hogy a gravitációs erő túlságosan gyenge ahhoz, hogy a Coulomb-taszítást ellensúlyozza.

45-1 PÉLDA

Számítsuk ki két proton között ható Coulomb-féle taszítóerő és a gravitációs vonzóerő hányadosát.

MEGOLDÁS

Coulomb-taszítás

$$F_c = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{e^2}{r^2}$$

Gravitációs erő

$$F_G = G \frac{m_p^2}{r^2}$$

A két erő hányadosa:

$$\begin{aligned} \frac{F_c}{F_G} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 G} \left(\frac{e}{m_p} \right)^2 = \\ &= \left[\frac{9 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2}{6,67 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{kg}^2} \right] \left[\frac{1,602 \times 10^{-19} \text{ C}}{1,673 \times 10^{-27} \text{ kg}} \right]^2 = 1,24 \times 10^{36} \end{aligned}$$

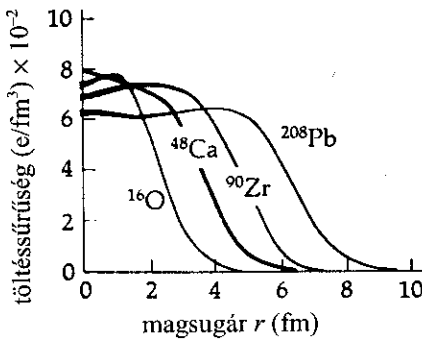
Annak alapján, hogy a magok sűrűsége nagyjából egyenlő, arra lehet következtetni, hogy a vonzó magerők kis hatótávolságúak. Ellenkező esetben, ha a magerők hatása nagy távolságra terjedne ki és nemcsak a legközelebbi szomszédokra, a tömegszám növekedésével a magok egyre inkább összehúzódna, és sűrűségük egyre nőne. Nagyenergiájú elektronokkal végzett szórás kísérletek azt mutatták, hogy a magok közelítőleg gömbalakúak, és sugaruk kb. azonos méretű:

$$\text{AZ ATOMMAG } R \text{ SUGARA: } R = R_0 A^{1/3} \quad (45-2)$$

ahol A a tömegszám és R_0 állandó¹; értéke kb. 1,2 fm. A gömb térfogata R^3 -nal arányos, ebből következik, hogy a magok sűrűségének közelítőleg azonosnak kell lenni. Az egyes nukleonok kis szilárd gömbökként viselkednek; a „gömbök” összekapcsolódása atommaggá hasonló a folyadékcsepp képződé-

¹ Az atommag „mérete” függ attól a kölcsönhatástól, ami az adott kísérletben fellép, R_0 értéke 1,0 és 1,5 fm között van. Nagyenergiájú elektronok (amelyek csupán a Coulomb-erőt érzékelik) szórásából $\sim 1,2$ fm adódott, míg neutronok és protonok (amelyek a magerőre érzékenyek) szórásából valamivel nagyobb érték. Úgy tűnik, hogy a magerők hatása kicsit túlterjed a mag határain.

A femtométer egységet *ferminek* is szokás olykor nevezni, a nagy olasz fizikus Enrico Fermi (1901–1954) tiszteletére, aki mind az elméleti mind a kísérleti fizika fejlődéséhez jelentősen járult hozzá. Azonkívül, hogy a β -bomlást és a maghasadást tanulmányozta, neutronbombázással új izotópokat állított elő; ez utóbbiért kapta meg a Nobel-díjat 1938-ban.



45-3 ábra

Hogyan oszlik el a pozitív töltés az atommagban? Talán, mint egy üres gömb felületén, a Coulomb-taszítás miatt? Vagy a középpontban koncentráldódik? Esetleg az egész belsejében egyenletes az eloszlás? Az ábrázolt töltéssűrűségeloszlást a Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) kísérleti eredményei alapján, nagyenergiájú elektronok rugalmas ütközésével kapták. A vonalvastagsággal a bizonytalanságot akartuk érzékeltetni. Sok magra a belső töltéssűrűség 1%-nál nagyobb pontossággal ismert; ez egy nagyságrenddel nagyobb, mint bármely elmélet alapján várható érték. Feltűnő, hogy A növekedésével a központi töltéseloszlás csökkenő tendenciát mutat. (Forrás: Bernard Frois & Costas N. Papanicolas, „Electron Scattering and Nuclear Structure”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 37. (1987), pp. 137-176.)

séhez, amelynek a sűrűsége nem függ a csepp méretétől. Az atommag leírásában a *folyadékcsepp-modell* bizonyult a leghasznosabbnak. A következő példán látni fogjuk, milyen óriási a mag sűrűsége.

45-2 PÉLDA

Határozzuk meg a maganyag sűrűségét.

MEGOLDÁS

A mag sűrűsége $\rho = M/V = Am/V$, ahol a térfogat $V = 4/3\pi R^3$. A (45-2) egyenletből $R = R_0 A^{1/3}$, tehát $V = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$, és

$$\rho = \frac{Am}{V} = \frac{Am}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3m}{4\pi R_0^3}$$

$$\rho = \frac{3(1,67 \times 10^{-27} \text{ kg})}{4\pi(1,2 \times 10^{-15} \text{ m})^3} = 2,31 \times 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Ha egy ilyen nagy sűrűségű gömbnek a tömege azonos volna a Földével, akkor a sugara csak 184 m lenne.

45.3 Az atommag tömege és kötési energiája

Az Einstein által megfogalmazott tömeg-energia-ekvivalencia törvény központi szerepet játszik a magreakciókban – kezdve a radioaktív bomlástól egészen az atomreaktorokig. Vizsgáljuk ezt meg pl. a hidrogén ^2H -izotópján, a *deutériumon*. A protont és a neutront ebben a magban igen erős magerő kapcsolja össze, és munkát kell befektetnünk, hogy szétválasszuk őket. A befektetett munka a különvált nukleonok megnövekedett tömegében jelenik meg. Ennek a megfordítottja is igaz: amikor a proton és a neutron deutériummá áll össze, bizonyos mennyiségű tömeg tűnik el a magból és helyette vele ekvivalens sugárzó energia emittálódik foton alakjában.

A tömeg-energia-ekvivalencia kvantitatív tárgyalásához a magtömegnek egy megfelelő egységet kell választani. Ez az egység az *atomi-tömegegység*; ami definíció szerint az atomos ^{12}C tömegének 1/12 részével, beleértve az atom hat elektronjának tömegét is. A tömeg-energia-ekvivalencia alapján:

$$\text{ATOMTÖMEG-EGYSÉG, } u = \begin{cases} \text{Atomos } ^{12}\text{C} \text{ tömegének } 1/12 \text{ része} & \text{(elektronokkal együtt)} \\ 1,660\,540 \times 10^{-27} \text{ kg} \\ 931,494 \text{ MeV}/c^2 \\ 1,492\,42 \times 10^{-10} \text{ J}/c^2 \end{cases} \quad (45-3)$$

ahol a c fénysebesség pontosan $2,997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m/s}$. A 45-1 táblázatban feltüntettük néhány kiválasztott izotóp tömegét. Az $E = mc^2$ összefüggés alapján megadjuk három alapvető részecske tömegét MeV/c^2 egységben.

45-1 táblázat Néhány részecske és elem adatai*

részecske	töltés	kg	u	(MeV/c ²)	
proton	e	$1,6726 \times 10^{-27}$	1,007 277	938,272	
neutron	0	$1,6749 \times 10^{-27}$	1,008 665	939,566	
elektron	-e	$9,1094 \times 10^{-31}$	$5,4858 \times 10^{-4}$	0,511	
elem (kémiai jel, név)	A	atomtömeg (elektronokkal együtt) (u)	kötési energia / nukleon (MeV)	felezési idő	bomlás módja ⁺
1H hidrogén	1	1,007 825	–	stabilis	–
	2	2,014 102	1,11	stabilis	–
2He hélium	3	3,016 029	2,57	stabilis	–
	4	4,002 603	7,07	stabilis	–
3Li lítium	6	6,015 121	5,33	stabilis	–
	7	7,016 003	5,61	stabilis	–
4Be berillium	9	9,012 182	6,46	stabilis	–
5B bór	10	10,012 937	6,48	stabilis	–
6C szén	12	12 (pontosan)	7,68	stabilis	–
	14	14,003 241	7,52	5730 év	β^-
7N nitrogén	14	14,003 074	7,48	stabilis	–
8O oxigén	16	15,994 915	7,97	stabilis	–
	17	16,999 131	7,75	stabilis	–
	18	17,999 160	7,76	stabilis	–
10Ne neon	22	21,991 383	8,08	stabilis	–
11Na nátrium	22	21,994 434	7,92	2,601 év	β^+ KE
26Fe vas	56	55,934 939	8,79	stabilis	–
37Rb rubídium	90	89,914 811	8,63	4,26perc/3,03 perc	β^-
55Cs cézium	137	136,907 073	8,38	30,17 év	β^-
	143	142,927 220	8,24	1,786 s	β^-
56Ba bárium	137	136,905 812	8,39	stabilis	–
79Au arany	197	196,966 543	7,92	stabilis	–
	198	197,968 217	7,77	2,693 nap	β^-
80Hg higany	198	197,966 743	7,91	stabilis	–
82Pb ólom	206	205,974 440	7,88	stabilis	–
84Po polonium	210	209,982 848	7,83	138,38 nap	α
85At asztácium	210	209,987 126	7,81	8,1 óra	α , KE
90Th tórium	232	232,038 054	7,61	$1,4 \times 10^{10}$ év	α
91Pa protaktinium	233	233,040 242	7,60	27,0 nap	β^- , γ
92U urán	233	233,039 628	7,60	$1,59 \times 10^5$ év	α , γ
	235	235,043 924	7,59	$7,04 \times 10^8$ év	α , γ , SB
	236	236,045 562	7,59	$2,342 \times 10^7$ év	α , γ , SB
	238	238,050 784	7,57	$4,468 \times 10^9$ év	α , γ , SB
93Np neptúnium	239	239,052 933	7,56	2,35 nap	β^- , γ
94Pu plutónium	239	239,052 157	7,56	$2,411 \times 10^4$ év	α , γ , SB

*Források: Részecskék (kerekített) adatai (CODATA Bulletin No. 63, Nov. 1986.) Atomok adatai (CRC Handbook of Chemistry and Physics, 66th ed., CRC Press 1985-86.) További adatok találhatóak a J függelékben Periodic Table of Elements.

⁺ KE = Külsőelektron-emisszió; SB = spontán bomlás

45-3 PÉLDA

Számítsuk ki (MeV-ben), hogy mennyi munka befektetésével lehet a deutérium magjának neutronját és protonját szétválasztani.

MEGOLDÁS

A végzett munka, azaz a rendszerrel közölt energia tömegegyenértéke megfelel a ${}^2\text{H} \rightarrow {}^1\text{H} + \text{neutron}$ átmenet után észlelhető tömegnövekedésnek. A 45-1 táblázatból

	${}^1\text{H}$ tömege = 1,007 825 u
Szétválasztás után	neutrontömeg = <u>1,008 665 u</u>
	összes tömeg = 2,016 490 u
Szétválasztás előtt:	${}^2\text{H}$ tömege = <u>2,014 102 u</u>

A tömeghiány a $\Delta m = 0,002\ 388$ u, az ezzel ekvivalens energia pedig $\Delta E = \Delta mc^2$ alapján

$$0,002\ 388\ \text{u} \left(\frac{931,5\ \text{MeV}/c^2}{1\ \text{u}} \right) = 2,22\ \text{MeV}$$

Ezen a példán megtanulhatjuk azt a fontos eljárást, hogyan számítsuk ki a tömegkülönbséget a magreakciók folyamán. Nem szabad elfelejteni azt sem, hogy mind a ${}^2\text{H}$ -nak, mind az ${}^1\text{H}$ -nak a magon kívül van egy elektrona is, azonban *atomi tömeggel számolhatunk, mivel az elektron az átváltozás „előtti” és „utáni” tömegben egyformán szerepel, így a különbséget nem változtatja meg.*² (Itt egyszerűsítést alkalmaztunk; nem vettük figyelembe az elektron kötési energiáját. Ennek nagysága $\sim 10\text{eV}$, ami a magreakciókban előforduló energiákhoz viszonyítva elhanyagolható.)

A kötési energia

A nukleonok az egyik magban erősen kötődnek egymáshoz, a másikban pedig kevésbé erősen. A nukleáris kötés erősségét az **egy nukleonra jutó kötési energiával** (kötési energia/nukleonszám) jellemezhetjük. Minél erősebb a nukleonok kötődése, annál stabilabb a mag. Az ${}^A_Z\text{X}$ atom mag KE/nukleon értékét úgy számítjuk ki, hogy az Z ${}^1\text{H}$ tömeghez hozzáadjuk $(A-Z)$ neutron tömegét, majd ebből levonjuk az ${}^A_Z\text{X}$ atom tömegét. Így azt a *tömegnövekedést* kapjuk meg, ami az atomnak nukleonokra történő szétválasztásából származik. Elosztva ezt a nukleonok A számával, és átszámítva energiaegységre:

$$\left[\frac{\text{KE}}{\text{nukleon}} \right] = \frac{1}{A} \left[Zm_{\text{H}} + (A-Z)m_{\text{n}} - m_{\text{x}} \right] \left[\frac{\text{energiaekvivalens}}{\text{tömeg}} \right]$$

ahol $m_{\text{H}} \equiv {}^1\text{H}$ atomtömege, m_{n} a neutrontömeg, m_{x} pedig az ${}^A_Z\text{X}$ atom atomi tömege. MeV/nukleonban ez:

² Egyetlen kivétel akad: lásd a (45-23) egyenlet levezetéséhez felhasznált *pozitronbomlás* tárgyalását.

$$\left[\frac{KE}{A} \right] = \frac{1}{A} \left[(1,007\,825\,u)(Z) + (1,008\,665\,u)(A-Z) - m_x \right] \left[\frac{931,494\, \text{MeV}/c^2}{1\,u} \right] \quad (45-4)$$

45-4 PÉLDA

Számítsuk ki a következő atomokra az egy nukleonra jutó kötési energiát: a) ^2H , b) ^4He , c) ^{56}Fe és d) ^{238}U .

MEGOLDÁS

- a) Az egy nukleonra jutó kötési energiát ^2H esetében a 45-3 példa eredményeinek felhasználásával, vagy a (45-3) képlettel számíthatjuk ki; mi az előbbi utat követjük. A teljes kötési energia 0,002 388 u-val, az egy nukleonra eső kötési energia pedig $(1/2) \times (0,002\,388\,u)$ -val ekvivalens, ennek alapján:

$$KE/A = (0,001\,194\,u) \left[\frac{931,5\, \text{MeV}/c^2}{1\,u} \right] c^2 = 1,11\, \text{MeV}$$

A példa további részének megoldásához használjuk fel a 45-1 táblázat atomtömegeit. Számolhatunk atomtömeggel, mivel a változás „előtti” és „utáni” elektronszám azonos, tehát a különbséget nem változtatja meg.

- b) ^4He -re a (45-3) egyenletből – megfelelő egységekkel:

$$\begin{aligned} KE/A &= 1/4[(1,007\,825)2 + (1,008\,665)(4-2) - 4,002\,603](931,5) \\ &= 7,07\, \text{MeV} \end{aligned}$$

- c) ^{56}Fe -re azonos módon:

$$\begin{aligned} KE/A &= 1/56[(1,007\,825)26 + (1,008\,665)(56-26) - 55,934\,939](931,5) \\ &= 8,79\, \text{MeV} \end{aligned}$$

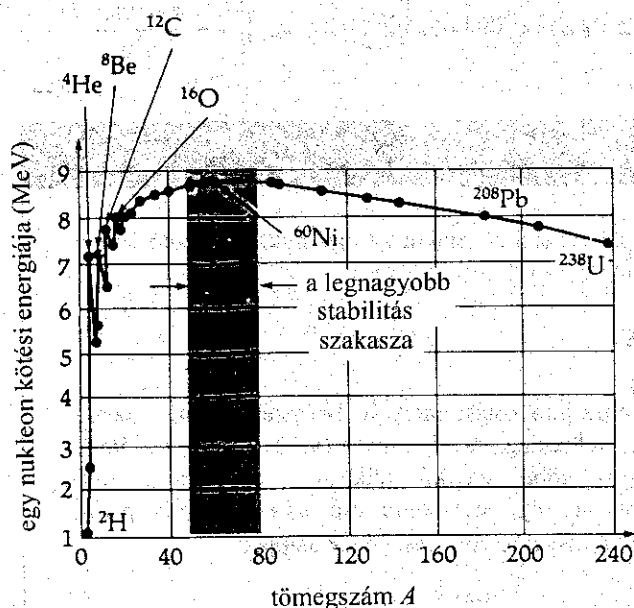
- d) végül ^{238}U -ra:

$$\begin{aligned} KE/A &= 1/238[(1,007\,825)92 + (1,008\,665)(238-92) - 238,050\,784](931,5) \\ &= 7,57\, \text{MeV}. \end{aligned}$$

Ebben a példában bemutattuk, hogy a kötési energia az egyes nuklidoknál jelentős eltéréseket mutat. A 45-4 ábra az egy nukleonra jutó kötési energiát a tömegszám függvényében tünteti fel. A 20-nál kisebb tömegszámok esetén tapasztalható néhány eltérő érték, de egyébként a görbe meglehetősen sima, maximuma az $A=63$ közelében van. Összekötve a kis tömegszámokhoz tartozó pontokat, szembetűnő, hogy a ^4He jelentősen a görbe felett helyezkedik el, ellentétben a ^8Be , ^{12}C , ^{16}O és ^{20}Ne pontjaival. Ebből arra következtethetünk, hogy az alfa-rész (^4He , azaz 2 proton + 2 neutron) a nukleonok különösen stabil kombinációja. Ezt jelzi az a jelenség is, hogy spontán bomlás esetén gyakran emittálódik alfa-rész, mint önálló egység. Ezt a bomlásfajtát a 45.5 pontban fogjuk tárgyalni. Az is kiderül majd, hogy mivel a nehéz nuklidoknál az egy nukleonra jutó kötési energia kisebb, mint azoknál, amelyek az $A=50-80$ tartományba esnek, a nehéz magok *bomlásából* nukleáris

45-4 ábra

Egy nukleon kötési energiája. Néhány fontosabb izotópra kiszámítottuk az egy nukleonra eső kötési energia értéket, felrajzoltuk a pontokat, majd egyenes vonallal összeköttöttük. Feltűnő, hogy a kis tömegszámú atomokhoz tartozó pontokhoz képest a ${}^4\text{He}$ jóval magasabban helyezkedik el.



energia nyerhető (fissziós energia). Másrészt abból a tényből, hogy a nagyon könnyű nuklidokra a KE/A hányados jóval kisebb, mint a ${}^4\text{He}$ -re vagy a ${}^8\text{Be}$ -re, azt a következtetést vonhatjuk le, hogy magenergiát a könnyű magok – ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ és ${}^6\text{Li}$ – összekapcsolódásából (fúziójából) is kaphatunk (fúziós energia).

45.4 Radioaktív bomlás és felezési idő

A neutronok és protonok nem minden kombinációja eredményez stabilis atommagot. A jelenleg ismert, közelítőleg 1960 atommag bomlik, más maggá alakulhat át. Ezek a *radioaktív* magok. A természetben csak 279-féle olyan atommag van, amely stabilnak, tehát *nem-radioaktív*nak tekinthető, vagyis egyáltalán nem, vagy csak nagyon kis mértékben mutat hajlandóságot a bomlásra. Az atommag bomlásra való hajlamát a $T_{1/2}$ **felezési idő**vel szokás jellemezni:

FELEZÉSI IDŐ $T_{1/2}$ Az az átlagos időtartam, amely ahhoz szükséges, hogy nagyobb anyagdarabban az atommagok fele elbomoljék, más maggá alakuljon át.

A radioaktív bomlás alapvetően véletlen folyamat: egy kiválasztott radioaktív mag elbomolhat akár a következő másodpercben, akár egy év múlva. Ezért fogalmazunk úgy, hogy a felezési idő fogalma csak nagyszámú atommagra értelmezhető. Sok, számszerint N mag, **aktivitásnak** nevezett dN/dt bomlási sebessége a magok N számával arányos:

$$\text{AKTIVITÁS: } \frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (45-5)$$

ahol λ a mag stabilitását jellemző pozitív arányossági tényező. Minél nagyobb λ értéke, annál kevésbé stabil a mag. A mínusz jel azt jelzi, hogy az idő múlásával a magok száma csökken. A λ állandó neve **bomlási állandó**. Írjuk át a (45-5) egyenletet a következő alakba:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

A két oldal integrálása után:

$$\int_{N_0}^N \frac{1}{N} dN = -\lambda \int_0^t dt \quad (45-6)$$

ahol N_0 a magok száma kezdeti időpontban, N pedig t idő múlva. Az integrálás elvégzése után ez úgy alakul:

$$\ln \left(\frac{N}{N_0} \right) = -\lambda t$$

A RADIOAKTÍV BOMLÁS
TÖRVÉNYE: (λ bomlási állandóval)

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (45-7)$$

Hogyan függ a $T_{1/2}$ felezési idő λ -tól? A (45-6) egyenlet alapján:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Mindkét oldal természetes logaritmusát véve:

$$\ln 2 = \lambda T_{1/2} \quad \text{illetve} \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (45-8)$$

Tehát a (45-6) a következő kényelmesebben kezelhető alakban írható:

A RADIOAKTÍV BOMLÁS
TÖRVÉNYE:

($T_{1/2}$ felezési idővel)

$$N = N_0 e^{-(\ln 2 / T_{1/2}) t} \quad (45-9)$$

Az itt következő példa szemlélteti a radioaktív bomlás véletlen jellegét, és azt, hogy hogyan függ a felezési időtől.

45-5 PÉLDA

Vegyünk igen nagyszámú kockát. A kerekítési gondok elkerülése és a számolás egyszerűsítése céljából kezdjük április 1-jén délben 279 936 000 kockával. Április 2.-án délben dobjuk fel az összes kockát, és emeljük ki azokat, amelyekkel egyet dobtunk. Április 3.-án dobjuk fel a maradékot és vegyük ki ismét azokat, amelyek egyet mutatnak. Ezt a műveletet naponta ismételve, mikor lesz a kockák száma a fele az eredetinek?

MEGOLDÁS

A kocka mindegyik oldala egyenlő valószínűséggel kerül felülre, ezért kb. a kockák egyhatodával dobunk egyet. A feltételezés érvényessége a kockák számával nő. Április 2-án a kockák egyhatodának levonása után 233 280 000 kockánk marad. Minden délben feljegyezzük az eredményt, az adatok a 45-2 táblázatban találhatók meg. Az $\ln(N/N_0) = -\lambda t$ összefüggés miatt az eredmények grafikus ábrázolására a legkényelmesebb a féllogaritmikus ábrázolás (45-5 ábra).³ Interpolációval adódik, hogy a kockák száma 4,7 nap múlva fog a felére csökkenni.

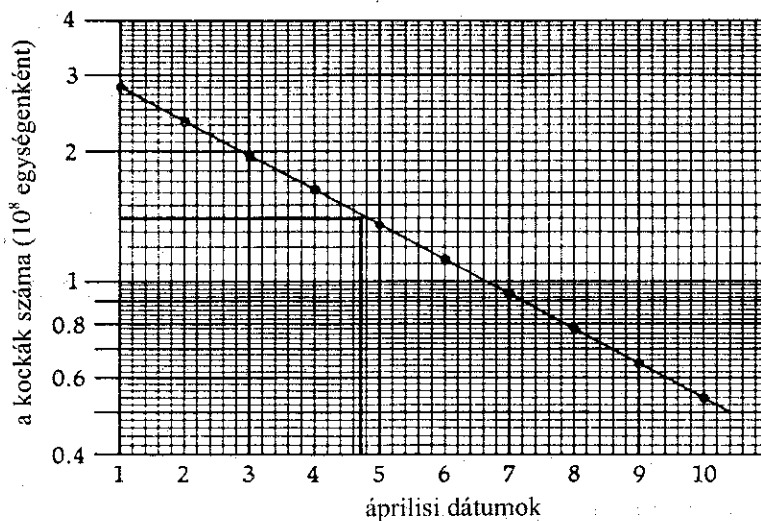
45-2 táblázat

Nap	Kockák száma
április 1.	279 936 000
április 2.	233 280 000
április 3.	194 400 000
április 4.	162 000 000
április 5.	135 000 000
április 6.	112 500 000
április 7.	93 750 000
április 8.	78 125 000
április 9.	65 104 167
április 10.	54 253 472

³ Általában az egyenes vonal illesztése a legegyszerűbb, ezért az exponenciális függvényeket érdemes féllogaritmikusán ábrázolni, ez ugyanis éppen egyenest ad. A féllogaritmikus papíron a függőleges tengely beosztása logaritmikus, így a Δy távolság bármely két szám között, amelyek aránya egyenlő azonos (példa: 4 és 2, 6 és 3 vagy 20 és 10). Így a Δy távolság

45-5 ábra

A 45-5 példához. A példában megadott pontokhoz tartozó adatokat féllogaritmikusan ábrázoltuk azért, hogy egyenes vonalat kapjunk.



Más oldalról közelíthetjük meg a probléma megoldását a (45-5) egyenlet, vagyis

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

felhasználásával. Ekkor a keresett felezési idő:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{(1/6)} = 4,16 \text{ nap}$$

A két eredmény közötti eltérést az okozza, hogy a (45-5) egyenlet szigorúan csak folytonos változásokra alkalmazható, és a kockadobás nem ilyen jelenség.

Tovább folytathatjuk a példát, ha azt akarjuk kiszámítani, hogy a kockák száma mikor fogy az eredeti negyedére. Az előbb láttuk, hogy a kapott két érték között kb. 10% elérés van, most – a második feleződés esetében – kevesebb, mint 4% (l. még a 45B-10 feladatot is). Ez azzal magyarázható, hogy két felezési időn keresztül folytatva a számítást, jobban közelítünk egy folytonos függvényhez.

A dN/dt izotóp-bomlási sebességet *becquerel* egységben (Bq) adjuk meg; ennek definíciója: 1 becquerel = 1 bomlás/s. Elterjedt – azonban az SI-rendszerhez nem illeszkedő – egység a *curie* (Ci):

$$\text{A CURIE DEFINÍCIÓJA} \quad 1 \text{ Ci} = 3,71 \times 10^{10} \text{ bomlás/s}$$

Átszámítás: $1 \text{ Ci} = 37,1 \times 10^9 \text{ Bq} = 37,1 \text{ GBq}$ (GBq = gigabecquerel). (A Ci egység eredetére lásd. a 45B-9 feladatot.)

a számok közötti $\Delta N/N$ arányt adja meg. Pontosabban ha $N = N_0 e^{-\lambda t}$, akkor $\log N = \log N_0 - \lambda t$, és ha $N = y$, akkor $y = y_0 - \lambda t$, azaz egyenes vonalat kapunk.

45-6 PÉLDA

Radioaktív izotóp kezdeti aktivitása 5 mCi; 48 óra múlva az észlelt aktivitás 4 mCi. a) Határozzuk meg az izotóp felezési idejét. b) Határozzuk meg az izotópmintában az atommagok számát.

MEGOLDÁS

a) Induljunk ki a (45-9) képletből:

$$N = N_0 e^{-(\ln 2/T_{1/2})t}$$

és a (45-5) egyenletből $N = -(1/\lambda)(dN/dt)$, ezért

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_0 e^{-(\ln 2/T_{1/2})t}$$

Vezessük be a kezdeti aktivitásra a $(dN/dt)_0 = A_0$ jelölést:

$$\text{AZ AKTIVITÁS (A):} \quad A = A_0 e^{-(\ln 2/T_{1/2})t} \quad (45-10)$$

Vegyük mindkét oldal logaritmusát és fejezzük ki $T_{1/2}$ -et:

$$T_{1/2} = \frac{(\ln 2)t}{\ln \left(\frac{A}{A_0} \right)} = \frac{(\ln 2)48 \text{ h}}{\ln \left(\frac{5 \text{ mCi}}{4 \text{ mCi}} \right)} = 149 \text{ h}$$

b) Adott felezési időnek és aktivitásnak megfelelő radioaktív magok számának meghatározásához a (45-5) és (45-8) képletből

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

illetve

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Küszöböljük ki λ -t, ekkor azt kapjuk, hogy

$$N = - \left(\frac{dN}{dt} \right) \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

Figyelembe véve, hogy $5 \text{ mCi} = (5 \times 10^{-3})(3,71 \times 10^{10}) = 1,86 \times 10^8$ másodpercenkénti bomlás felel meg a kezdeti aktivitásnak, és hogy a felezési idő $(149 \text{ h})(3600 \text{ s/h}) = 5,36 \times 10^5 \text{ s}$, kapjuk a végeredményt:

$$N = - \left(-1,86 \times 10^8 \right) \frac{5,36 \times 10^5}{\ln 2} = 1,44 \times 10^{14} \text{ atommag}$$

45.5 A radioaktív bomlás fajtái

Egyes izotópok spontán módon bomlanak, és ekkor más elemek izotópjai keletkeznek. Egyazon izotóp általában egyféle (ritkábban többféle) bomlásban vesz részt, azonban a folyamat többféleképpen mehet végbe:

- | | |
|----------------------|--------------------------------|
| (1) α -bomlás | (4) belső konverzió |
| (2) β -bomlás | (5) elektronbefogás |
| (3) γ -bomlás | (6) spontán hasadás (fisszió). |

A következőkben ezeket a bomlási folyamatokat részletezzük. Mi dönti el, hogy az adott izotóp résztvesz-e spontán bomlásban? Ennek feltétele a következő:

A reakciótermékek tömegének összege kisebb kell legyen az eredeti izotóp tömegénél.

A különbség fontos mértéke a *reakcióban felszabaduló „Q” energia*. Ha a reakció folyamán Δm hiányt észlelünk, akkor a reakciótermékek energiájában $(\Delta m)c^2 \equiv Q$ energia jelenik meg.

A REAKCIÓBAN (eredeti tömeg) $c^2 =$ (termékek tömege) $c^2 + Q$ (45-11)
FELSZABADULÓ
Q-ENERGIA

A következő elemzésekben mindig a tömeghiány lesz a döntő tényező.

(1) Az α -bomlás

Az **alfa-bomlás** során új elem keletkezik a magból. Ennek az *átalakulásnak* (transzmutációnak) az általános képlete:



Ez a képlet jelzi a nukleonszám megmaradását, mivel az egyenlet bal oldalán a felső index egyenlő a jobb oldali felső indexek összegével. Hasonlóképpen a töltésmegmaradás is igaz, hiszen a Z protonszámok is egyenlők a két oldalon (természetesen az elektronszámok is). ${}_Z^A X$ neve **anyaelem**, míg ${}_{Z-2}^{A-4} Y$ -t **leányelemnek** hívjuk.

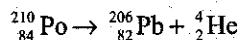
A ${}^4\text{He}$ igen nagy egy nukleonra jutó, kötési energiája azt jelzi, hogy rendkívül szorosan kötött alakzat (l. a 45-4 ábrát). Ennek alapján érthető, hogy a nehéz radioaktív nuklidok között nagyon gyakori az alfa-bomlás. Ez a jelenség ritka a ${}^{186}\text{Os}$ -nál könnyebb elemeknél, mivel azokból olyan izotópok keletkeznének, amelyek a 45-1 ábra stabil izotópokat jelölő görbéje felett helyezkednének el. Elősegíti az alfa-bomlás bekövetkezését, ha a (45-11) által definiált Q nagy. Következő példánkkal az alfa-bomlás relatív gyakoriságát mutatjuk be.

45-7 PÉLDA

Számítsuk ki a ${}^{210}\text{Po}$ alfa-bomlásának energiáját.

MEGOLDÁS

A ${}^{210}\text{Po}$ alfa-bomlásának egyenlete:



Látszik, hogy a két oldal atomtömegszámai és atomszámai kielégítik az előzőkben felállított feltételeket. A 45-1 táblázat adatai alapján vizsgáljuk meg a tömegek viszonyát:

bomlási termékek	{	anya-atom	${}^{210}\text{Po}$	209,982 848 u
		leány-atom	${}^{206}\text{Pb}$	205,974 440 u
		hélium-atom	${}^4\text{He}$	4,002 603 u
		összeg a bomlástermékekre		209,977 043 u.

Az anyaatom tömege 0,005 805 u-val *nagyobb*, mint a bomlástermékéké, azaz az alfa-bomlás végbemehet (és végbe is megy). Végezzük el a tömegkülönbség-energia átszámítást!

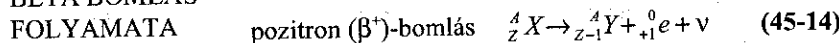
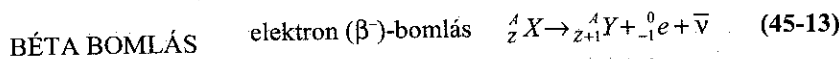
$$E = (\Delta m)c^2 = (0,005805 \text{ u}) \left(\frac{931,5 \text{ MeV} / c^2}{1 \text{ u}} \right) = 5,41 \text{ MeV}$$

Figyeljük meg, hogy most is, mint máskor, *atomtömeggel* számolunk – az elektronok tömege a különbségből kiesik. Az energia a reakciótermékek kinetikus energiájaként jelenik meg. Az alfa-rész tömege sokkal kisebb, mint a leányelemké, ezért az impulzusmegmaradás törvénye csak akkor érvényesül, ha az alfa-rész jóval nagyobb sebességgel lökődik vissza, mint a leányatomok. Az atommagok bomlásakor mindig a könnyű részecskék viszik magukkal a kinetikus energia nagyobb részét.

Alfa-bomlás kvantummechanikai alagúthatással. Az alfa-bomlás érdekes magyarázatát adja a kvantummechanika. Az alfa-részt alkotó nukleonok rövid hatótávolságú erős, vonzó magerőt éreznek a többi nukleon részéről, és taszító Coulomb-erőt a mag többi protonjától. A két erő kombinációjához a 45-6 ábrán látható potenciális energia tartozik. Az ábrán feltüntetettük az alfa-részt alkotó nukleonok E teljes energiáját. Klasszikusan a Coulomb-potenciálgát miatt az alfa-rész örökké a magban maradna. Ha figyelembe vesszük, hogy az E teljes energia a K kinetikus energia és az U potenciális energia összege, látható, hogy az R és R_1 közötti árnyékolt tartományban a kinetikus energia negatív lenne – ami elképzelhetetlen. Az alfa-rész kvantummechanikai hullámfüggvénye azonban a mag határain kívülre is kiterjed – oda, ahol a kinetikus energia pozitív. Van tehát annak is véges valószínűsége, hogy az alfa-rész az R_1 -en kívüli tartományban található. Tény, hogy az alfa-rész mindaddig ismételtelen „dörömböl” a gáton, amíg át nem megy a *kvantummechanikai alagúton*, és meg nem jelenik a magon kívül (vö. a 43.7 ponttal). A 45-6 ábrán szaggatott vonallal jelöltük az alfa-rész egy lehetséges hullámfüggvényét.

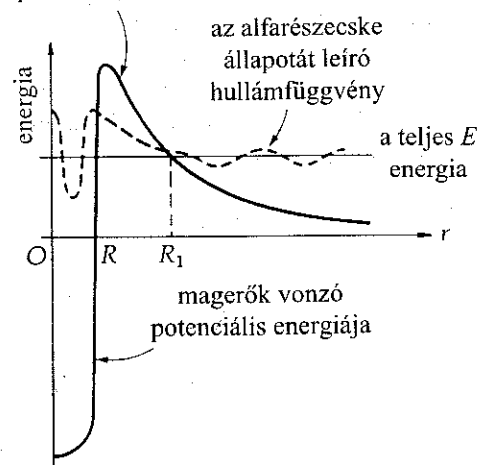
(2) Béta-bomlás

Egyes magok elektront ${}_{-1}^0e$ (vagy β^-) vagy pozitront ${}_{+1}^0e$ (vagy β^+) bocsátanak ki; ennek a jelenségnek a neve **béta-bomlás**. Ezekben a reakciókban a „gyenge” kölcsönhatás érvényesül, ami egyike a természetben előforduló négy: az elektromágneses, gyenge, erős és gravitációs kölcsönhatásnak.



Amint erre még röviden visszatérünk, a folyamat során *neutrínó*⁴ ν , vagy *antineutrínó* $\bar{\nu}$ is keletkezik. A béta-részt a mag bocsátja ki, ezért nem joga-

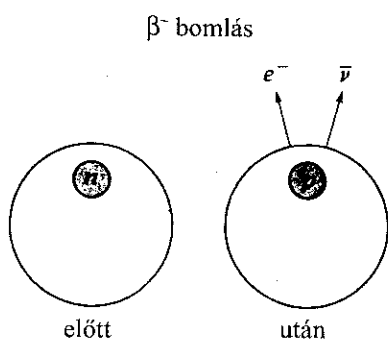
Coulomb-erő u taszító potenciális energiája



45-6 ábra

Az alfarész-mag kölcsönhatás teljes potenciális energiája a köztük lévő r távolság függvényében.

⁴ Háromféle neutrínó és ezeknek megfelelő három antineutrínó létezik: a béta-bomlás során kibocsátott *elektron-neutrínó*: ν_e és az egyéb folyamatokban megjelenő másik kettő, a *müon-neutrínó*: ν_μ és a *tau-neutrínó*: ν_τ . Feltételezik, hogy a neutrínó tömege zérus, habár az sem zárható ki, hogy rendelkezik kicsiny tömeggel. Egyes neutrínókísérletek alapján meg lehetett állapítani a neutrínó tömegének *felső határát*, ennek nagysága (1989-es adat): ³He bomlásából becsülve kisebb, mint $\sim 20 \text{ eV}/c^2$, a Supernova 1987A által kibocsátott neutrínó-impulzus beérkezési időeltolódásából számítva pedig valószínűleg kisebb, mint $\sim 14 \text{ eV}/c^2$. Ezek az eredmények azonban nem zárják ki, hogy a neutrínó tömeg mégis zérus.



45-7 ábra

β^- -bomláskor a nukleonszám változatlan marad. A végeredmény az, hogy a mag egyik neutronja egy magban maradó protonra és egy $e^- + \bar{\nu}$ (antineutrínó) párra válik szét; ez utóbbiak eltávoznak a magból. (β^+ -bomlás során a magon belüli egyik proton válik szét neutron és pozitron-neutrínó párra).

sulatlan a kérdés: „Vannak-e ténylegesen elektronok és pozitronok a magban?” A 45B-24 feladatból kiderül, hogy a határozatlansági elv miatt a béta-rész nem létezik önálló egységként a magban, hanem a béta-bomlás során keletkezik.

A β^- -bomlás. A β^- -bomlás folyamatában a magban egy neutron átalakul protonná, elektronná és neutrínóvá; utóbbiak lépnek ki a magból (45-7 ábra). Az anya nuklid M_X tömege egyenlő a mag m_X atomtömegének és az egyenként m_e tömegű Z darab elektron tömegének összegével

$$M_X = m_X + Zm_e \quad (45-15)$$

A leánynuklid tömege hasonló megfontolással:

$$M_Y = m_Y + (Z + 1)m_e \quad (45-16)$$

A reakció Q -ja – a (45-11) egyenlet alapján:

$$Q = [m_X - (m_Y + m_e)]c^2 \quad (45-17)$$

Ebből kiderül, hogy a béta-rész tömegét beszámítottuk a tömeghiányba, míg a Z atomi elektronét nem. A (45-15) és (45-16) egyenletből:

$$Q = (M_X - Zm_e)c^2 - [M_Y - (Z + 1)m_e + m_e]c^2$$

$$\text{A } \beta^- \text{-BOMLÁS } Q\text{-JA} \quad Q = (M_X - M_Y)c^2 \quad (45-18)$$

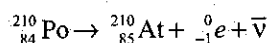
Ha tehát az anyaatom tömege nagyobb, mint a leányatom tömege, akkor következhet a β^- -bomlás, ellenben, ha az anyanuklid atomtömege a kisebb, akkor nem. Ez utóbbira mutatunk most példát.

45-8 PÉLDA

Bizonyítsuk be, hogy a ^{210}Po -nál nem lehetséges β^- -bomlás.

MEGOLDÁS

A lánymagok azonosításához írjuk fel a reakcióegyenletet:



A lányuklid Z atomszámának eggyel nagyobbak kell lennie, mint a polóniumé, az A atomtömeg viszont változatlan marad; a keletkezett atom tehát az *asztácium* ($A = 210$, $Z = 85$). A 45-1 táblázatból a ^{210}Po és a ^{210}At atomtömegszáma 209,982 848 u, illetve 209,987 126 u. A lánymag tömege *nagyobb*, mint az anyamagé, a ^{210}Po β^- -bomlása tehát nem mehet végbe.

A 45-8 ábra feltünteti, hogy a rendelkezésre álló kinetikus energia hogyan oszlik meg a béta-részecskék között. Az eloszlási görbéből kiderül, hogy az emittált elektronok kinetikus energiája *kisebb*, mint az a reakció Q -ja alapján várható. (A visszalökött mag kinetikus energiáját elhanyagoltuk, mivel ennek tömege lényegesen nagyobb az elektronénál.) Hová tűnik az energia? Egy másik szembevetendő jelenség, hogy a béta-rész és a visszalökött mag pályáját detektálva, ezek sohasem pontosan ellentétes irányúak, ami ellent-

mond az impulzusmegmaradás törvényének. Itt nem tárgyalható tények azt is bizonyítják, hogy az impulzusmomentum sem marad meg. Wolfgang Pauli vetette fel először (1930-ban), hogy a bomláskor egy töltésnélküli részecskének is keletkeznie kell. Erre alapozta Enrico Fermi új elméletét. 1934-ben, aminek alap gondolata szerint a kinetikus energia egy részét egy semleges részecske viszi el, amelyet ezekkel az eljárásokkal nem lehet kimutatni. A láthatatlan részecskének a „neutrínó” nevet adta. Szerinte a neutrínó töltése és nyugalmi tömege zérus; spinje pedig $1/2$. Fermi óriási lépést tett ezzel, hiszen megmaradt a három alapelv: az energiamegmaradás, az impulzusmegmaradás és az impulzusmomentum-megmaradás elvének érvényesége.

A β^+ -bomlás. A β^+ (pozitron)-bomlás ritkább jelenség, mint a β^- -bomlás, mivel ehhez az anyamag és a leánymag között nagyobb tömegkülönbség szükséges. A pozitronbomlás reakcióegyenlete:



ahol ${}_{+1}^0 e$ a pozitron és a ν a neutrínó. Itt is, mint a β^- -bomlásnál a reakció Q -ját határozzuk meg. Az anyamag tömege:

$$M_X = m_X + Zm_e, \quad (45-20)$$

ahol M_X az atomtömeg, m_X a magtömeg és Zm_e az összes elektrontömeg. A leánymag:

$$M_Y = m_Y + (Z-1)m_e, \quad (45-21)$$

A (45-11) egyenletet alkalmazva:

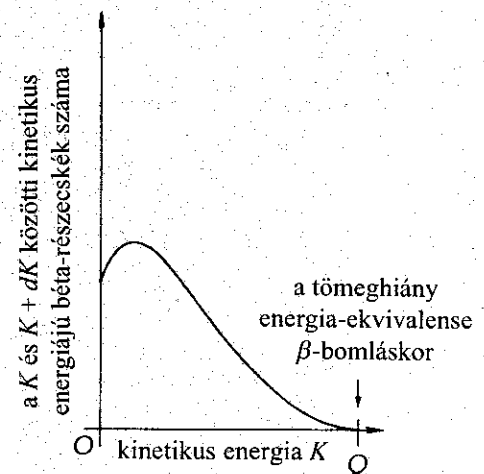
$$Q = m_X c^2 - (m_Y + m_e) c^2, \quad (45-22)$$

ahol m_e az (elektrontömeggel egyenlő) pozitrontömeg. A Z számú atomi elektron itt sem szerepel a reakcióegyenletben. A (45-20) és (45-21) egyenletből adódik, hogy

$$Q = (M_X + Zm_e) c^2 - [M_Y + (Z-1)m_e + m_e] c^2$$

A β^+ -BOMLÁS Q -JA $Q = (M_X - M_Y - 2m_e) c^2 \quad (45-23)$

Kimutattuk tehát, hogy β^+ -bomláskor az anyamag tömegének legalább két elektrontömeggel kell nagyobbak lennie a leánymagénál. (Itt kivételt tettünk az alól a szabály alól, hogy a reakcióegyenletben csak atomi tömegek szerepelnek.)



45-8 ábra

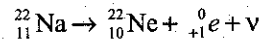
Béta-bomlás során kisugárzott béta-részecskék kinetikus energiájának eloszlása. A legtöbb rész energiája sokkal kisebb, mint ami a reakció Q -jának megfelelne. Az „elvesztett” energiát az antineutrínó viszi magával a β^+ -bomlásnál (illetve a neutrínó a β^- -bomlás során), ezek a béta-részecskék egyidejűleg sugárzódnak ki. A viszszalökött leánymag is elviszi az energia egy csekély részét.

45-9 PÉLDA

Számítsuk ki a ^{22}Na által kibocsátott pozitronok energiáját.

MEGOLDÁS

Az előző példához hasonlóan a leánynuklidot a reakcióegyenlet felírása segítségével azonosítjuk:



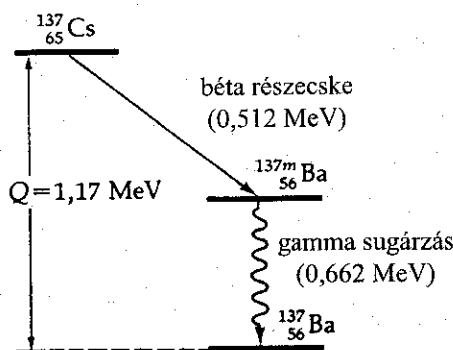
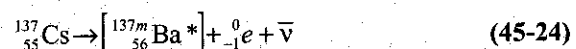
A 45-1 táblázatból az atomtömegek: ^{22}Na , 21,994 434 u; ^{22}Ne , 21,991 383 u és $m_e = 0,000 549$ u. Behelyettesítve a (45-23) képletbe:

$$Q = [21,994 434 \text{ u} - 21,991 383 \text{ u} - 2(0,000 549 \text{ u})]c^2 \left(\frac{931,5 \text{ MeV}/c^2}{1 \text{ u}} \right) = 1,82 \text{ MeV}$$

(3) A gamma-bomlás

Gamma-sugarak, az elektromágneses sugárzás nagyenergiájú fotonjai a magban végbemenő energiaállapot-átmenet következtében sugárzódnak ki. (Analogója ez annak, az atom fotonokat bocsát ki, hogy amikor az atom elektronjai magasabb állapotból alacsonyabbra mennek át.) A **gamma-sugárzás** folyamán nem változik meg az atom tömegszáma vagy rendszáma, ezért nem keletkezik új elem.

Más bomlási folyamatok leány-magjai gyakran kerülnek gerjesztett állapotba; egyszerű példája a ^{137}Cs β^- -bomlása. Ennek az átalakulásnak a során szinte egyidejűleg észlelhető elektron és gamma-sugárzás kibocsátása, pedig a gamma-sugárzást a leánymag emittálja. A reakcióegyenletek:



45-9 ábra

Az energiaszint-diagramon követhető a $^{137}_{55}\text{Cs}$ bomlása metastabil

$[^{137}_{56}\text{Ba}^*]$ -ra, melyet követően a bárium gamma-sugárzás kibocsátásával alapállapotba kerül.

A csillag (*) a gerjesztett állapotot jelöli. Ez az állapot *metastabil*, mert viszonylag hosszú ideig tart az átmenet az alacsonyabb energiaállapotba – ez az idő elég ahhoz, hogy a felezési időt meg tudják mérni. A (45-24) egyenletben leírt béta-bomlás felezési ideje 30,17 év, míg a (45-25) egyenlet szerinti gamma-bomlásé 2,55 min.

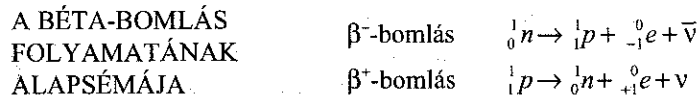
Az atommag energiaszintjeire a kibocsátott gamma-sugárzás energiájából tudunk következtetni. A ^{137}Cs bomlása esetében a ^{137}Ba -mag egyik energiaszintjét meghatározhatjuk a 45-9 ábra energiaszint-diagramja segítségével. A (45-24) egyenletből Q értéke 1,17 MeV. Ez egyenlő a béta-bomláskor keletkező elektronok maximális energiájának (0,512 MeV), s a gamma-sugárzás energiájának (0,662 MeV) összegével. A ^{137}Ba -mag gerjesztett állapotának energiaszintje tehát 0,662 MeV-vel magasabb az alapállapotnál. A legtöbb bomlási folyamatot gamma-emisszió kíséri, ezekhez több diszkrét energiaérték tartozik. Így például a ^{140}Cs béta-bomlása során húsz különböző energiájú gammasugárzás észlelhető, ebből arra lehet következtetni, hogy a $[^{140}\text{Ba}^*]$ energiaszint-szerkezete nagyon bonyolult.

(4) Belső konverzió

A gerjesztett atommag nemcsak gamma-bomlással szabadulhat meg a többletenergiától, hanem ún. **belső konverzióval** is. Az atomi elektron hullámfüggvénye kissé behatol a magba is, így bekövetkezhet a mag és az atomi elektron közötti közvetlen kölcsönhatás. A mag többletenergiáját átadja az elektronnak, ez pedig akkora kinetikus energiával lökődik ki, ami az atommagon belüli átmenet energiája és az elektron atomon belüli Coulomb-féle kötési energiája közötti különbségnek felel meg. A belső konverzióban általában a *K*-héj, és ritkán más héjak elektronjai vesznek részt. A 45-8 ábrán a béta-bomlás elektronjainak folytonos spektrumát látjuk; ezen a belső konverzió elektronjai diszkrét csúcsokként jelennek meg. Azon a szinten, ahonnan az elektron kilépett, elektronhiány lép fel – ezt külső héjról származó elektronok töltik be, és az energiakülönbség röntgensugárzás alakjában emittálódik. A (45-24) és (45-25) reakcióegyenlettel leírt bomlási folyamat során 0,032 MeV energiájú röntgensugárzás keletkezik.

(5) Elektronbefogás

Láttuk, hogy a béta-bomlás lényegében nem más, mint a mag egy *p* protonjának vagy *n* neutronjának az átalakulása, a következő formájú reakciókban:



Ezzel kapcsolatban a következő kérdés vetődik fel: „Befoghat-e magon belüli proton magon kívüli elektront, miközben átalakul neutronná?” A válasz igen, a folyamat pedig:



Az elektronbefogás (EB). Ez igen gyakori bomlási folyamat. Tárgyaltuk már a 44. fejezetben, hogy az elektron hullámfüggvénye a mag belsejére is kiterjed, kissé átfedi azt, így véges valószínűséggel bekövetkezhet, hogy a mag egy protonja elektront fog be. Az elektronbefogást gyakran *K*-befogásnak nevezik, ugyanis az $r=0$ környezetében a *K*-elektronok hullámfüggvényének amplitúdója nagyobb, mint más elektronoké, ezért a *K*-elektronok befogása a legvalószínűbb. A reakcióegyenlet:



A felső indexben a plusz jel azt jelenti, hogy a leánynuklid elveszített egy elektront, tehát pozitív ion képződött.

Elektronbefogás csak akkor lehetséges, ha a reakcióban tömeghiány lép fel, azaz a reakció *Q*-jának pozitívnak kell lennie. A reakció *Q*-jára levezetett képlet most:

$$Q = (m_X - m_Y)c^2$$

ahol m_X és m_Y a magtömegek. Az atomtömegek:

$$M_X = m_X + Zm_e \quad (45-28)$$

$$M_Y = m_Y + (Z-1)m_e - m_e \quad (45-29)$$

45-3 táblázat Radioaktív bomlási folyamatok

Folyamat	leánymag	Q
β^- -bomlás	Z nő eggyel	pozitív
β^+ -bomlás	Z csökken eggyel	pozitív ($> 2m_e c^2$)
gamma-sugárzás	Z nem változik	–
belső konverzió	Z nem változik	–
elektronbefogás (K befogás)	Z csökken eggyel	pozitív

A (45-28) és (45-29) egyenletekből m_X és m_Y értékét behelyettesítve:

$$Q = (M_X - Zm_e)c^2 - [M_Y - (Z-1)m_e - m_e]c^2$$

AZ ELEKTRONBEFOGÁS Q -JA: $Q = (M_X - M_Y)c^2$ (45-30)

Az elektronbefogás és a pozitronemisszió közös vonása, hogy [lásd a (45-23) összefüggést] mindkét folyamat során eggyel kisebb Z -jú nuklid keletkezik. Az „anya” tömege mindkét esetben nagyobb, mint a „leányé”. Abban az esetben, ha a reakció Q -jának egyenértéke kisebb, mint két elektrontömeg ($2m_e c^2 = 1,02$ MeV), csak elektronbefogás lehetséges. A 45-3 táblázatban feltüntettük azokat a folyamatokat, amelyek során a gerjesztett mag többlet-energiát ad le. A leánymag a karakterisztikus γ -sugarak és röntgensugarak alapján azonosítható; ezzel a folyamat jellegét is meg lehet állapítani.

(6) Spontán hasadás

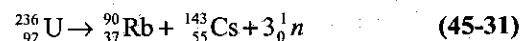
Sok olyan nehéz atommag, amelynek Z -je nagyobb mint 90, képes spontán hasadásra. A hasadás eredménye két nem egyenlő töredék és két vagy három neutron. A 45-10 ábrán látható a ^{236}U hasadása során keletkező töredékek eloszlása. A bomlástermékek az origót és az anyaelemet összekötő egyenes (szaggatott vonal) mentén helyezkednek el. A 45-4 ábrából kitűnik, hogy a töredékek egy nukleonra eső kötési energiája nagyobb, mint az eredeti nuklidé, azaz a bomlástermékek össztömege mindig kisebb, mint a „szülőé”; a különbséggel ekvivalens mintegy 200 MeV energia szabadul fel a hasadás során. Mivel mindkét fragmentumban többletneutronok vannak, két vagy három neutron azonnal kevesebb, mint 10-15 s alatt kilép – ezek az ún. *prompt neutronok*. Később néhány ún. *késleltetett neutron* is emittálódik. Következik egy példa a ^{236}U egy valószínű hasadására.

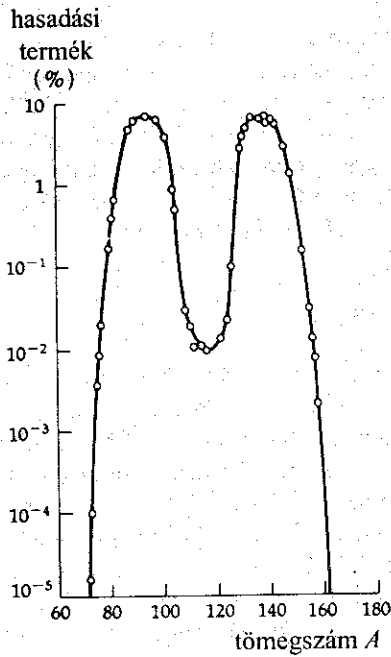
45-10 PÉLDA

Határozzuk meg Q értékét arra az esetre, amikor ^{236}U spontán hasad, és ^{90}Rb és ^{143}Cs keletkezik.

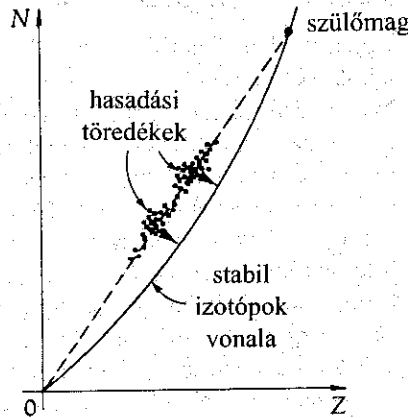
MEGOLDÁS

A hasadás folyamatában megjelenő neutronok számának meghatározásához írjuk fel a reakcióegyenletet:





a) A hasadási termékek tömeg szerinti százalékos eloszlásából kitévnik, hogy a hasadás általában aszimmetrikus; a legvalószínűbb a két olyan részre bomlás, ahol a tömegszám 90, illetve 140 [Forrás: J. M. Siegel et. al., „Plutonium Project Report on Nuclei Formed in Fission”, *Review of Modern Physics* 18, 538 (1946).]



b) A 45-1 táblázat alapján megrajzoltuk a stabil izotópok vonalát. A hasadási termékek kezdetben a szaggatott vonalra esnek, ezután β^- -részek kibocsátásával átlósan lefelé haladva elérik a stabil izotópok stabilitási görbéjét.

45-10 ábra

^{236}U hasadása a ^{235}U termikus-neutron-abszorpciója után. A két töredék kinetikus energiája egyenként kb. 90 MeV. A töredékek ezt követően tovább bomlanak neutronok, béta-részek, gamma-sugárzás és neutrínó kibocsátásával. Ez utóbbi folyamatban még 20 MeV szabadul fel, az összenergia tehát durván 200 MeV, hasadásonként.

Azért szükséges, hogy a neutronok száma három legyen, mert a reakcióegyenlet két oldalán a tömegszámok, illetve a rendszámok összege csak így egyenlő. A 45-1 táblázatból az atomtömegek: ^{236}U , 236,045 562 u; ^{143}Cs , 142,927 220 u; ^{90}Rb , 89,914 811 u; és n, 1,008 665 u. Kimutatható (lásd a 45A-16 feladatot), hogy erre a reakcióra $Q = (\Delta m)c^2$ értéke:

$$Q = (M_U - M_{Rb} - M_{Cs} - 3m_n)c^2$$

$$Q = [236,045\ 562\ \text{u} - 89,914\ 811\ \text{u} - 236,045\ 562\ \text{u} - 3(1,008\ 665\ \text{u})]c^2$$

$$= (0,1775\ \text{u})c^2$$

Ezt átszámítjuk MeV egységekre:

$$Q = (0,1775\ \text{u})c^2 \left[\frac{931,5\ \text{MeV}/c^2}{1\ \text{u}} \right] = 166\ \text{MeV}$$

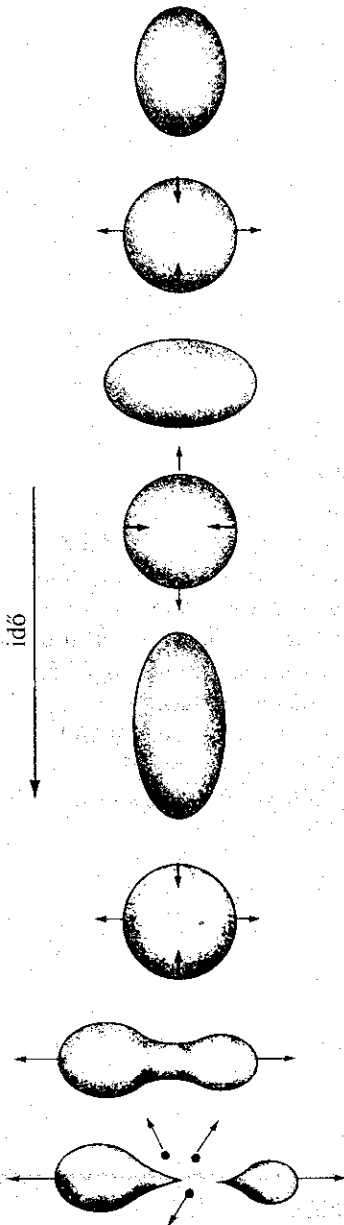
Ha ehhez hozzáadjuk a 45-4 táblázatból a töredékek bomlásából származó energiát, akkor a fenti hasadási folyamatra jellemző ez a nagy energiefel szabadulás, de a későbbiekben látni fogjuk, hogy mégsem ez az ideális energiaforrás.

Szemléletes képet alkothatunk a hasadás folyamatáról, ha az anyagot olyan folyadékseppnek fogjuk fel, amelyre az erős magerőktől származó

45-4 táblázat

A hasadási energia megoszlása

	Energia (MeV)
hasadási termékek	
kinetikus energiája	165 ± 5
neutronok	
kinetikus energiája	5 ± 0,5
γ -sugárzás (prompt)	7 ± 1
késleltetett γ -sugárzás	6 ± 1
késleltetett β^- -részek	7 ± 1
késleltetett neutrínók	10
Összesen	200 ± 6



45-11 ábra

Gerjesztett ^{236}U -atommag hasadásának folyadékesepp-modellje. A többletenergia miatt a csepp gyorsan változtatja alakját, váltakozva lapos, illetve megnyúlt formát vesz fel. A cseppfelszín mozgási irányát nyíllal jelöltük. Amikor a csepp már annyira megnyúlik, hogy „nyak” alakulhat ki rajta, akkor az elektrosztatikus taszítás következtében az atommag prompt-neutronok kibocsátásával két egyenlőtlen töredékre hasad.

„felületi feszültség” hat. A maggal neutronabszorpció útján vagy más módon közölt energia hatására közlünk, rezgések keletkeznek a cseppben, alakja váltakozva tojás alakot vagy korongformát vesz fel (45-11 ábra). A felületi feszültség a cseppet gömbbé igyekszik visszaalakítani, míg a gerjesztési energia hatása a további deformálás. Lassan a csepp súlyzóhoz kezd hasonlítani, középtájon nyakszerű befűződéssel, és a Coulomb-taszítás következtében két része⁵ különválik. A folyamat során a töredékek mellett néhány nagyenergiájú neutron is keletkezik.

Radioaktív bomlási sorok

Egy nuklid radioaktív bomlása láncszerű, egymás után következő izotópbomlásokat indíthat meg. A *radioaktív bomlási sorok* közül jelentőségével kiemelkedik az, melyet a 45-12 ábrán mutatunk be. A sor a ^{238}U -ból indul és a ^{206}Pb -nél végződik. Az ábrán feltüntettük az egyes termékek felezési idejét is. Figyelemreméltó, hogy az első bomlás, $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th}$, felezési ideje ($4,5 \times 10^9$ év) sokkal nagyobb a többinél; lényegében ez határozza meg a teljes $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ - átváltozási sor felezési idejét. Ezt a hosszú felezési időt használják fel a geológusok bizonyos kőzetek korának meghatározására. Az olvadt kőzetek kristályosodásakor, különböző olvadáspontjaik következtében, az egyes ásványok természetes szétválása következik be. Kezdeti kialakulásakor a kőzet az egyes elemeket meghatározott arányban tartalmazza. Ha ezek közül valamelyik radioaktív, akkor az idő folyamán az összetétel megváltozik: kialakul egy geológiai naptár. Nézzünk erre egy példát:

45-11 PÉLDA

Egy urántartalmú minta, uranit, ötször annyi ^{238}U -atomot tartalmaz, mint ^{206}Pb -atomot. Tételezzük fel, hogy az ólom teljes mennyisége a 45-13 ábra szerinti radioaktív bomlási sorból származik; az uranit kialakulásakor uránt tartalmazott és ólmot nem. (Az urán más izotópjai olyan sorokat alkotnak, melyeknek nem ^{206}Pb a végterméke.) Számítsuk ki, hogy hány év telt el az uranit kialakulása óta.

MEGOLDÁS

A minta összes atomjainak a száma nem változott, azaz

$$N_0 = N_{\text{U}} + N_{\text{Pb}}$$

ahol N_0 a ^{238}U -magok eredeti száma, N_{U} a ^{238}U -magok jelenlegi száma és N_{Pb} a ^{206}Pb -magok jelenlegi száma. Ennek alapján:

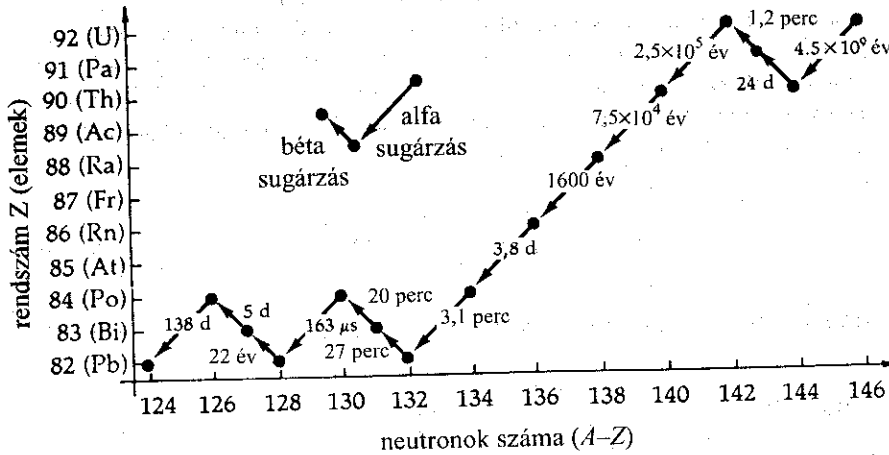
$$\frac{N_0}{N_{\text{U}}} = 1 + \frac{N_{\text{Pb}}}{N_{\text{U}}} = 1 + \frac{1}{5} = \frac{6}{5}$$

A (45-9) egyenletből ($N = N_0$):

$$N = N_0 e^{-(\ln 2/T_{1/2})t}$$

megkaphatjuk az uránmagok jelenlegi számának és eredeti számának arányát. Ezt t -re megoldva

⁵ Ha a gerjesztési energia nem elég nagy ahhoz, hogy meghasadást okozzon, akkor a csepp fölös energiája gamma sugárzás útján távozhat.



45-12 ábra

A $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ bomlási sor elsődleges szekvenciája. Nyíllal jelöltük a folyamat egyes lépéseit, a nyilak mellett a felezési időt is feltüntettük. Ez az ábra azonos a 45-2 ábra jobb felső sarkának egy részletével.

$$t = \frac{\ln(N_0 / N) T_{1/2}}{\ln 2}$$

A felezési idő jó közelítéssel $4,5 \times 10^9$ év és $N_0/N = 6/5$, így

$$t = \frac{\ln(6/5)(4,5 \times 10^9 \text{ év})}{\ln 2} = 1,18 \times 10^9 \text{ év}$$

Az érdekesség kedvéért megjegyezzük, hogy ha az eltelt idő sokkal kevesebb, mint egymilliárd év, egy gramm ^{238}U bomlásából évente $1,33 \times 10^{10}$ g ^{206}Pb keletkezik. (lásd a 45B-21 feladatot.)

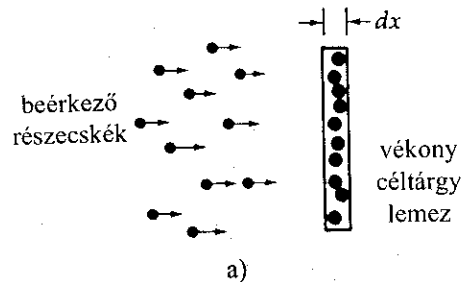
45.6 Az atommag hatáskeresztmetszete

Két részecske kölcsönhatásának valószínűsége azok „hatásgömbjétől” függ. Képzeljük azt, hogy a becsapódó részecske pontszerű lövedék, a mag pedig egy, a beérkezés irányára merőleges δ felületű *céltárgyat* jelent. A δ keresztmetszet a céltárgy teljes felületének a becsapódás irányára merőleges vetülete (45-13 ábra). Reakció csak akkor következik be, ha a részecske a céltárgy felületére csapódik be.⁶ A keresztmetszet nem közvetlen módon függ a kölcsönható részecskék tényleges fizikai méretétől. Egy adott mag különböző atommag-reakciókban más és más keresztmetszetet képvisel. A δ szórási hatáskeresztmetszet δ_s nagyságú lehet, ha a szóródás *rugalmas* (nincs kinetikus energiavesztés) és lehet ettől különböző, δ_i a *rugalmatlan* ütközéskor. A 45-14 ábrából az is kiderül, hogy δ jelentősen függ a becsapódó részecske sebességétől. A hatáskeresztmetszetet barn (b) egységben mérik:

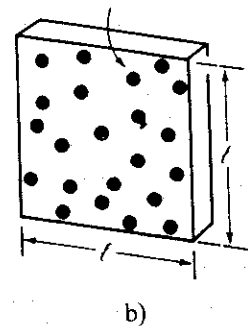
A BARN DEFINÍCIÓJA: $1b \equiv 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$ (45-32)

(A barn nem tartozik az SI-rendszer egységeihez.)

A céltárgyra becsapódó részecskék közül nem mindegyik lép kölcsönhatásba; némelyik változatlanul halad keresztül a lemezkén. A részecske és az atommagok kölcsönhatásának valószínűségét akkor tudjuk meghatározni, ha a teljes effektív kölcsönhatási felülettel számolunk; azzal, amit a fóliához



Céltárgy effektív atommagfelülete: σ .



45-13 ábra

Pontszerű részecskék nyalábjával bombázzák a céltárgy – vékony fólia – atommagjait. A céltárgy egy atommagjának a nyalábra merőleges síkra vett vetületének területe σ . Kölcsönhatás akkor következik be, ha a részecske a σ területen csapódik be.

⁶ Másik analógia: dobáljunk dárdákat egy falra, amelynek egyes pontjaihoz felfűjt léggömböket rögzítettek. Annak valószínűsége, hogy egy dárda egy ballont eltaláljon, függ a felé fordított felülettől, a léggömbök számától és a fal területétől.

közeledő részecske „lát”. Ezt a felületet megkapjuk, ha egy atommag σ hatáskeresztmetszetét megszorozzuk a lemezben lévő atommagok számával. Egy négyzet alakú, ℓ^2 területű, dx vastagságú lemezre az $n\sigma\ell^2 dx$, ahol n az atommagok száma a céltárgy egységnyi térfogatában. A kölcsönható és a beérkező részecskék dN/N aránya egyenlő a céltárgy-magok teljes felülete osztva a fólia ℓ^2 felületével, azaz:

$$-\frac{dN}{N} = \frac{n\sigma\ell^2 dx}{\ell^2} = n\sigma dx \quad (45-33)$$

(Mínusz jel azért van, mert a nyiláb részecskéi távolodnak szóródáskor.)

Integrálva:

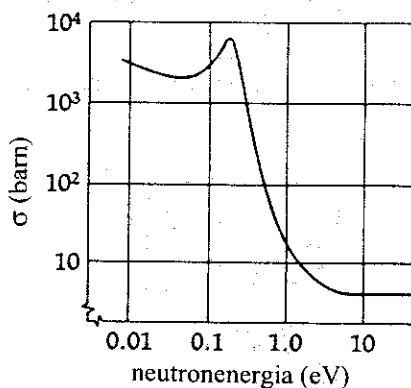
$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\int_0^x n\sigma dx$$

$$\ln N \Big|_{N_0}^N = -n\sigma x \Big|_0^x$$

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -n\sigma x \quad (45-34)$$

Így adódik, hogy $N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (45-35)$

Azoknak a részecskéknek a száma, amelyek a céltárgyba x mélységig kölcsönhatás nélkül hatolnak be, x növekedtével exponenciálisan csökken.



45-14 ábra

A természetes kadmium ${}_{48}\text{Cd}$ neutronbefogási hatáskeresztmetszete a neutronenergia függvényében. A lép-ték mindkét tengelyen logaritmikus. A lassú neutronokra a nagy hatáskeresztmetszet majdnem teljesen a ${}^{113}\text{Cd}$ -nek tulajdonítható. [Forrás: Donald J. Hughes & Robert B. Schwartz, *Neutron Cross Sections*, Brookhaven National Laboratory, July 1, (1958)]

45-12 PÉLDA

A fissionális (hasadási) reaktorokban kadmiumból készült szabályozó rudakat alkalmaznak a fölös számú lassú neutronok elnyelésére, mivel a ${}^{113}\text{Cd}$ izotóp hatáskeresztmetszete lassú neutronokra igen nagy (45-14 ábra). Ez az érték $1,99 \times 10^4$ b, minden ismert anyagénál nagyobb. Számítsuk ki (cm-ben) annak a természetes kadmiumból készült lemeznek a hozzávetőleges vastagságát, amely a felületére érkező lassú neutronok felét elnyeli. A természetes kadmium 12,22%-ban tartalmaz ${}^{113}\text{Cd}$ -izotópot. A természetes kadmium sűrűsége $\rho = 8,65 \text{ g/cm}^3$, molekulatömege pedig $112,41 \text{ g/mol}$.

MEGOLDÁS

Az x vastagságú anyagon áthatoló neutronnyaláb abszorpcióját a (45-34) egyenletből számíthatjuk ki, ha adva van az anyag σ abszorpciós hatáskeresztmetszete. Egységnyi térfogatban a kadmium atommagok n száma:

$$n = \frac{\rho N_A}{(\text{moltömeg})}$$

ahol ρ a sűrűség, N_A az Avogadro-szám. Ennek azonban csak 12,22%-a ${}^{113}\text{Cd}$ -mag, ezért a ${}^{113}\text{Cd}$ magok köbcentiméterenkénti száma

$$n = (0,1222) \frac{\rho N_A}{(\text{moltömeg})} = \frac{(0,1222)(8,65 \text{ g/cm}^3)(6,022 \times 10^{23} \text{ molekula/mol})}{(122,41 \text{ g/mol})}$$

$$n = 5,66 \times 10^{21} \text{ atommag/cm}^3$$

Az x kiszámításához ezt a (45-34) egyenletbe kell behelyettesíteni:

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -n\sigma x$$

$$x = \frac{-\ln(N/N_0)}{n\sigma}$$

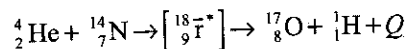
$$= \frac{-\ln(0,5)}{(5,66 \times 10^{21} \text{ atommag/cm}^3)(1,99 \times 10^4 \text{ b})(10^{-24} \text{ cm}^2/\text{b})}$$

$$x = 0,00615 \text{ cm} = 6,15 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

A hatáskeresztmetszet nagyon hasznos fogalom magreakciók leírására, alfa-részek magon történő szóródásának, neutronaktivációs-analízis tárgyalására és még sok más kölcsönhatás leírására.

45.7 Magreakciók

Egy részecskének az (eredetileg nyugalomban lévő) céltárgymagokba való becsapódása során nagyon sokféle magreakció mehet végbe. Először gerjesztett átmeneti mag (compound mag) keletkezik, ami – egy vagy több részecske kibocsátása mellett – azonnal bomlik. Először Rutherford figyelt meg ilyen reakciót 1919-ben; ő azt észlelte, hogy amikor alfa-részek (${}^4_2\text{He}$) haladnak át nitrogénigázon, protonok keletkeznek. A reakció így írható fel:



Az átmeneti mag azonosítása az egyenlet két oldalán a tömegszámegyenlőség megállapítása alapján lehetséges. További példák (az átmeneti mag elhagyásával):

reakció	rövidített jelölés
${}^1_0n + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{11}_3\text{B} + {}^4_2\text{He}$	${}^{14}_7\text{N}(n, \alpha) {}^{11}_3\text{B}$
${}^2_1d + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + {}^1_1p$	${}^6_3\text{Li}(d, p) {}^7_3\text{Li}$
${}^1_1p + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + {}^1_0n$	${}^{13}_6\text{C}(p, n) {}^{13}_7\text{N}$
${}^1_0n + {}^{32}_{16}\text{S} \rightarrow {}^{33}_{16}\text{S} + {}^0_0\gamma$	${}^{32}_{16}\text{S}(n, \gamma) {}^{33}_{16}\text{S}$

Ezekre a reakciókra is érvényes természetesen az energia és az impulzus megmaradásának törvénye. Vegyünk egy olyan általános esetet, amikor x részecske csapódik be a céltárgy X magjába, a reakciótermékek pedig y és Y :



K -val a kinetikus energiát jelölve, a tömeg-energia-mérleg így alakul:

$$E_0 = E$$

$$K_x + m_x c^2 + M_X c^2 = K_y + K_Y + m_y c^2 + M_Y c^2 \quad (45-37)$$

Tárgyalásunkat olyan kisenergiájú reakciókra korlátozzuk, amelyeknél a kinetikus energiát és az impulzust nem relativisztikusan, hanem klasszikusan

tárgyalhatjuk. A reakció Q -ját ki tudjuk számítani, ha a részecskék kezdeti és végső tömeg-energiájának a különbségét (vagy a kinetikus energiák különbségét) vesszük:

$$\text{A REAKCIÓ } Q\text{-JA: } \begin{cases} Q = \Delta mc^2 = m_x + M_x - m_y - M_Y c^2 \\ Q = K_y + K_Y - K_X \end{cases} \quad (45-38)$$

Q pozitív, ha a reakcióban tömeghiány lép fel; ilyenkor a termékek kinetikus energiája nagyobb, mint a kezdeti kinetikus energia, tehát a tömeg-energia egy része kinetikus energiává alakult át. A reakciókat, amelyekben tömeg-energia szabadul fel, *exoerg* (energialeadással járó) reakcióknak nevezzük. Másik fajtája az *endoerg* (energiafelvétellel járó) reakció, amikor Q negatív; tömeg képződött a kinetikus energia rovására.

Abban az esetben, amikor Q negatív, a beérkező részecskének nem a teljes kinetikus energiája vesz részt a reakcióban; egy része a tömegközéppont mozgásához kötődik (9.5 pont). Ha tehát azt kívánjuk, hogy „menjen” a reakció, a kinetikus energiának $-Q$ -nál nagyobbnak kell lennie. A 45C-37. feladatban látni fogjuk, hogy hogyan lehet az energia- és impulzus-megmaradás törvénye alapján a reakciót beindító minimális kinetikus energiát, az $E_{kú}$ küszöbenergiát⁷ kiszámítani.

$$\text{A KÜSZÖBENERGIA: } (Q < 0 \text{ esetben}) \quad E_{kú} = -Q \left(\frac{m_x + M_x}{M_x} \right) \quad (\text{nem-relativisztikusan}) \quad (45-39)$$

45-13 PÉLDA

Milyen nagy energiával kell az alfa-résznek minimálisan rendelkeznie a Rutherford által vizsgált ${}^4_2\text{He} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O}$ reakció elindításához?

MEGOLDÁS

A 45-1 táblázatból a tömegértékek:

	reakció előtt		reakció után
${}^{14}\text{N}$	14,003 072 u	${}^{17}\text{O}$	16,999 131 u
${}^4\text{He}$	<u>4,002 603 u</u>	${}^1\text{H}$	<u>1,007 825 u</u>
összesen	18,005 677 u		18,006 956 u

A végső tömeg nagyobb, mint a kezdeti; a tömegváltozás $\Delta m = -0,001\,279$ u. Ebből a reakció Q -ja:

$$Q = (\Delta m)c^2 = (-0,001\,279 \text{ u}) \left(\frac{931,5 \text{ MeV}}{1 \text{ u}} \right) = -1,19 \text{ MeV}$$

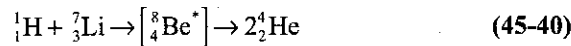
A (45-39) egyenletből a küszöbenergia:

$$E_{kú} = -Q \left(\frac{m_x + M_x}{M_x} \right) = -(-1,19 \text{ MeV}) \left(\frac{18,01 \text{ u}}{14,00 \text{ u}} \right) = 1,53 \text{ MeV}$$

⁷ A kezdeti kinetikus energiának legalább olyan nagyok kell lennie, hogy legyőzze a Coulomb-taszítást és így a magok az egymással való kölcsönhatáshoz elegendően közel kerüljenek egymáshoz.

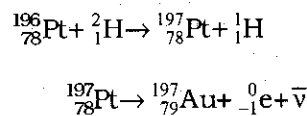
A természetes radioaktív izotópok által kibocsátott legtöbb alfa-rész energiája 4 MeV-nél nagyobb. Tehát azok az alfa részek, amelyeket Rutherford használt, megfeleltek arra a célra, hogy a reakciót elindítsák. A többlet energia a reakciótermékek kinetikus energiájaként jelent meg.

Rutherford kísérletei után sokan próbáltak töltött részecskéket olyan energiára gyorsítani, amellyel atommagreakciókat indíthattak el. 1930-ban J. D. Cockcroft és E. Walton protonokat 0,3 MeV-re gyorsított, s ez elég volt a következő reakcióhoz:



A gerjesztett berillium kb. 10^{-16} s felezési idővel két alfarészre bomlott. Ennek a reakciónak történeti érdekessége, hogy egyik első kísérleti bizonyítéka volt az Einstein-féle $\Delta E = (\Delta m)c^2$ összefüggésnek.

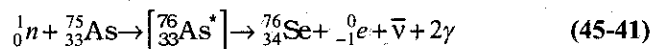
Attól kezdve, hogy lehetségessé vált a mesterséges elemátalakítás, a fizikusok megpróbálták megvalósítani az alkimisták álmát, az aranycsinálást kevésbé értékes fémből. Arany mesterséges előállítása 1936-ban sikerült J. M. Corknak és E. O. Lawrence-nek, a következő reakciókkal:



J. M. Cork szavai szerint azonban „az eredményen érzett örömet beárnyékolta, hogy a reakcióban alkalmazott anyaelem platina volt”.

A neutronok központi szerepet játszanak a nukleáris technikában, mivel nincs töltésük, tehát könnyen áthatolnak a mag felületén; – nagy a hatáskeresztmetszetük a magreakciókban. A 45-15 ábra mutatja, hogy a magba ütköző protonnak magas Coulomb-potenciálgátat kell leküzdenie, a töltött részecskék közül tehát csak a nagy energiával rendelkezők érhetik el az atommagot. Igen szemléletesen mutatja ezt a *neutronaktivációs analízis* néven ismert módszer, amelyben az ismeretlen anyag igen kis mennyiségét koncentrált neutronnaláttal sugározzák be. Az atommagok legtöbbször radioaktív izotópok képződése mellett nyelik el a neutronokat, s az izotópok azonnal bomlanak. Az ismeretlen anyagban lévő elemek a bomlás során kibocsátott karakterisztikus gamma-spektrum alapján azonosíthatók.

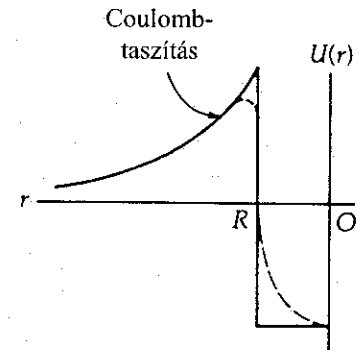
Jó példa a neutronaktivációs analízis alkalmazására az arzén kimutatása a következő reakcióval (l. a 45-14 ábrát):



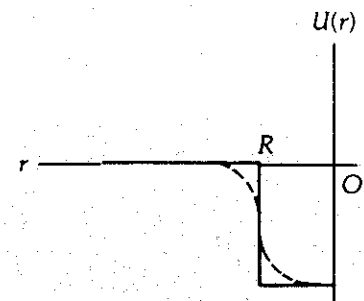
A módszerrel egész kicsiny mennyiségű arzén kimutatható, ezért egyes repülőterek ellenőrző kapuiban neutronaktivációs detektort alkalmaznak a robbanóanyagok felderítésére.

A neutron felfedezése

Már a kezdeti kutatások során tapasztalták egy nagy áthatoló képességű sugárzás megjelenését, amikor alfa-sugárzó anyag kerül érintkezésbe könnyű elemekkel, pl. bórral vagy berilliummal. Először úgy vélték, hogy gamma-sugárzás keletkezik, de 1932-ben J. Chadwick, amikor a sugárzás útjába pa-



- a) A közeledő protonnak a magfelület eléréséhez a Coulomb-taszítást kell legyőznie.



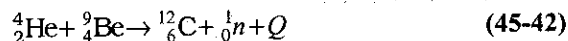
- b) A közeledő neutron nem „lát” gátat maga előtt, ezért könnyen behatol a felületbe.

45-15 ábra

Az atommag-potenciálra az egyszerű négyzetleges potenciálvölgy modellt alkalmazva, különbséget tudunk tenni egy közeledő proton és neutron között. (A tényleges potenciális energia inkább a szaggatott vonallal kihúzott görbének felel meg.)

rafint helyezett, szokatlanul nagy számú proton keletkezését észlelte. Ezt a jelenséget nem lehetett gamma-sugarak hatásával magyarázni. Chadwick arra a következtetésre jutott, hogy az ismeretlen sugárzás olyan *töltés nélküli* részecskékből áll, melyek *tömege* kb. a *protonéval azonos nagyságú*. Amikor egy ilyen részecske a parafinban „telibe talál” egy protonot, akkor ütközéssel átadja neki a teljes energiáját. Chadwick a részecskét „*neutronnak*” nevezte el. Nagy energiájú neutronok – a töltés hiánya miatt – igen áthatoló képesek, több centiméter vastag ólmon is átjutnak.

Nagy energiájú neutronforrás a berilliumpor és egy alfa-sugárzó anyag, például plutónium, keveréke. A következő reakcióban a plutónium alfa-részeinek igen nagy a neutrontermelési hatáskeresztmetszete:

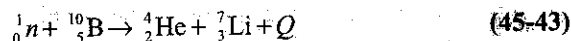


A kis tömegű neutron a termékek kinetikus energiájának legnagyobb részét elviszi, ezért a neutron kinetikus energiája lényegében egyenlő a reakció Q -jának és a beeső alfa-rész kinetikus energiájának összegével. A maximális neutronenergia ebben az esetben kb. 6 MeV.

Töltött részecskék kimutatása

A 42. fejezetben a 42-11 ábrán bemutatott *szcintillációs* detektoron kívül számos olyan módszer létezik sugárzások és részecskék kimutatására, amely a fotonok és töltött részecskék anyagon való áthaladását kísérő ionizációs hatást használja fel. A 45-16 ábrán látható közismert *Geiger-számláló* kisnyomású gázzal töltött fémcső. A cső és a tengelyében húzódó fémszál közé nagyfeszültséget ($\sim 10^3$ V-ot) kapcsolnak. A kamrán áthaladó töltött részecskék az útjukba kerülő gázatomokat ionizálják. Az erős elektromos tér a keletkezett elektronokat gyorsítja, s ezek újabb atomokat ionizálnak. Elektronlavina áll elő, ami az elektronoknak a fémszálhoz érkezésekor feszültségülkést eredményez. *Félvezető detektorok*, például szilíciumkristály, segítségével ehhez hasonlóan a töltött részecskék által kiváltott vezetési elektronok okozta impulzust detektálják. Ezek a szilárd félvezető detektorok nagyon hasznosak olyan vizsgálatokhoz, ahol lényeges a kis méret.

A neutron elektromos semlegessége miatt, anyagon való áthaladásakor nem ionizál. A neutrondetektorok egyik fajtájában a bór nagy neutronabszorpciós hatáskeresztmetszetét használják fel: a reakcióban nagyenergiájú alfa-részek keletkeznek, jelentékeny ionizációs hatással. Gyakran alkalmaznak bórt trifluorid (BF₃) gázzal töltött csövet, melyben a következő reakció megy végbe:

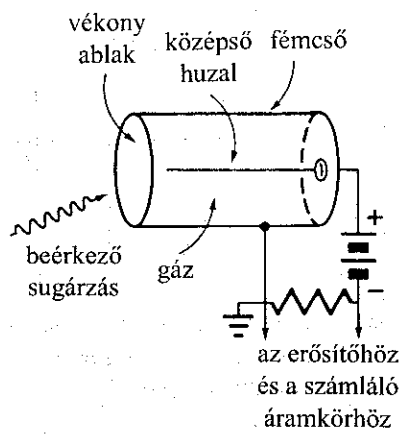


Radioaktív kormeghatározás

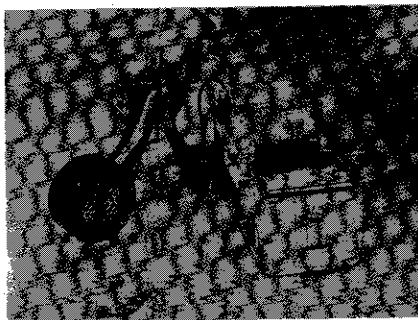
Neutronreakció segítségével történik ősi szerves anyagok radioaktív kormeghatározása. A felső légrétegekben a kozmikus sugárzás neutronjai és a közönséges ¹⁴N nitrogénizotóp kölcsönhatása következtében radioaktív ¹⁴C szénizotóp keletkezik



A ¹⁴C felezési ideje 5730 év, ami jóval kisebb, mint amióta a képződése tart. Egyensúlyi koncentráció alakul ki: a képződési sebesség és a bomlási sebesség egyenlő. Kb. egy ¹⁴C-atom jut minden 1012 darab stabil ¹²C és ¹³C izo-



a) Egyszerű végablakos Geiger-cső



b) Hordozható telepes Geiger számlálóval mérik egy urántartalmú ásvány, a szurokérc radioaktivitását.

45-16 ábra

Geiger-Müller (GM)- számláló, egyszerűbb nevén Geiger-számláló.

tópra. Kémiai szempontból a radioaktív izotópok viselkedése nem tér el a stabil izotópokétól, ezért amikor az élő növények és állatok a szénét a táplálékkal felveszik, szervezetükben a radioaktív izotóp meghatározott arányban halmozódik fel. Az elhalt szervezetek nem táplálkoznak, ezért a bennük lévő ^{14}C relatív koncentrációja a bomlás miatt lassan csökken. A reakció:



A radiokarbon kormeghatározást tehát az teszi lehetővé, hogy az idő múlásával a szerves anyagok radioaktivitása csökken. A ^{14}C bétabomlásának kis energiája és a minták csekély radioaktivitása miatt a módszer pontossága korlátozott: 5000 évre számítva a bizonytalanság ± 50 év. A módszer megbízhatósága azon múlik, hogy vajon igaz-e, hogy a ^{14}C -termelés időben állandó. A kapott adatokat összevetették ásatásokból származó, ismert korú minták vizsgálatának eredményével, és azt találták, hogy az eljárás jó eredményeket szolgáltat.

45-14 PÉLDA

Régészek egy ókori tűzrakásból visszamaradt hamut vizsgálnak. A hamuból származó szén radioaktivitása csak az egyharmada annak, amit jelenkori növényekben mérnek. Számítsuk ki az óskori tűzhely korát.

MEGOLDÁS

A radioaktív bomlásban résztvevő anyag aktivitását a (45-10) összefüggésből számíthatjuk ki:

$$A = A_0 e^{-(\ln 2/T_{1/2})t}$$

Fejezzük ki ebből t -t:

$$t = \ln\left(\frac{A_0}{A}\right) \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{(\ln 3)(5730 \text{ év})}{\ln 2} = 9082 \text{ év}$$

45.8 Az atomenergia

A 45-4 ábra az egy nukleonra jutó kötési energia görbéje. Ennek alapján megérthetjük, melyek a magreakción alapuló energiatermelés alapelvei. A kötési energia felszabadulását akkor várhatjuk, ha a reakcióban olyan termék keletkezik, amelyik közel esik a csúcshoz. A **maghasadás** (fissziós reakció) során a nagy tömegű magból kisebb tömegűek keletkeznek, miközben sok energia szabadul fel. A másik fajta, **fúziós reakció** során kistömegű nuklidok kapcsolódnak össze nagyobbakká. Ezt a reakciót is energiafelszabadulás kíséri. A két folyamat azonban nagyon különböző.

Atommaghasadás

Az urán minden természetben előforduló izotópja, és a legtöbb nehéz nuklid hajlamos a spontán maghasadásra. A 45.10. példából kiderül, hogy milyen hatalmas energiák szabadulnak fel ilyenkor. A maghasadáson alapuló atomreaktor sokféle reakció során termelhet energiát, azonban jelenleg a legtöbb reaktorban ^{235}U izotópot használnak „fűtőanyagként”. A természetes urán ezt az izotópot csak 0,72%-ban tartalmazza, míg a ^{238}U izotópot 99,27%-ban, a ^{234}U izotópot viszont csak 0,005%-ban. A reaktorokat természetes uránnal is üzemeltethetnénk, hasznosabb azonban, ha növeljük a ^{235}U koncentrációját. A „dúsítást” költséges gázdifúziós folyamattal végzik; amivel 90% ^{235}U tartalmú anyag állítható elő.

Az energiatermelés első lépéseként a ^{235}U -ból neutronbefogással ^{236}U keletkezik. A 45-10 példában láttuk, hogy a ^{236}U azonnal hasad. Ennek során két vagy három újabb neutron keletkezik, ami nagyon heves láncreakciót indít el. A többletneutronok eltávolításáról gondoskodniuk kell, ha a hasadás sebességét kontrollálni kívánjuk. Konstans reaktorteljesítmény eléréshez pontosan egy neutron szabad csak felhasználni újabb hasadás előidézéséhez. Az eltávolított neutronok radioaktív bomlást szenvednek vagy pedig elnyelődnek a szabályozó rudakban.⁸ Ezek kadmiumból vagy más nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszettel rendelkező anyagból készültek. Szerencsére a felszabaduló neutronoknak 1%-a nem „prompt”, hanem „késleltetett” – ezek ugyanis olyan neutronban gazdag hasadási termékekből származnak, amelyek élettartama másodperc vagy perc nagyságrendű. Ezeknek a késleltetett neutronoknak a jelenléte teszi lehetővé, hogy egyszerű mechanikai módszerrel, szabályozó rudakkal avatkozhatunk be a folyamatba. Az energiatermeléshez felhasznált urán mennyisége csekély, az erőművek azonban egyre növekvő mértékben merítik ki a világ uránkészletét.

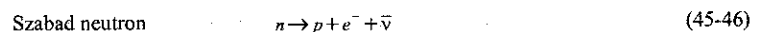
45-15 PÉLDA

Egy átlagos atomerőmű teljesítménye kb. 1000 MW. Tegyük fel, hogy az össz-hatásfok 40%, és minden egyes hasadás 200 MeV hőt termel. Számítsuk ki a napi ^{235}U -fogyasztást!

MEGOLDÁS

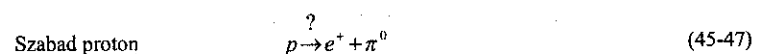
A feltételezett 40% hatásfok mellett a hasadási folyamatban 1000 MW hasznosítható elektromos teljesítményhez szükséges hasadási energia:

⁸ A szabad neutron nem stabil, átlagosan 900 s felezési idővel bomlik:



A magban a neutron stabilitását a Pauli-elv biztosítja. Alapállapotban a mag legalacsonyabb energianívóiba vannak töltve. A fenti reakcióban képződő protonoknak ezért magasabb, még betöltetlen szintekre kellene kerülni, de ehhez a legtöbb protonnak nincs elég energiája. A magneutronok tehát a Pauli-elv miatt nem bomlanak.

Egyes újabb elméletek szerint a szabad proton sem stabil, élettartama 10^{30} év vagy annál hosszabb. A javasolt reakciók közül a legvalószínűbb:



Ezt nehéz kísérletileg kimutatni, annyi azonban bizonyos, hogy az élettartam nem lehet 10^{32} évnél rövidebb – ez 10^{22} -szer több, mint az az idő, ami a világegyetem keletkezése, a Nagy Robbanás (Big Bang) óta eltelt. Az annihilációnak tehát nincs közvetlen esélye.

$$\frac{1000 \text{ MW}}{0,40} = 2500 \text{ MW} = \left(2,5 \times 10^9 \frac{\text{J}}{\text{s}} \right) \left(\frac{86400 \text{ s}}{\text{nap}} \right) = 2,16 \times 10^{14} \frac{\text{J}}{\text{nap}}$$

A hasadások száma naponta:

$$\left(2,16 \times 10^{14} \frac{\text{J}}{\text{nap}} \right) \left(\frac{1 \text{ maghasadás}}{200 \times 10^6 \text{ eV}} \right) \left(\frac{1 \text{ eV}}{1,602 \times 10^{-19} \text{ J}} \right) = 6,74 \times 10^{24} \text{ nap}^{-1}$$

Ennyi ^{235}U -atommag használódott el; tehát az egy nap alatt elfogyasztott ^{235}U tömege:

$$\left(6,74 \times 10^{24} \frac{\text{atommag}}{\text{mol}} \right) \left(\frac{235 \text{ g/mol}}{6,02 \times 10^{23} \text{ mag/mol}} \right) = 2631 \text{ g/nap} = 2,63 \text{ kg/nap}$$

Összehasonlításképpen: egy szénüzemű hőerőmű ugyanekkora elektromos teljesítmény előállításához naponta 6×10^6 kg szenet fogyaszt.⁹

Atomreaktor. Atomreaktorok tervezéséhez nagyon sok problémát kell megoldani. A hasadás során felszabadult neutronok például „gyors” neutronok; energiájuk ~ 1 MeV és ~ 15 MeV között van. A ^{235}U abszorpciós hatáskeresztmetszete csak lassú neutronokra nagy; olyanokra, melyek energiája ennek töredéke, kb. 1 eV. A hasadási neutronok lassításához *moderátorokat* alkalmaznak – olyan atomokat, melyek tömege közel van a neutronéhoz, így ütközés során sok energiát tudnak átvenni a neutronoktól. Ideális anyag a ^1_1H volna, azonban ez maga is elnyel neutronokat, a célra tehát nem a legalkalmasabb. A következő a sorban a deutérium ^2_1H , ennek a neutronbefogási hatáskeresztmetszete kicsi, ezért a *nehésvíz*, amelyben az ^1H atomot ^2H helyettesíti, megfelelő moderátor. Másik lehetőség a nagyon tiszta szén, ^{12}C . Nagyon fontos itt a tisztaság, mivel sok elem – köztük maguk a hasadási termékek is – elnyelnek neutronokat. A reaktor felületén is elszöknek neutronok; ez további veszteséget jelent. A *kritikus tömeg* a hasadó anyagnak az a legkisebb tömege, amely még fenn tudja tartani a láncreakciót. Ez függ a nukleáris fűtőanyag típusától, a *dúsítás* fokától, a moderátortól, és a moderátor körül elhelyezett fűtőelemek *geometriájától*. Tiszta ^{235}U kritikus tömege 3 kg, ha moderátornak közönséges vizet alkalmaznak.

Mivel minden hasadásból csak egy neutront hasznosítanak a láncreakció fenntartásához, a többit felhasználják arra, hogy közönséges ^{232}Th -ból és ^{238}U -ból hasadó ^{233}U és ^{239}Pu izotópot állítsanak elő. Ezek a berendezések a *szaporító vagy tenyésztő reaktorok*, amelyek elegendő fűtőanyagot termelnek a működés szintentartásához, és ezen túlmenően más reaktorok számára kb. tíz évre elegendő hasadó anyagot állítanak elő.¹⁰ Két oka van annak, hogy a plutóniumtermelő reaktorok működését korlátozzák. Az egyik ok a plutónium nagyfokú veszélyessége. A másik ok az, hogy ha a termelt plutónium

⁹ 1986-ban a nukleáris erőművek részaránya az Egyesült Államok elektromos energiatermelésében 16,6% volt, a szénüzeműeké 55,7%. (A többi energiát kőolajból, földgázból, vízierőművekből és más forrásokból nyerték.) Ahhoz, hogy ennek méretét el tudjuk képzelni, közöljük, hogy az USA **napi** elektromos energia termelésének fedezésére 197 mérföld hosszúságú szenesvagonokból álló szerelvényt kellene megtölteni. Az USA **napi** kőolajszükségletének fedezésére ugyanebben az évben (1986-ban) 301 mérföld hosszú, olajtartályokból álló vonatra lett volna szükség!

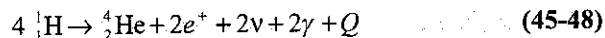
¹⁰ Ez persze nem jelent végnélküli üzemanyag termelést, az induláshoz szükséges alapfűtőanyag nem nélkülözhető, azonban a szaporító reaktor az elérhető készleteket mintegy megszázsorozza.

(vagy más nukleáris fűtőanyag) terroristák kezébe kerül, azok felhasználhatják zsarolásra, vagy valamilyen nagyon egyszerű pusztító fegyver előállítására. Ez a veszély a reaktorok számának növekedésével egyre nagyobb lesz.

A reaktorok hőt termelnek, ezzel azután elektromos generátorokat hajtó gőzturbinákat üzemeltetnek. Különleges gondként jelentkezik, hogy a reaktor szerkezeti elemeinek el kell viselniük a nagyerejű sugárhatást, másrészt a hőt, a reaktor magjától a turbinához közvetítő meleg folyadékot, el kell szigetelni a környezettől. A reaktormagban bekövetkező bármilyen mechanikai törés a környezetre végzetes radioaktív szennyezést idézhet elő. A nagy élettartamú, erősen radioaktív hasadási termékek biztonságos elhelyezése is komoly probléma. Egy reaktor átlagos élettartama harminc év körül van a szerkezeti anyagok radioaktivitás okozta gyengülése miatt. (Egy nagyobb atomerőmű szétszerelése nem kis költséggel jár!) A tudományos kutatási célokra használt reaktorok nagyintenzitású neutron- és gammasugár-nyalábjaikat alkalmazzák a legkülönbözőbb vizsgálatokhoz a biológiában és az orvostudományokban. A bennük képződő radioaktív elemek ugyancsak felhasználhatóak biológiai vizsgálatokra, mert vándorlásuk a szervezetben nyomon követhető.

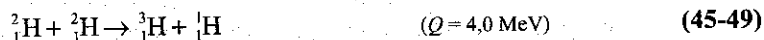
Atommagfúzió

A Naptól és a többi csillagból sugárzott energia forrása a fúzió, azaz a könnyű atommagok összekapcsolódása. A Nap és a Naphál hidegebb csillagok fő energiaforrása *proton-proton-ciklus*nak nevezett fúziós reakciólánc. Ennek végeredménye az, hogy négy proton összekapcsolódása ${}^4_2\text{H}$ atomot, két pozitront, két neutrínót és két gammakvantumot eredményez:

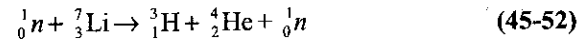


A 45C-39 feladatban látni fogjuk, hogy összesen 27,7 MeV energia szabadul fel; nukleononként 6,9 MeV, szemben a hasadási reakciókban nyert 1 MeV/nukleon energiával. Vélhetőleg a Naphál melegebb csillagokban a fő energiaforrás a *szénciklus* (lásd a 45B-17 feladatot).

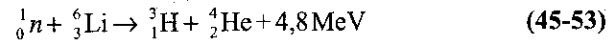
Rendkívüli haszonnal jár majd, ha ténylegesen sikerül fúziós reaktorral energiát termelni. A fúziós reakció során – a hasadással szemben – sokkal kisebb a radioaktív hulladékok elhelyezésének a problémája. Nem termelődik fegyverként felhasználható anyag, és attól sem kell tartani, hogy „megszalad” a reaktor, és baleset következik be. Nagyon fontos szempont, hogy ez a fűtőanyag olcsó, mert a tengervízben és tavakban található természetes deutérium használható fel. A reakciók lehetséges sorozata a következő:



Önmagában is érdekes az utolsó reakció, amelyben trícium szerepel, mert ez szolgáltatja a legtöbb energiát. A trícium a természetben nem fordul elő nagyobb mennyiségben, mivel radioaktív (béta-bomló, 12,3 év felezési idővel). Mesterséges előállítása rendkívül költséges: ára kb. 2 millió dollár kg-onként! Figyelemreméltó az a javaslat, mely szerint a reaktormagot olvadt lítiummal kellene körülvenni. A reaktorban termelődött nagyenergiájú neutronok elnyelődnek a lítiumban, miközben felmelegítik. Ezzel a hővel fejlesztene gőzt az elektromos energia előállítására. Még egy előnye van a dolognak; a neutronok tríciumot termelnek a következő reakciókkal:



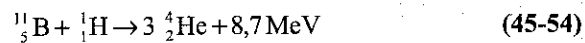
(gyors) (lassú)



(lassú)

A trícium egy körfolyamattal fűtőanyagként visszajuttatható a reaktorba; ez egy fajta szaporító reakció, melynek folyamán az olcsó lítiumból tríciumot állítanak elő.

A fúziós reakcióknak nincs hasadási termékük, azonban jelentékeny mennyiségben állítanak elő radioaktív tríciumot, ezen kívül a neutronok a szerkezeti elemekben radioaktivitást indukálnak; így a radioaktív veszélyeztetettség fennáll. Ez a veszély elhárítható egy érdekes reakció kihasználásával, amelyben a természetben bőségesen előforduló bórt és hidrogént reagáltatják:

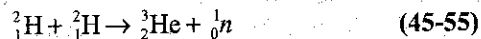


Ezt *termonukleáris* hasadásnak is nevezik. Több hasadási terméket is eredményez. Megvan arra is a remény, hogy a nagyenergiájú alfa-részekkel – gőztermelés, turbina és generátor nélkül – közvetlenül tudnak majd elektromos energiát előállítani. A fő akadály az, hogy a reakció elindításához, a Coulomb-gát legyőzéséhez 3×10^9 K hőmérsékletet kell elérni.

A 45-16 példában összehasonlítjuk a fúziós energiatermelést és az ásványi fűtőanyagok elégetésével végzett energiaelőállítást. A reakció reaktorban még nem végezhető el, azonban a példából látható, hogy a fúziós folyamatokban nagy lehetőségek rejlenek.

45-16 PÉLDA

Számítsuk ki az egy liter tengervíz természetes deutérium-tartalmából ideális esetben nyerhető energiát a következő reakció alapján:



A deutérium a természetes hidrogénben 0,015%-ban jelenlévő stabil izotóp. (Egy liter vízből jelenleg kb. 3 cent költséggel lehet a deutériumot tartalmazó vízmolekulákat kivonni.)

MEGOLDÁS

Számítsuk ki először a reakció Q-ját. A reakció végén a tömeghiány:

induló tömeg		végső tömeg	
2 ${}^2\text{H}$	2(2,014 102 u)	${}^3\text{He}$	3,016 029 u
		1n	<u>1,008 665 u</u>
összesen	4,028 204 u		4,024 694 u

A tömeghiány 0,003 510 u; ezt átszámítjuk energiára:

$$Q = (\Delta m)c^2 = (0,003 510 \text{ u}) \left(\frac{931,5 \text{ MeV} / c^2}{1 \text{ u}} \right) c^2 = 3,27 \text{ MeV}$$

illetve joule-ban:

$$Q = (3,27 \times 10^6 \text{ eV}) \left(\frac{1,602 \times 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}} \right) = 5,24 \times 10^{-13} \text{ J}$$

1 liter vízben a vízmolekulák száma: $(6,03 \times 10^{23} \text{ molekula/mol})$ $(103 \text{ g/l}) [1/(18 \text{ g/mol})] = 3,36 \times 10^{25}$ A ^2H -magok száma ebben – figyelembe véve, hogy a reakcióban 2 darab ^2H -mag szerepel: $(3,36 \times 10^{25} \text{ molekula/l}) (2\text{H-mag/molekula}) (0,00015 \text{ } ^2\text{H/H}) = 1,004 \times 10^{22}$ Egy liter vízből nyerhető teljes energia tehát:

$$\left(\frac{1,004 \times 10^{22} \text{ } ^2\text{H/l}}{2 \text{ } ^2\text{H/reakció}} \right) \left(5,24 \times 10^{-13} \frac{\text{J}}{\text{reakció}} \right) = 2,63 \times 10^9 \text{ J/l}$$

Ennek az energiának a nagyságát jobban érzékeljük, ha összehasonlítjuk 1 l benzin elégetésekor felszabaduló energiával, ami kb. $3,4 \cdot 10^7 \text{ J/l}$. Mivel

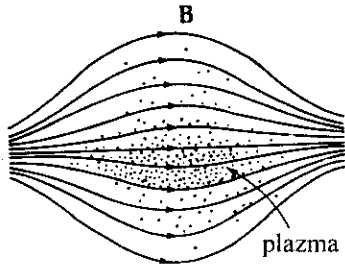
$$\frac{2,63 \cdot 10^9 \text{ J}}{3,4 \cdot 10^7 \text{ J/l}} = 77,31$$

ez azt jelenti, hogy 1 l normál tengervíz fúzió energia tartalma kb. 77 l benzin kémiai energiájával egyenlő.

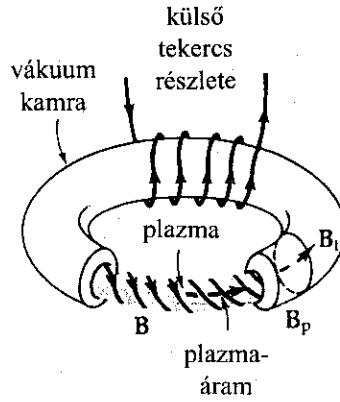
A töltések összetartása. Az atommagok pozitív töltésűek, ezért ha azt akarjuk, hogy a Coulomb-taszítást legyőzve olyan közel jussanak egymáshoz, hogy a rövidtávú vonzóerők érvényesüljenek – azaz végbemenjen a fúzió – akkor a magoknak igen nagy kinetikus energiát kell adni. A mai nagyenergiájú gyorsítóberendezésekkel könnyű nagy sebességet előidézni, de itt az is elengedhetetlen, hogy az ütközések gyakoriak legyenek. Meg kell oldani tehát, hogy a fúzióhoz szükséges igen nagy, durván 200-400 millió K hőmérsékletet az elérhető legnagyobb sűrűségű plazmában állítsuk elő. John D. Lawson vezetett le erre egy összefüggést; szerinte akkor önfenntartó a reakció, ha teljesül a *Lawson-kritérium*: $n\tau > -10^{20} \text{ sm}^{-3}$, ahol n a kölcsönhatásban résztvevő részecskék sűrűsége, és τ az összetartási idő.

Jelenleg kétféle összetartási mechanizmus látszik megvalósíthatónak. Az egyik a **mágneses összetartás**, amikor a magokból és elektronokból álló semleges plazmát „mágneses palackba” zárják. (A behatároló erők nagyságának megértéséhez nézzük meg a 30. fejezetben a 30-6 ábrát). Az az egyszerű elrendezés, amelyet a 45-17a ábrán mutatunk be, a végeken „lyukas”. Ennek javított változatában, amelyet a Szovjetunióban fejlesztettek ki, a végeket toroid alakban összezárják (45-17b ábra). A készülék neve *tokamak* – ez olyan betűszó, amely a „tórusz”, „kamra” és „mágneses” szavak orosz változatának összevonásából keletkezett. A forró plazma nem érhet a vákuumkamra falához; nem azért mert az esetleg megolvad, hanem mert a folyamat a fúziós hőmérséklet elérése előtt „befagy”. A koncentrált plazma fúziós hőmérsékletre való felmelegítésére több megoldást javasoltak: erős áram átbocsátását, bombázást semleges részecskékkel, összenyomást igen erős mágneses térrel vagy a rádiófrekvenciás fűtést.

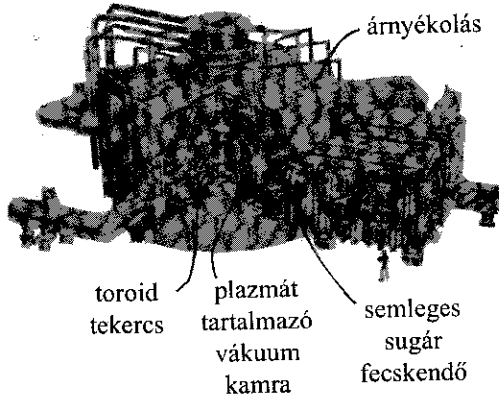
Egy másik módszer neve **tehetetlenségi (inerciális) összetartás**. Egy fűtőanyagból készült, kb. 1 mm átmérőjű kis gömböt felrobbantanak úgy, hogy egyszerre minden oldalról bombázzák igen nagy energiájú lézernyalábokkal. A keltett lökéshullám befelé terjed, az anyag sűrűségét kb. az ezerszeresére növeli, ez fűti fel a gömböcske magját a kívánt hőfokra. A fúziós feltételek – a mag tehetetlensége folytán – 10^{-11} – 10^{-9} s ideig fennmaradnak, majd ezután a nagy nyomás szétfújja a gömböcskét. A számítások szerint – ha sikerül jó hatásfokot elérni – akkor egy 1000 MW-os erőmű üzembentartásához elegendő másodpercenként 10 gömböcske.



- a) Egyszerű „mágneses tükör” erőterek konfiguráció. A mozgó töltött részecskéket a rájuk ható mágneses erő „visszatükrözi” a két végről a közép felé. Sajnos a végek nem zárnak tökéletesen, ugyanis az erővonalakkal párhuzamosan haladó részecskék nem „éreznek” eltérítő erőt.



- b) A tokomakban az (a) szerinti elrendezés tartálya egy toroid. A toroid tengelyében futó B_t toroidális mezőt a külső tekercsben folyó áram idézi elő. Magában a plazmában folyó áram a B_p poláris mezőt hozza létre (ez egyúttal a plazma fűtését is segíti). A két mező kombinációja az összetartási karakterisztikát is javító, B spirálisan futó mezőt eredményezi.



- c) Tokomak Fúziós Kísérleti Reaktor (Tokomak Fusion Test Reactor TFTR) Princetonban (New Jersey). A plazmát egyrészt a benne indukált árammal fűtik; ehhez járul az a hő, melyet a belövellt nagysebességű semleges atomok idéznek elő.

45-17 ábra

Vázlatos rajz; atommagokból és elektronokból álló forró plazma összetartása fúziós reakcióhoz.

A könyv írása idején (1989-ben) üzemelt olyan kísérleti reaktor, amellyel elérték az *áttörési pontot*, azt az állapotot, amikor a termelt fúziós energia éppen elegendő a fúzió beindításához. Nem tudtak még *gyűjtést* produkálni, vagyis olyan feltételeket, melyeknél a plazma maga táplálja a termionukleáris reakciót. Nagyon súlyos mérnöki feladatokat kellene még itt megoldani, de van rá remény, hogy – nemzetközi összefogással – a fúziós folyamat megvalósítható.

A RÉSZECSEFIZIKA TÖRTÉNETE ÉS JELENLEGI ÁLLÁSA

Thomas Ferbel
(University of Rochester)

*Heteken és hónapokon át hajóztunk
(négy hetet együtt hónapnak mondunk)
De eddig még soha (itt a kapitány beszél)
A Snarknak még szagát sem hozta felénk a szél.*

LEWIS CAROLL
(Snark vadászat, 1891)

Bevezetés

Az anyag szerkezetének és a vele kapcsolatos törvényszerűségeknek felderítése mindig foglalkoztatta a tudósok fantáziáját. Növelve azoknak a berendezéseknek az energiáját, amelyek egyre finomabb és finomabb felbontást tettek lehetővé, új és meglepő jelenségeket sikerült felfedezni. Századunk tudományos felfedezései lélegzetelállítóak, azonban a modern fizika forradalmának egyik legjelentősebb teljesítménye mégis az, hogy a már elfogadott fizikai elveket a kísérleti megfigyelések egyre nagyobb mennyiségű és egyre változatosabb tényeire lehetett alkalmazni. Kiderült, hogy világegyetemünk kis számú fundamentális objektumból áll össze. Az objektumok négyféle olyan erővel hathatnak egymásra, amelyek első pillantásra teljesen különböznek egymástól. A behatóbb vizsgálat alapján van rá remény, hogy kiderítjük: itt egyetlen alapvető törvény különböző megnyilvánulásairól van szó.

Ha az eget kezdjük el vizsgálni, felfedezzük a naprendszerben a gravitációt; hatalmas tömegek vonzzák egymást irdatlan távolságokból. A sokkal erősebb elektromágneses, nukleáris és gyenge kölcsönhatási erőknek éppen csak a jeleit érzékelhetjük. Az elektromágneses erő a gravitációhoz hasonlóan négyzetesen csökken a távolsággal, azonban a nagy testeknek alig van eredő töltésük, így az elektromágnesség óriási szerepét csak akkor érzékeljük, ha a testeket atomi vagy molekuláris méretekben vesszük szemügyre. A másik két erő rendkívül kis távolságon hat, ezért észlelésükhöz az atommagba kell behatolnunk. A gyenge kölcsönhatás ezen felül csak bizonyos instabil magok és részecskék bomlásakor nyilvánul meg.

Az eddig tanultak alapján kiderült, hogy az atomok világát, a kondenzált anyagot, a kémiai jelenségeket az elektromágnességre alkalmazott kvantummechanika segítségével tudjuk megmagyarázni. Az atommag igen nagy stabilitása csak akkor érhető, ha olyan nagy vonzóerőt tételezünk fel, amely képes a pozitív töltésű protonok között ható elektromos taszítást le-

győzni. Ez az új erő független az elektromos töltéstől. De akkor honnan származik? Lehet-e ez az anyagnak belső tulajdonsága, mint az elektromos töltés, amely a Coulomb-törvény alapját képezi, vagy pedig valamilyen fundamentális tulajdonságok kiegyensúlyozódása után megnyilvánuló *maradék* (remanens) hatás. Ez utóbbira példa egy semleges molekula, ahol az elektromos töltések összege zérus, de a töltéseloszlás egyenlőtlen, így a molekulák elektromosan vonzzák egymást. Részecskefizikai kísérletek alapján arra hajlunk, hogy a magerő inkább reziduális, maradék jelenség.

A részecskefizika utóbbi harminc év alatt elért eredményei lenyűgözőek. Az új nagyenergiájú gyorsítóknak sokféle és nem is sejtett részecske egész „állatseregletét” produkálták. Ezek természetesen nevet kaptak, és görög betűkkel jelölték őket, pl. müon (μ), pion (π), lambda (Λ), szigma (Σ), stb. míg ki nem merítették az egész görög ábécét. Mindegyik instabil – élettartamuk $\sim 10^{-23}$ s-től $\sim 10^{-6}$ s-ig terjed. A felfedezésáradat zavarbaejtő volt. Akkor lehetett elvi megfontolások alapján csoportosítani, „családokba” sorolni őket, amikor lényeges hasonlóságokat állapítottak meg a különböző részecskék között. Kialakult valamiféle rend, azonban az egész még mindig nagyon bonyolult volt.

A részecskefizikusok arra voltak kíváncsiak, hogy a sok, alapvetőnek tartott részecskét nem lehet-e előállítani néhány még elemibb objektumból. A jelenlegi elmélet éppen itt tart: a többszáz részecskét úgy írja le, mint néhány **kvark** és bizonyos „hírnökök” (messengers), **gluonok** (ragasztók) kombinációját. Az új alkotórészek tulajdonságainak furcsa neveket adtak, pl. *szín* és *íz* (angolul: color, flavor) [hatféle íz, zamat van, ezek közül egyik elnevezése *ritkaság* (strangeness), a másiké *báj* (charm)]. Ezeket a szavakat persze nem a szokásos módon kell értelmezni, csak az alkotórészeket jellemző kvantumszámok megjelölésére valók.

A legújabb felfedezések, és azok elméleti értelmezése alapján megalkották a **Standard Modellt**, ami egyelőre nem teljes elmélete a részecskefizikának, azonban összhangba hozható az ismert elemi részecskék összes kölcsönhatásával. Az elmélet tárgyalása előtt a részecskék három olyan jellemzőjét ismertetjük, amelyek lehetővé teszik tulajdonságaik alapján történő besorolásukat. A nagyszámú felfedezett részecskét a Standard Modell alapján néhány csoportba tudjuk sorolni.

1. **Spin.** A *fermionok* (\hbar -egységben mérve) *feles spinű részecskék*, és a Pauli-elvet (44.6 pont) követik. Adott kvantumállapotban tehát csak egy fermion lehet, így egyszerre csak egy nem keletkezhethet belőlük. A *bozonok* egész *spinűek*, nem követik a Pauli-elvet, ezért akárhány bozon ugyanazt a kvantumállapotot foglalhatja el, és nagyenergiájú ütközés során akár mennyi létrejöhet egyszerre.
2. **Fundamentális kölcsönhatások.** Minden olyan objektumra, amelynek energiája (és ezzel ekvivalens tömege) van, hat a gravitációs erő. Az elektromos töltéssel bíró testek alá vannak vetve az elektromágneses hatásnak is. Azokat a részecskéket, amelyek a *gyenge és az erős* kölcsönhatást „érik”, **hadronoknak** nevezzük. A *csak gyenge* erők közvetítésével egymásra ható részecskék a **leptonok**. A hadronoknak két típusa van, a *barionok* és a *mezonok*, a különbség köztük az, hogy a barionok fermionok és a mezonok bozonok. A legegyszerűbb barionok a proton és a neutron. Minden barionnak *barion-kvantumszáma* van – ez azt jelenti, hogy az összes barion olyan anyagfajtából van összetéve, mint a hidrogénatom magja. A mezonok barionszáma zérus. Minden fermion és néhány bozon *konzervatív* – megmaradó – kvantumtulajdonságokkal rendelkezik, olyanokkal, melyek nem keletkezhetnek, illetve nem semmisíthetők meg. Például, ha nagyenergiájú ütközés során új barion keletkezik, akkor ott mindig létre kell jönnie egy *antibarionnak* is.

45-5 táblázat Elemi részecskék típusai

részecskék	gyenge kölcsönhatás	erős kölcsönhatás	ütközés során képződnek
	(leptonok)	(hadronok)	
fermionok	leptonok	barionok	antifermion – fermion párok
bozonok*	nem észlelték	mezonok	egyszerre csak egy ⁺

* a fundamentális bozonokat a 45-6 táblázat sorolja fel
⁺ ha nem mond ellent más, speciális (báj, ritkaság) tiltó szabályoknak

3. Részecske-antirészecske-szimmetria. Minden részecskéhez rendelhető egy antirészecske ellenpár, azonos spinnel és ellentétes előjelű elektromos töltéssel és barionszámmal. Az antirészecskét azonos szimbólummal jelöljük, mint a párját, de a szimbólum felett vonással; az antiproton jele tehát \bar{p} . Amikor antirészecske halad át az anyagon, ionizáció folytán energiát veszít, lelassul és ha részecskével találkozik szétsugárzódik. A részecske-antirészecske rendszer nyugalmi tömege kisebb nyugalmi tömegű részecskék tömegébe megy át, amelyeknek a kinetikus energiája nagyobb. Rejtély még, hogy a természetben, a mi univerzumunkban miért főleg anyag van, és nem antianyag; ez is egyike azon kihívásoknak, amelyek ma is foglalkoztatják a fizikusok és csillagászok fantáziáját.

A 45-5 táblázatban az ismertetett elnevezések alapján osztályoztuk a részecskéket. A Standard Modell szerint minden, a természetben észlelhető kölcsönhatás leírható hatféle lepton, hat kvark és ezek antirészecskéi – ezenkívül hat fundamentális bozon segítségével.

Új korszak kezdete

A részecskefizika új korszakának kezdetét olyan felfedezéshez kapcsolhatjuk, amely hasonló Rutherford kísérletéhez, mellyel kimutatta a koncentrált, nagytömegű atommag létezését. Itt elektronok szóródtak protonokon. Rutherford alfarészek nagyszögű szóródását észlelte arany-atommaggal történt ütközés után (ehhez természetesen hozzátartozott a nagy impulzusváltozás is). Ez utóbbi ellentmondott a várakozásoknak, és ugyanígy történt a stanfordi lineáris gyorsítócentrumban (Stanford Linear Accelerator Center, a továbbiakban SLAC), ahol az elektronok sokkal gyakrabban szóródtak nagyobb impulzuscserevel, mint amilyen a protonon belüli egyenletes töltéloszlásból következett volna. A mért eloszlás alapján arra következtettek, hogy a proton töltése olyan egészen kicsi tartományokban koncentrálódik, amelyek a proton teljes méreténél legalább százszor kisebbek.

Ez a felfedezés a SLAC-ban – más, az elemi részecskékre vonatkozó tapasztalatokkal együtt – azt jelezte, hogy a nukleonok is (igen hasonlóan az atommaghoz) alkotórészekből tevődnek össze. A meglepetés az volt, hogy az összetevők, a kvarkok az elemi töltés törtrészeivel rendelkeznek és barionszámuk is törtszám. A további kísérletekből kiadódott, hogy a nukleonokban a pontszerű töltéssel bíró kvarkok mellett szintén pontszerű, semleges gluonok is találhatóak. (*Pontszerű* most egyszerűen azt jelenti, hogy „nincs észlelhető struktúrája”.)

A bennünket körülvevő, elektronokból és atommagokból álló stabil világ leírható néhány fundamentális alkotórésszel és erővel. Az elektronok pontszerűek, és egységnyi nagyságú negatív elektromos töltésük van. (Ezt a meghatározást Benjamin Franklinnak tulajdonítják.) A magban pozitív tölté-

sű protonok és elektromosan semleges neutronok vannak, amelyek kvarkokból és gluonokból állanak. Az elektromos töltéstől származtatjuk az elektromágneses teret (és annak kvantumait, a fotonokat); ehhez hasonlóan a kvarkok és gluonok „szín”-(color)-töltéséből ered az a hatóerő, melyet erős (strong) vagy szín (color) kölcsönhatásnak nevezünk (az ebből származó kvantumok a gluonok). Az elektronoknak és a kvarkoknak van elektromos töltésük, ezért mindkettőre hatnak az elektromágneses erők; a gluonok ezzel szemben semlegesek és pontszerűek, nem érzékelik az elektromágneses hatást. Az elektronok olyan fundamentális részecskék, amelyek nem tartalmazzak „színt” és nem érzékelik a „színhatást”.

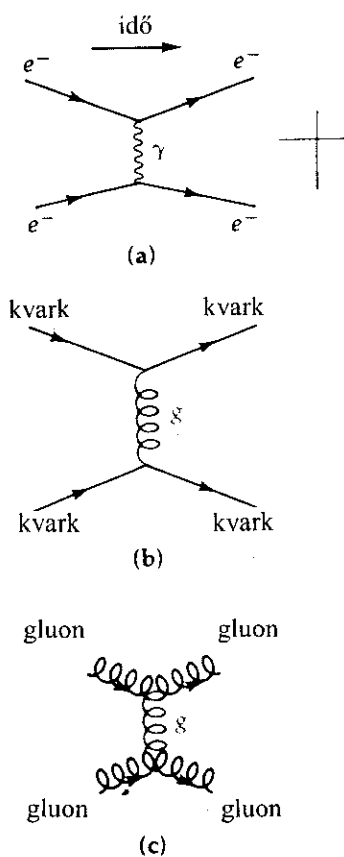
Színek (Colors), Ízek (Flavors), QED és QCD

Az előző pontban elmodottakból kitűnt, hogy lényeges különbség van az elektromágneses erőt közvetítő fotonok és a színerő hordozói, a gluonok között: a fotonok nem adnak hírt más fotonoknak, nem is egyesülnek velük, míg a gluonok képesek más gluonokkal való kommunikációra. A különbség onnan származik, hogy (a különböző előjeltől eltekintve) csak egyetlen típusú elektromos töltés létezik a természetben, míg – a kísérletek tanúsága szerint – a kvarkok és gluonok három típusa létezik; ezek egymástól a szín kvantumszámban különböznek. A két kvantumelmélet: a *kvantumelektrodinamika* (Quantum Electrodynamics, a továbbiakban QED-nek rövidítjük és a *kvantum-színdinamika* (Quantum Chromodynamics, QCD) alapelvei hasonlóak, és ezeket a lényeges különbségeket meg tudják magyarázni. A 45-18 ábra Feynman-diagrammjai vázlatosan szemléltetik a két kvark, két elektron, illetve két gluon közötti „megengedett” folyamatokat, és az azok folyamán kicserélt erőhordozó hatástovábbító kvantumokat.

A közönséges anyag leírásához elegendő kétféle (két különböző flavorral jellemzett) kvark; jelölésük „*u*” és „*d*” (*felfelé és lefelé* – az „*up*” és „*down*” angol szavak rövidítéséből). Elektromos töltésük $+2/3e$ illetve $-1/3e$. A proton két *u* és egy *d* vegyérték-kvarkból, míg a neutron egy *u* és két *d* vegyérték kvarkból van összetéve. Az antianyag létezéséből arra kell következtetnünk, hogy van \bar{u} - és \bar{d} - antikvark is. Az elmélet folyamánya az is, hogy amennyiben a barionok tulajdonságai megmagyarázhatók három vegyérték-kvark feltételezésével, akkor a kvarkok maguk fermionok.

A negyvenes évek végén felfedezték a piont és a müont; olyan részecskéket, melyek tömege az elektron és a protoné között van. A müonról kiderült, hogy pontszerű, és viselkedésében hasonló az elektronhoz, de tömege az elektronénál 207-szer nagyobb. (Tulajdonságaira még visszatérünk.) A pionok erős kölcsönhatásai olyanok, mint amilyeneket a maganyagnál észleltek, azonban nincs barionszámuk, így (legalábbis eddigi tapasztalataink alapján) a nukleonok nem alakulhatnak át pionokká. A semleges pion rendszerint két fotonra (bozonra) bomlik, amiből következik, hogy a pionokban nincs kvark, vagy talán logikusabb arra gondolni, hogy kvark-antikvark szubstruktúrájuk van. A pionok a hadronokhoz tartozó mezon-család legegyszerűbb tagjai.

Az ötvenes években kozmikus-sugárzási kísérletek során kiderült, hogy léteznek még más olyan objektumok is, amelyeknek a tulajdonságai nem érthetőek meg, ha nem vezetjük be az új, íz(flavor)-kvantumszámot. Ezek a „*ritka*” (angolul strange = különös, furcsa) részecskék, és tulajdonságaik megegyeznek a maganyagével, de leírásukhoz egy új kvark, az *s*-kvark létezését kellett feltételezni. Szélesedett a hadron-spektrum, mivel sok ritkasághordozó (strangeness-carrying) bariont fedeztek fel. A hetvenes években felfedezték a „*bájós*”-flavort (*c*-flavor), amely a *c*-kvarkot jellemzi (a „*c*” betű itt is a charm szó rövidítése), majd nem sokkal később a „*b*”-kvarkot (*b* = alsó, a bottom angol szó rövidítéséből). Ezeknek az új, nagyobb tömegű kvarkoknak a megértéséhez fel kellett tételezni, hogy a már ismert kvarkokból származtathatók úgy, hogy egy vagy több nehéz kvarkot könnyebbek helyettesítenek.



45-18 ábra

Pontszerű objektumok szóródását szemléltető Feynman-diagram. A kvantumok, illetve a „hírnök” (messenger) részecskék közvetítik két részecske között a kölcsönhatást. Ezek: az (a)-ábrán egy foton [γ], a (b)-n és (c)-n pedig gluon [g].

Színkorlátok

Minden ismert hadront egészszámú elektromos- és bariontöltés jellemez. Eddig még nem észleltek fizikai (vagy más néven „csupasz”) kvarkot, vagy gluont. Ez lényegében megegyezik a QCD-vel, amely kimondja, hogy a kvarkok és gluonok „be vannak zárva” a hadronok belsejébe, ezért ezeknek nincs eredő színtöltésük. A kvarkok és gluonok tulajdonságait a 45-6 táblázat foglalja össze. Ebben megtaláljuk a még fel nem fedezett *t*-kvarkot (top quark=„felső” kvark), amellyel kiegészítve a Standard Modell teljessé válik. A 45-7 táblázat feltünteti több alaposan tanulmányozott hadron vegyérték-kvark összetételét.

Meglehetősen furcsának tűnik, hogy olyan, színkvantumszámmal jellemzett fundamentális építőelemekből összetett fizikai objektumok tulajdonságait tárgyaljuk, amelyeket sohasem fogunk látni. A helyzet nem olyan abszurd, mint első pillantásra tűnik. Gondoljunk csak a neutronra: nincs elektromos töltése, a mágneses momentuma azonban nagy – ezt pedig csak a benne folyó áramok eloszlásának tulajdoníthatjuk. Egy szerkezetnélküli neutron elektromágneses hatását nem tudnánk megmagyarázni. Nézzünk egy másik példát, a molekuláris erőket. A molekulák elektromosan semlegesek, az anyag legtöbb tulajdonságát mégis molekuláris elektromágneses kölcsönhatásokkal lehet értelmezni. Az egyes molekulákban a töltések összege zérus, de ennek a töltésnek a térbeli *eloszlása* (az egyes elektronok molekulánbelüli helyzete) az, ami a makroszkópikus tárgyak fizikai sajátosságait meghatározza. Ugyanez a helyzet a szín-nélküli hadronnál: tulajdonságait és kölcsönhatásait a beljében lévő kvarkok és gluonok eloszlása határozza meg. Éppenúgy, mint a molekuláris elektromos töltés esetében, itt is a kvarkok és gluonok színtöltéseinek összege zérus – a maradék hatás kifelé mégis jelentékeny.

45-6 táblázat Fundamentális fermionok és bozon-erőhordozók

FUNDAMENTÁLIS FERMIONOK (spin = 1/2)				
kvarkok	elektromos töltés (e)	leptonok	elektromos töltés (e)	leptontömeg (GeV/c ²)
fel (u)	2/3	ν_e	0	$< 2 \times 10^{-8}$
le (d)	-1/3	e	-1	$5,1 \times 10^{-4}$
bájos (c)	2/3	ν_μ	0	$< 2,5 \times 10^{-4}$
ritka (s)	-1/3	μ	-1	0,106
felső (t)	2/3	ν_τ	0	$< 0,035$
alsó (b)	-1/3	τ	-1	1,784

PONTSZERŰ BOZONOK (egész spin)				
erő típusa	erő hordozó	elektromos töltés (e)	spin	tömeg (GeV/c ²)
elektromágneses (QED)	foton (γ)	0	1	0
	W^+	+1	1	81
gyenge	Z^0	0	1	92
	W^-	-1	1	81
erős – szín (QCD)	gluon (g)*	0	1	0
gravitáció	graviton (G)	0	2	0

* A kvarkoknak és gluonoknak szín-kvantumszámuk van. A kvarkokat három különböző színnel jellemezhetjük; a gluonokat nyolc, egyértelmű color-anticolor kombinációval. A kvarkok és gluonok önálló fizikai objektumként nem léteznek (csak más részecskék belsejében), ezért tömegük nem állapítható meg egyértelműen. Az u és d kvarkokat, illetve a gluonokat zérus tömegűnek fogadjuk el. Kevesebb a gondunk a nehezebb kvarkok tömegével; körülbelüli értékük: $m_e = 1,5 \text{ GeV}/c^2$, $m_b = 4,7 \text{ GeV}/c^2$, $m_t = 70 \text{ GeV}/c^2$, $m_s = 0,15 \text{ GeV}/c^2$. A leptonokat és kvarkokat vízszintesen három „generációba” sorolhatjuk. A Standard Modelltől éppen ez a három generáció származtatható, azonban nem tudjuk, hogy nem létezik-e még több fermion, vagy több generáció, amelyeknek a tömege nagyobb.

45-7 táblázat Hadronok kvarkszerkezete

jelölés	név	kvark szerkezet	elektromos töltés (e)	tömeg (GeV/c ²)	spin	átlagos élettartam*
Fermionok (barionok és antibarionok)						
p	proton	uud	1	0,938	1/2	$>5 \times 10^{32}$
n	neutron	udd	0	0,940	1/2	898
Λ	lambda	uds	0	1,116	1/2	$2,6 \times 10^{-10}$
Ω^-	omega-minusz	sss	-1	1,672	3/2	$0,8 \times 10^{-10}$
$\Delta^+(1232)$	delta	uuu	2	1,232	3/2	-6×10^{-24}
\bar{p}	antiproton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0,938	1/2	$>3 \times 10^{14}$
$\bar{\Lambda}$	antilambda	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	0	1,116	1/2	$2,6 \times 10^{-10}$
Bozonok[†] (mezonok)						
π^+	pion	$u\bar{d}$	1	0,140	0	$2,60 \times 10^{-8}$
π^0	pion	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	0	0,135	0	$0,87 \times 10^{-16}$
K^+	kaon	$u\bar{s}$	1	0,494	0	$1,24 \times 10^{-8}$
ρ^+	ró	$u\bar{d}$	1	0,770	1	$-4,4 \times 10^{-24}$
D^0	d -mezon	$c\bar{u}$	0	1,865	0	$4,3 \times 10^{-13}$
B^0	b -mezon	$u\bar{b}$	1	5,271	0	$1,4 \times 10^{-12}$

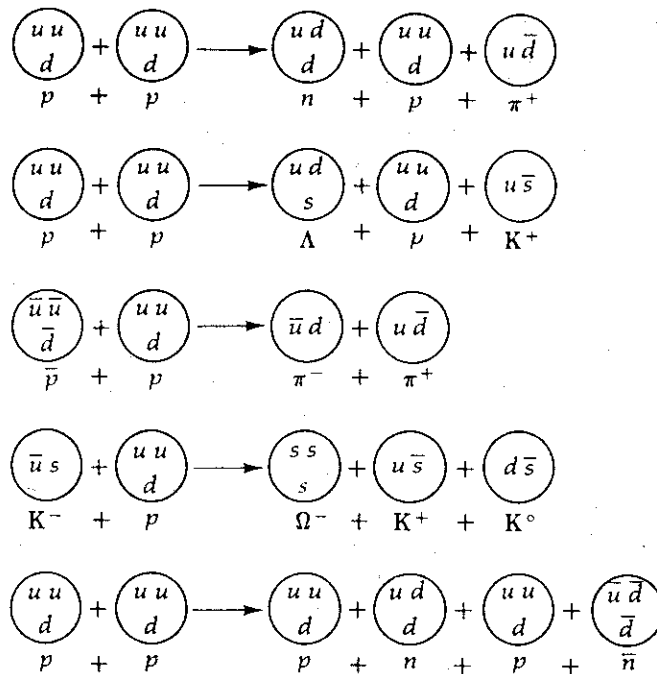
* A 10^{-18} s-nál rövidebb élettartamok a részecskék mért tömegeloszlásából adódtak. A Δmc^2 „szélesség”, azaz tömegbizonytalanság használható fel, a Heisenberg-reláció segítségével, az élettartam megbecsüléséhez. ($\Delta E \Delta t \sim \hbar$ -ből az átlagos élettartam $\Delta t = \hbar/\Delta mc^2$). A nagyon rövid élettartamokból nagyon erős átmenetekre lehet következtetni. Nagyságrendileg ezek megfelelnek az atommagreakciók tartamának ($r_p/c \sim 10^{-13}$ cm / $3,0 \times 10^{10}$ cm/s $\approx 3 \times 10^{-24}$ s), ahol a flavortartalom megőrződik. Hosszabb élettartamokból gyenge folyamatokra következtetünk, amikor a kvarkflavor-tartalom változó. Közepes, 10^{-16} s nagyságrendű élettartamok általában elektromágneses átmenetekben fordulnak elő.

† A barionokkal ellentétben a bozonoktól az antibozonokat nem mindig tudjuk megkülönböztetni; így a π^0 antirészecskéje önmaga. A három pion (π^+, π^0, π^-) erős kölcsönhatásokban észlelt tulajdonságai hasonlóak, ezért pion-„triplett” csoportról szokás beszélni; ez hasonló eset, mint a protonból és neutronból álló nukleon-dublett. A \bar{p} és \bar{n} antirészecskék ezzel szemben megkülönböztethetők p -től és n -től, míg az antipion-triplett azonos a pion-triplettel. Az eredő flavortartalommal rendelkező mezonok (nemcsak az u és d változat) például a K^0 (ds), különbözik antirészecskéiktől.

A 45-18 ábrából kitűnik, hogy az elektromos töltés és a színtöltés nem teljesen analóg fogalmak. A QCD értelmében két gluon gluoncserével képes egymásra hatni, míg két foton – a QED szerint – nem szóródhat egymáson fotoncserével. A színtöltéssel összekapcsolt objektumokat *séthúzva* a hatás a távolsággal nő, míg az elektromosan töltött testeket *távolítva* egymástól az erőhatás csökken. A végeredmény tehát az, hogy egyetlen kvark nem távolítható el egy zérus színtöltéssel bíró hadronból. Nagy energiákon a hadronok „hasadnak” (széttörhető), de ez csak más szín nélküli részecskék, például pionok vagy fotonok, „felforrása” árán következhet be, de ilyenkor maga a hadron szín nélküli marad. Elemi részecskék kölcsönhatásakor sohasem jelenik meg egyedül (szabadon) kvark vagy gluon, létezésükben mégis hiszünk, mivel segítségükkel megfigyelhető jelenségek jól magyarázhatók.

Gyenge folyamatok, generációk, leptonszám

Az eddig tárgyalt folyamatokban érvényesült az energia, impulzus és impulzusmomentum megmaradásának klasszikus törvénye, de ezekhez hozzájött a kvark flavortartalmának megmaradása is. Céloztunk már arra, hogy normál részecskék olyan ütközésénél, ahol barion képződik, meg kell jelenni az antibarionnak is. Ehhez hasonlóan: ahol báj-flavor töltésű mezon vagy barion keletkezik, mindig várható a \bar{c} -kvark képződése. Ez a *társas keletkezés* (associated production), amelynek elvét több folyamaton bemutatta a 45-19 ábrán szemléltettük. Vannak más folyamatok azonban, amelyek során a kvark-flavortartalom nem marad meg (míg a barionszám igen). Ez a fajta



45-19 ábra

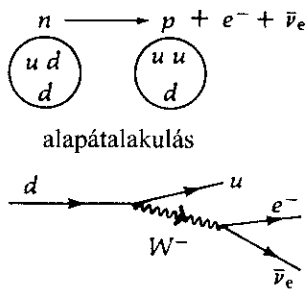
Példák megengedett részecskeütkezésekre. Ezekben az erős kölcsönhatásokban a kvark-flavorok összege a nyitól balra illetve jobbra azonos (megőrződik!). Ebből következik, hogy egy \bar{u} keletkezésekor az egyensúly csak akkor áll fenn, ha egyidejűleg egy u-kvark is megjelenik, stb.

kölcsönhatás nagyon gyenge, és nem játszódik le, ha más kölcsönhatás is lehetséges. Minden béta-bomlási folyamat például (45.5 pont) ilyen *gyenge kölcsönhatás* következtében végbemenő jelenség.

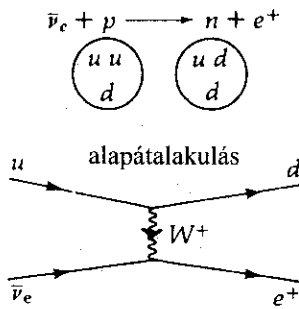
A neutrínó csak gyenge kölcsönhatásban vesz részt, mivel pontszerű, nincs sem elektromos, sem színtöltése. Egyértelmű bizonyítékok vannak arra, hogy kétféle neutrínó (és a megfelelő antineutrínó) létezik. Az egyik az elektron-neutrínó (ν_e), a másik a müion-neutrínó (ν_μ). Az elektron-neutrínóhoz hasonlóan – amely olyan gyenge folyamatokban képződik, melyek résztvevője elektron vagy pozitron – a müion-neutrínó a müion részvételével végbemenő folyamatok terméke. Gyenge kölcsönhatásban még egy részecske vehet részt, a tau (τ), amelynek tulajdonságai az elektronéhoz hasonlóak, de tömege még a müionénál is nagyobb. A hozzá kapcsolódó tau-neutrínó (ν_τ) létezése ugyan még nem bizonyított, azonban nem kétséges, hogy tulajdonságai mind a ν_e , mind a ν_μ tulajdonságaitól különbözni fognak. Az antirészecskékkel együtt tehát hat pontszerű, gyengén kölcsönható részecske van; ezek alkotják a fermionok leptonsaládját. Az elektron, müion és tau egyértelmű elektron-, müion- és tau-leptonzámmal jellemezhetők, és éppen úgy, mint a flavortartalom az erős kölcsönhatásokban, a részecskék folyamataiban a *leptonszám* (vagy leptonflavor) is állandó. A neutrínó leptonflavorja azonos a megfelelő töltött partnerével, ezért, ha egy lepton keletkezik, mindig létre kell jönnie a megfelelő antileptonnak is; így az univerzum teljes leptonflavor-tartalma állandó (megőrződik). A 45-20 ábrán azt mutatjuk be, hogy a neutron béta bomlásakor például elektron és a megfelelő antineutrínó jön létre.

A jelenlegi felfogás szerint a gyenge folyamatok közvetítői a pontszerű és nagy tömegű W^+ , W^- és Z^0 bozonok; ezek a gyenge hatás hordozói. Szerepük ugyanaz, mint a más erőknél a gluonoké és a fotonoké. A 45-20 ábra szemlélteti ezeket a közvetítő részecskéket (l. a 45-6 táblázatot) és néhány reakciójukat. Az ábra olyan W-cserével végbemenő gyenge kölcsönhatásokat mutat be, amelyek során a kvark-flavor nem marad meg. Kvarkflavor-megmaradással járó gyenge átmenetekben Z^0 szerepel. Hely hiányában nem

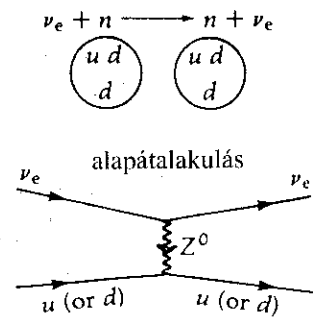
neutron által keltett β sugárzás



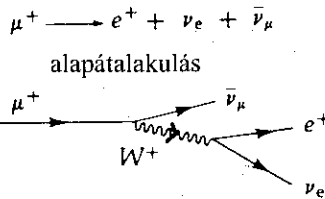
neutron-proton ütközés



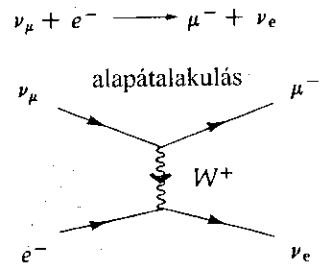
neutrínó rugalmas ütközése



müonbomlás



neutrínó-elektron ütközés



45-20 ábra

Példák a gyenge kölcsönhatásra. Ilyen reakciókban a W^\pm vagy a Z^0 bozon a gyenge erő hárnyéke. A reakció alapechanizmusát Feynman-diagrammal szemléltettük.

tudunk minden, a Standard Modelltől következő szabályt ismertetni. Megemlítjük még, hogy annak ellenére, hogy kvarkok elnyelnek illetve kibocsátanak W és Z részecskéket, ezeknek nincs színtartalmuk, így gluonokhoz nem kapcsolódhatnak; kizárólag csak a „gyenge töltést” hordozó leptonokból és kvarkokból származhatnak. A W és Z részecskék csak a kvarkok és leptonok között ható gyenge erőket tudják közvetíteni.

Egyesítés és a jövő

Először is azt kell hangsúlyozni, hogy a tömegüktől eltekintve, a Z^0 -nak és a fotonnak sok közös tulajdonsága van. Kvantumelméleti szempontból ez azt jelenti, hogy egyes reakciókról nem tudjuk megállapítani, hogy melyikük a közvetítő; azaz: a gyenge erők és az elektromágneses erők egymással összefüggésbe hozhatók. Ez és más tények vezettek annak az elméletnek megalakításához, mely egyesíti a két hatást, és ezzel megerősíti a Standard Modell érvényességét. Ez az *Electrogyenge Elmélet* [az ELECTRO és WEAK (= gyenge) angol szavakból] megjósolta a W és Z^0 részecskék tulajdonságait és tömegük pontos nagyságát, azóta észlelt más hatásokkal együtt, ezért nagy remény van arra, hogy egyesíteni lehet a jövőben az elektrogyenge és az erős kölcsönhatások elméletét is. (Ez lesz a *Nagy Egyesítés*, angolul Grand Unification.)

A 45-18 és 45-20 ábrán vázoltuk az egyes alkotórészek illetve az elektronok kölcsönhatásait és a kicserélt kvantumokat. Lehetséges, hogy minden fundamentális reakció mechanizmusa azonos? A gravitációnak még nincs kvantum-térelmélete. Évek óta keresik azonban a **gravitont (G)**, azt a bozonkvantumot, amelyről azt tételezik fel, hogy a gravitációs tér hordozója. Nincs ugyan még kísérleti bizonyítéka, de aligha lehet kételkedni a létezésében, és hogy ugyanazt a szerepet játssza a gravitáció kvantumelméletében (Quantum Gravity angol kifejezés rövidítése után: QGD), mint a foton a QED-ben, a gluon a QCD-ben és a W illetve Z^0 a gyenge kölcsönhatásoknál. A gyenge, elektromágneses és erős kölcsönhatások egymásra ható (vagy gyorsuló) töltései adják a megfelelő kvantumokat, ehhez hasonlóan a gyorsuló tömeg (vagy energia) a gravitonok forrása. Az ismert kölcsönhatások

közül a gravitáció messze a leggyengébb, ezért nincs kimutatható hatása az elemi részecskékre a gyorsítókkal ma elérhető energiáknál. Nézzük az erők arányát például két, egymástól 10^{-13} cm távolságra lévő proton esetében. Vegyük a Coulomb-erőt egységnek, akkor a gravitációs erő ennek 10^{-36} -szorosa, míg az erős kölcsönhatás kb. húszszor nagyobb az elektromágneses erőnél. Ugyanezen a skálán a gyenge kölcsönhatás nagysága kb. 10^{-7} .

A fundamentális kölcsönhatások (valamint a kvarkok és a leptonok) hasonlósága ösztönzi arra az elméleti fizikusokat, hogy megkíséreljék az egységes térelmélet megalkotását. A kérdés az, hogy hogyan lehet ennyire különböző nagyságrendű erőket egy fedél alá hozni. Erre azt lehet válaszolni, hogy mivel az erők nagysága az objektumok közötti távolság függvénye, a Heisenberg-féle bizonytalansági elvből következik, hogy egyúttal a folyamatok impulzus- és energiacserejének függvénye is. Azt várják, hogy kb. 10^{-32} cm távolságban az összes erő nagyságrendje azonos lesz. Bár mindez kecsesgató elképzelés, még nem nyugszik szilárd alapokon.

A Standard Modellel elért jelentékeny eredmények ellenére ismereteinkben jókora fehér foltok találhatók. Itt van pl. az az egyszerűnek látszó probléma, hogy a pontszerű fermionok miért oszlanak három csoportra (*generációra*), vagy pedig a másik: léteznek-e eddig fel nem fedezett W és Z részecskék. Nem tisztázott a tömeg eredete sem; az sem, hogy miért nehezebb 3500-szor a tau-lepton az elektronnál? A fotonnak zérus tömege van, ugyanakkor a Z^0 tömege százszor nagyobb a protonénál. Biztosak vagyunk-e abban, hogy a leptonok és kvarkok valóban elemiek, azaz oszthatatlanok, habár 10^{-16} cm méretig lemenve valóban szerkezetnélkülinek tűnnek. A részecskefizikusok abban bíznak, hogy ezekre a kérdésekre a választ a gyorsítók most készülő új generációi fogják megadni. Ilyen lesz a texasi Ellis Countyban épülő „Szupravezető Szupergyorsító” (Superconducting Super Collider, rövidítve SSC) vagy CERN-ben (Genf, Svájc) építésére javasolt Nagy Hadron Gyorsító (Large Hadron Collider, LHC) (Collide, Collider = ütközni, ütköztető angol szavakból). Ezek a berendezések kimondottan arra a célra épülnek, hogy az ott elérhető energiákon az általunk vázolt problémákat tisztázhassák.

Kozmikus összefüggések¹¹

A kozmológusok jelenlegi feltételezése szerint a világegyetem egyetlen hatalmas robbanás, a „Nagy Bumm” (Big Bang) során jött létre. Az elemi részecskék, a fundamentális erők, a kémiai elemek, a csillagok és a galaxisok – eredete visszavezethető erre az őszállapotra. Nem szabad ezt úgy elképzelni, hogy az anyag és a sugárzás robbanása az eredetileg üres térben ment végbe; maga a tér is ekkor keletkezett. A táguló világegyetem terét, az idő folyását a Nagy Bummtól számítjuk, ez a $t = 0$.

Az első pillanatokban az univerzum túl forró volt ahhoz, hogy benne atomok vagy atommagok létezhesse. Ekkor még fundamentális erőkkel egymásra ható legegyszerűbb objektumok léteztek csupán. Kezdetben egyetlen erő volt, de a – számunkra elképzelhetetlenül rövid – 10^{-24} s idő múlva a gravitáció különvált az egyesült „erős-electrogyenge” erőtől, tehát már két erő működött. Az univerzum tágult és gyorsan hűlt. 10^{-35} s „idős” korában az univerzum hőmérséklete $kT = 10^{24}$ eV energiával lett egyenértékű; most az erős és az electrogyenge erő is elkülönült egymástól. A hűlés folytatódott – 10^{-12} s-kor, 10^{12} eV-nál az utóbbi is kettévált, és mind a négy, ma ismert erő hatni kezdett. Nem sokkal később, 10^{-6} s-kor a kvarkok és

¹¹ Ennek az alfejezetnek a forrása főleg a következő mű: „To the Heart of the Matter – The Superconducting Super Collider”, Universities Research Association, Washington D. C., April 1989.

gluonok protonokká és neutronokká egyesültek. Percekkel mérhető az az idő, amelynek elteltével az anyag kondenzációja kezdődött el, atommagok emelkedtek ki a protonokból és neutronokból álló tengerből, azonban még több százezer évnek kellett eltelnie ahhoz, hogy egész atomok alakuljanak ki. Nemigen tudjuk elképzelni, hogy a mai világegyetem összes anyaga és energiája 10^{-42} s-os korában néhány tized milliméter átmérőjű gömbben fért el!

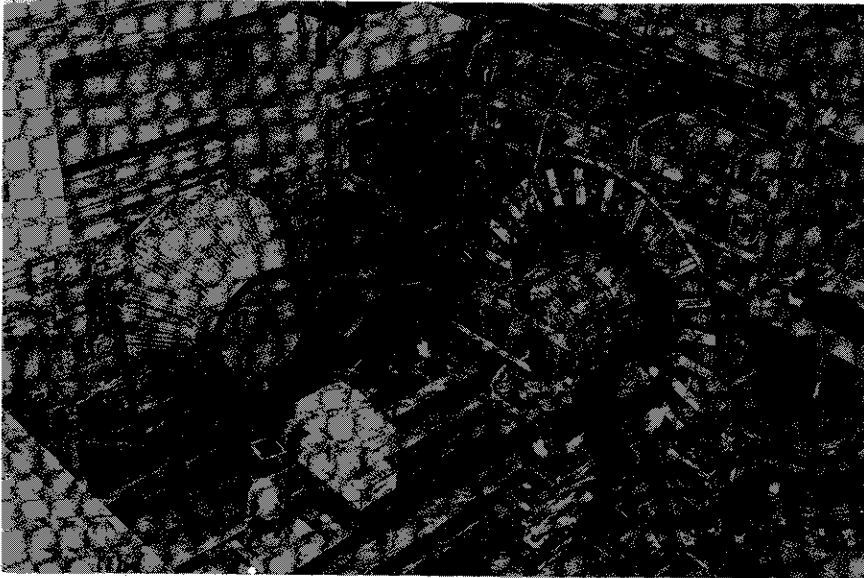
Világegyetemünk kora 10^{10} év, átlagos hőmérséklete $2,3 \times 10^{-4}$ eV-tal egyenértékű (2,7 K). Az eredeti tűzgolyó lehűlt maradványait vizsgálják a mai csillagászok. Csodálatos teljesítmény, hogy a kozmikus történelem korszakait a kozmológusok a Nagy Bumm utáni néhány mikroszekundumig visszamenőleg képesek voltak rekonstruálni. Nagy része van ebben a részecskefizikának. Egy gyorsítóban ütköző két részecske számunkra a kozmikus történelem korai pillanatait idézi fel, és mennél nagyobb az ütközési energia, annál messzebb tudunk haladni visszafelé az időben. Az elemi részecskék világnak feltárása a korai univerzum kutatásának felel meg.

A részecskefizikusok és a kozmológusok tudják, hogy céljuk és érdeklődési területük sokban közös. Nézzünk csak egy ilyen közös témát, a sötét anyag (*dark matter*) problémáját. Egy galaktikának a középponti gázfelhő mozgásából számított tömege nagyobb, mint az őt alkotó világító, látható csillagok, gáz és por tömegének összege. Sokáig zavarban voltak a csillagászok, hogy mi is a hiányzó, láthatatlan, sötét anyag, de most, úgy látszik, hogy a részecskefizikusok megtalálták a megoldást. Ez a sötét anyag olyan részecskékből áll, amelyek – láthatatlanul – túl tudták élni azt az időt, amely a keletkezésüktől, amikor az univerzum még sokkal forróbb volt, eltelt. (Az univerzumban csak a protonok, fotonok, elektronok és neutrínók a valóban stabil részecskék, és ezekből nem adódik ki a hiányzó tömeg.) Új részecskék felfedezése a jövő még nagyobb energiájú gyorsítóiban nemcsak az erők egyesített elméletéhez vezethet el, de megoldhatja a kozmológusok „sötétanyag-problémáját” is.

Utószó

Elénk tárult a W és Z^0 részecskéknek, a leptonoknak és kvarkoknak, a gluonoknak fantasztikusan gazdag világa. Mindezt lehetetlen lett volna felfedezni a gyorsítókat megalkotó tudósok, és a részecskéket észlelő detektorokat létrehozó zseniális kísérletezők munkája nélkül. Hajlandók vagyunk néha elfelejteni, hogy a fizika kísérleti tudomány. A század egyik legnagyobb teoretikusa, Victor Weisskopf a kísérletező tudósokat Kolumbuszhoz, a gyorsítókat a Kolumbusz hajóihoz, az elméleti fizikusokat azokhoz a mindentudó, Spanyolországban maradt tudósokhoz hasonlítja, akik még Kolumbuszt is meggyőzték arról, hogy nyugat felé haladva Indiába fog jutni. A sors iróniája – és ez Viki figyelmét is elkerülte – hogy a Karib-tengeri elszórt szigeteket ma is Nyugat-Indiának hívják; ilyen hatalmas a teoretikusok befolyása!

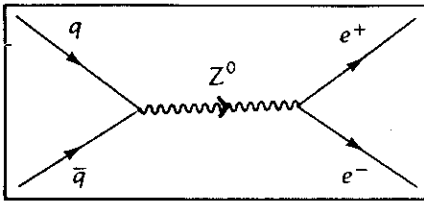
Arra nincs helyünk, hogy a terület minden csodálatos eredményét ismertessük – igaz egyesekre már kitértünk az előző fejezetekben. (Megemlítjük, hogy Sir John Adams, a CERN-gyorsító már elhunyt konstruktőre megjegyezte, hogy publikációi betonba vannak öntve.) Példaként bemutatjuk a Fermi National Laboratory (Fermilab) ütköztető detektorát, amellyel protonok és antiprotonok ütközésekor keletkező kvarkok és gluonok kölcsönhatásait vizsgálják. Ez igazi mesebeli labirintus. Sok tízezer önálló elemből áll; ezeken jelennek meg a töltött és semleges részecskék pályái, segítségükkel mérhető az impulzusuk és az energiájuk. A 45-22 ábrán láthatóhoz hasonló ütközések kísérleti megvalósításakor az elképzelhetetlen jelenik meg benne.



45-21 ábra

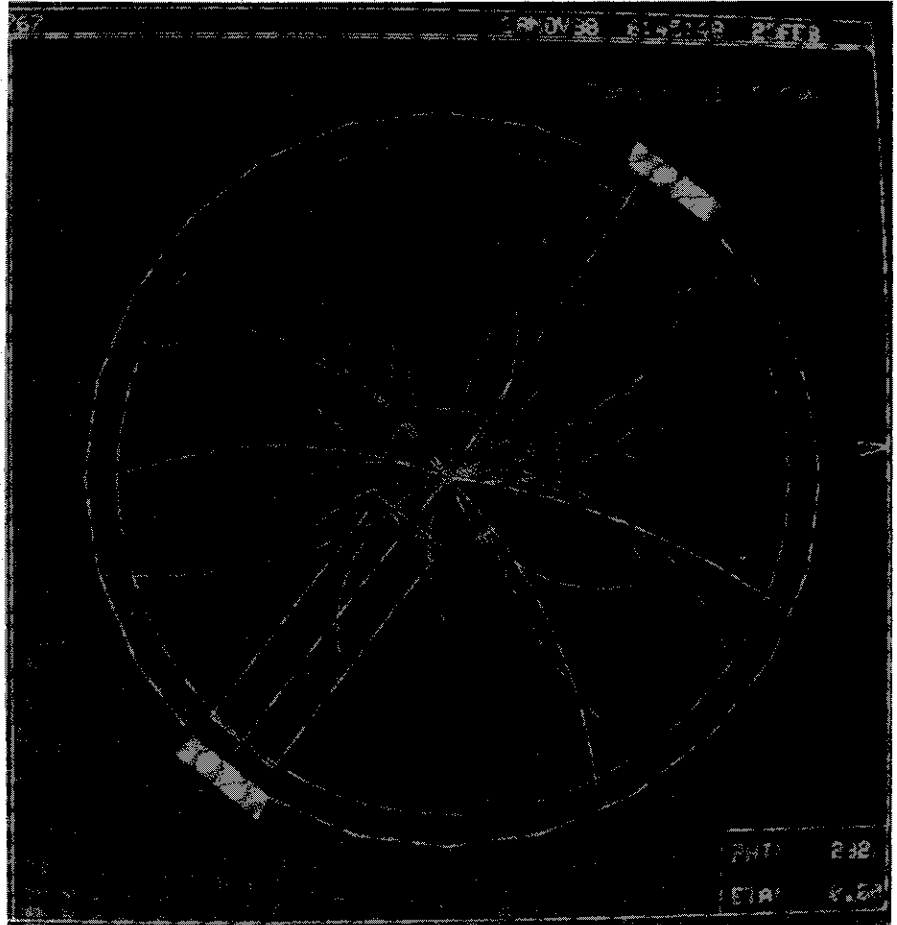
A Fermilab kettőezer tonnás ütköztető-detektora (Collider Detector at Fermilab, rövidítve CDF). Ezt a bonyolult detektor-rendszert a nagy-energiájú ütközésekben keletkező részecskék energiájának és irányának mérésére használják. A detektorok rétegekben helyezkednek el az ütközési pont körül. Mindegyik réteg speciális információt ad az áthaladó részecske-ről. Az ütközéshez legközelebb a *vertex-detektor* található (a képen nem látható); ez érzékeli a nagyon kis repülési hosszát befutó (azaz nagyon kis élettartamú) részecskéket. A képen a működési helyén látható következő réteg a *központi nyomjelző kamra* (central tracking chamber). Ez huzalelektródok koaxiális hengerek mentén elhelyezkedő együttese, amely a pályamenti ionizációs hatást felhasználva érzékeli és rajzolja fel a töltött részecskék útját. A kamra mágneses térben van, ezért a pályagörbület alapján meg tudja különböztetni a pozitív töltésű részecskéket a negatív töltésűektől. Az 1,5 T erősségű axiális mágneses teret a központi nyomjelző kamrát körülvevő 5 m hosszú szupravezető szolenoid-tekerccsel állíthatják elő. A tekerccsen kívül további berendezés-rétegek találhatóak. Az első egy

szegmentált kaloriméter egység, amely ólom- vagy acéllemezekből készült, és a lemezek közé szcintillátor-lapokat helyeztek. A kaloriméter szeleteken áthaladó részecskék a kölcsönhatásokban újabb részecskéket keltenek, és szcintillációt idéznek elő; a leadott energiát fotoelektronsokszorozó csövek mérik. A müonok pályájukon nagyon kevés energiát adnak le, ezért áthalatnak a kaloriméteren. Ezeket a speciális, külső müondetektor-kamrák regisztrálják. A fényképen csak a vég-kaloriméterek láthatók rendelkezési helyükön, az ék alakú központi kalorimétereket karbantartás céljából hátrahúzták. A dobozszerű vasszerkezet biztosítja a mechanikai szilárdságot, ezen kívül zárja a mágneses fluxust. Az oldalsó kúp alakú kiszögellés a két végkaloriméter-együttes egyike, és pontosan beleillik a CDF első illetve hátsó nyílásába. Egy napot veszigénybe, hogy a bonyolult, sok réteges, kb. 100 000 csatornás berendezést a „garázsból” az „ütköztető csarnokba” szállítsák, ahol vele az 1 TeV energiájú protonok és az 1 TeV energiájú antiprotonok ütközését tanulmányozzák. A detektort egész sereg elektronikus eszköz és számítógép segítségével vezérlik, illetve ellenőrzik.



45-22 ábra

Z^0 bozon előállítás a CDF felhasználásával. A proton-antiproton ütközés során létrejött részecskék pályáit a CDF-fel rekonstruálják, számítógépes segédlettel. A görbék az axiális mágneses térrel eltérített elektromosan töltött részecskék trajektóriái. (Minél nagyobb a részecske impulzusa, annál közelebb van a vonal az egyeneshez.) A körvonal két oldalán látható világos négyszög két kaloriméter. Ezek mérik az egymástól egyenes vonalban elpatanó igen nagy energiájú részecskéket: egy e^+ és egy e^- elektront, amelyek effektív tömege megegyezik a Z^0 részecske tömegével. Z^0 -t a detektor az igen rövid élettartam miatt nem tudja észlelni, létezését csak bomlástermékein keresztül lehet regisztrálni. Megjelennek még nagyon kis energiájú kísérő részek; ezek az ütközésben csupaszon résztvevő „megfigyelő” (spectator) kvarkok maradványai. A Feynman-diagramból kitűnik, hogyan keletkezik Z^0 a $\bar{p}p$ -ütközés során. A p -ből származó kvark és a \bar{p} -ből származó antikvark egyesül Z^0 -lá – ez bomlik utána $e^+ e^-$ párrá. A töltéshez és impulzushoz hasonlóan a színösszegnek is meg kell maradnia. (A téglatest alakú doboz a legnagyobb impulzussal rendelkező részecskét választja ki.)



A Standard Modell csodálatos alkotás, de az igazi élmény az lesz, ha megtaláljuk a korlátait, mert ez is csak halvány közelítése a természetnek. A további eredményeket a kísérletező szakemberek fogják megteremteni.¹²

¹² A téma alaposabb megismeréséhez ajánljuk a következő műveket: F. Close, M. Martin and C. Sutton, *The Particle Explosion*, Oxford Univ. Press, 1987. és L. Lederman and D. Schram, *From Quarks to Cosmos*, W. H. Freeman, 1989. Ezúttal mondunk köszönetet értékes tanácsaikért A. Hudsonnak, K. Metropolisnak és C. Quiggnek.

Összefoglalás

Az atommagot a Z rendszámmal (a protonok számával) és az N neutronszámmal jellemezzük; a tömegszám ezek összege: $A = Z + N$. Az izotópok Z -je azonos, N -je különböző; jelölésük: ${}^A_Z[\text{vegyjel}]$ (Z -t gyakran elhagyjuk, mivel a vegyjel az elemet egyértelműen azonosítja).

A közelítő atommagsugár $R = kA^{1/3}$, ahol k értéke $\sim 1,2$ fm és $\sim 1,4$ fm között van attól függően, hogy milyen kölcsönhatás segítségével határoztuk meg. Az atommagok sűrűsége nagyjából azonos, ez jelzi, hogy a magerők rövid hatótávolságnak.

Az atommag tömegét *egységes atomi tömegegységben* adjuk meg – ennek jele u .

$$1 u = \begin{cases} \text{a } {}^{12}\text{C atomos szénizotóp tömegének } 1/12\text{-e} \\ 931,494 \text{ MeV}/c^2 \\ 1,660\,540 \times 10^{-27} \text{ kg} \\ 1,492\,42 \times 10^{-10} \text{ J}/c^2 \end{cases}$$

Ha az atomag nukleonokra bontásához szükséges energiát elosztjuk a nukleonok számával, akkor megkapjuk az *egy nukleonra jutó kötési energiát*.

A kezdetben N_0 atommagot tartalmazó anyagdarab radioaktív bomlását kifejező törvény:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{vagy másképpen} \quad N = N_0 e^{-(\ln 2)t/T_{1/2}}$$

ahol λ a *bomlási állandó*, és $T_{1/2}$ a *felezési idő*. A radioaktivitás *curie* (Ci) egységben mérhető, az A az *aktivitás*:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad \text{és} \quad \text{Ci} \equiv 3,71 \times 10^{10} \text{ bomlás/s.}$$

Radioaktív mag bomlása történhet alfa (α)-sugárzás, béta (β^- vagy β^+)-sugárzás kibocsátásával, gamma (γ)-bomlással, belső konverzióval, elektron befogással (más néven K -befogással) és néhány nehéz mag esetében *spontán hasadással*. A reakció Q -jának minden esetben pozitívnak kell lennie:

$$Q = [\text{kiindulási tömeg} - \text{végtermékek tömege}]c^2.$$

Pozitron (β^+)-bomláskor az anyanukleond tömegének $2m_e c^2$ -tel nagyobbak kell lennie a leánynukleond tömegénél.

Az *atommagreakciók* általános esete az, amikor egy x részecske talál egy, a céltárgyban lévő (kezdetben nyugalmi állapotú) X atommagot, és y illetve Y végtermékek keletkeznek. A reakció lehet exoerg (energia-termelő) (Q pozitív) és endoerg (energia-elnyelő) (Q negatív); az elsöben tömeg-energia szabadul fel, míg a másodikban a *kezdeti kinetikus energia* alakul át a részecske tömeg-energiájává. Negatív Q esetében a reakció előidézéséhez legalább az $E_{\text{kü}}$ küszöbenergiával kell rendelkezni:

$$E_{\text{kü}} = -Q \left(\frac{m_x + M_x}{M_x} \right) \quad (\text{nem relativisztikusan})$$

A *nukleáris hatáskeresztmetszet* egyenlő a reakció bekövetkezésének relatív valószínűségével. Ez az a tényleges felület, amelyet a (pontoszerűnek feltételezett) beérkező részecske „érezkel” a céltárgyban lévő atommagból. Reakció akkor következik be, ha ezen a területen belül találkoznak. A hatáskeresztmetszet *barn*-ban mérjük ($1 \text{ barn} \equiv 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$). A hatáskeresztmetszet függ a reakció típusától és a beérkező részecske kinetikus energiájától.

A *radioaktív kormeghatározás* a ${}^{14}\text{C}$ -izotóp 5730 éves felezési idejét használja fel a széntartalmú leletek korának megállapítására. Geológiai minták kora meghatározható bizonyos, radioaktív bomlási sorban szereplő elemek mennyisége alapján is.

Atomenergiát nehéz atommagok – pl. ${}^{235}\text{U}$ vagy ${}^{239}\text{Pu}$ – neutronok által előidézett hasadásából (fisszió) vagy pedig nagyon könnyű atommagok – pl. ${}^2\text{H}$ és ${}^3\text{He}$ – egyesüléséből (fúzió) nyerhetünk. Fogvasztási célú energiatermelést fúzió révén eddig nem sikerült megvalósítani, mivel a fúziós hőmérsékletre vonatkozó Lawson-kritériumnak nem sikerült nagy mértékben eleget tenni. (Lawson-kritériumot: $n\tau \geq 10^{20} \text{ s m}^{-3}$).

Részecskefizika. A „Standard Modell” (a fotonok kivételével) két csoportba sorolja a részecskéket, az egyikbe tartoznak a *hadronok* (amelyek főleg erős kölcsönhatással hatnak egymásra), a másikba a *leptonok* (ezek reakcióiban csak gyenge kölcsönhatási erők vesznek részt). A hadronok felosztása: feles spinű barionok (fermionok) és egész spinű *mezonok* (bozonok). Újabb kísérleti eredmények alátámasztják a *kvarkmodellt*, amely szerint a hadronok kvarkok különböző kombinációból állnak. A részecskék közötti kölcsönhatást a „hírmök” vagy „erőhordozó” (messenger, force carrier) részecskék közvetítik – a folyamat során ezek cserélődnek ki.

erő	erőhordozó
elektromágnesesség	foton (γ)
gyenge	W^\pm, Z^0
erős	gluon (g)
gravitáció	graviton (G)

Az elméleti fizikusok arra törekednek, hogy *egységes, un. egyesített elméletet* (unified theory) fogalmazzanak meg – ennek alapján minden (elegendően nagy energiájú) kölcsönhatást egyetlen, univerzális erő segítségével lehetne tárgyalni.

Az ismert részecskék között a világegyetemben csak az *elektron, a proton, a neutrínó és a foton stabilis*.

Kérdések

- Növeljük arányosan a hidrogénatom méretét úgy, hogy a proton átmérője egy milliméter legyen. Milyen nagy lesz az atom átmérője?
- Miben hasonlítanak és miben különböznek egymástól az elektrosztatikus, gravitációs és a nukleáris erők?
- Miért független az atommag tömegsűrűsége a benne lévő nukleonok számától?
- Tegyünk kvalitatív összehasonlítást az atommag mérete és a barn között.
- A radioaktív bomlás véletlen folyamat; miért lehet ennek ellenére egyszerű matematikai függvénnyel leírni?
- Milyen bomlási módot (módokat) várhatunk a ^{124}Ba esetében, és miért?
- A $^{2n}_n\text{X}$ felépítésű magok (ahol n páros szám) miért különösen stabilisak az $n \leq 10$ esetben, és miért nem ha $n > 10$?
- Az atommaghasadás során létrejövő töredékmagok miért hajlamosak inkább β^- , mint β^+ bomlásra?
- Az arany egyik izotópja $^{197}_{79}\text{Au}$. Milyen másik számpárokkal azonosíthatjuk még ezt az izotópot?
- Molibdén bomlásakor technécium – az atommaghasadás tipikus terméke – keletkezik. Mivel magyarázható, hogy a természetes technécium valószínűleg nem fordul elő a földkéregben?
- Hasonlítsuk össze a ^{113}Cd -nek a 45-12 példában megadott neutronbefogási hatáskeresztmetszetét a 45-14 ábra adataival. Az első érték miért nagyobb kb. egy nagyságrenddel, mint a grafikon által mutatott?

Feladatok

45.2 Az atommag leírása

45.3 Atommagtömeg és a kötési energia

45A-1 Durván megbecsülhetjük a protonokat az atommagban összetartó erők és a Coulomb-taszítás arányát: számítsuk ki az egy protonra jutó *kötési energia* (KE) és a két proton *Coulomb-féle potenciális energiájának* (U) a hányadosát a ^4He -magban, ha a két proton távolsága 1 fm.

45A-2 a) Számítsuk ki a $^{133}_{55}\text{Cs}$ -nuklid közelítő sugarát. b) Közelítőleg mekkora annak az atommagnak az A tömegszáma, amelynek a geometriai hatáskeresztmetszete 0,8 b?

45A-3 A Richter-skálán egy földrengés M magnitúdójának, és a kiváltott E energiának az összefüggése a következő képlettel adható meg: $M = (1/1,5) \log_{10}(E/25\,000)$, ahol E -t joule-ban mérjük. Egy megatonna (tehát 10^6 TNT-ekvivalens) hidrogénbomba robbanásakor keletkező energia $4,18 \times 10^{12}$ J. Mekkora annak a földrengésnek a magnitúdója, amelynek az energiája ugyanakkora, mint egy két megatonna hidrogénbombáé?

45B-5 Mekkora (joule-ban kifejezett) energia szükséges ahhoz, hogy egy gramm tömegű $^{56}_{26}\text{Fe}$ atommagjaiban a nukleonokat különválasszuk?

45.4 Radioaktív bomlás és felezési idő

45.5 Radioaktív bomlási módok

45A-6 Ásatás során a nevadai Lake Winnemucca közelében múmiát találtak, melyet „Whiskey Lil”-nek neveztek el. Karbon-kormeghatározással kiderítették, hogy az eredeti ^{14}C -tartalomnak még 73,9%-a található benne. Melyik évben halt meg Whiskey Lil?

45A-7 Számítsuk ki, hogy mennyi idő szükséges ahhoz, hogy a 12 min felezési idejű izotóp aktivitása a kezdeti aktivitás ötödrésztére csökkenjen.

45A-8 A ^{241}Am felezési ideje 432 év, és alfa-rész kibocsátásával bomlik. a) Írjuk fel a bomlás reakcióegyenletét. b) Mekkora tömegű anyag aktivitása 1 mCi?

45B-9 Mennyi az aktivitása egy gramm ^{226}Ra -nak, ha a rádium molekulatömege 226, és felezési ideje 1620 év?

45B-10 A 45-5 példában szereplő 279 936 000 darab kockából naponta a meglévő egyhatodát eltávolítjuk. a) A 45-6 ábra grafikonjának felhasználásával számítsuk ki, hogy mennyi idő múlva lesz a maradék az eredeti mennyiség egynegyede. b) Számítsuk ki a 45-6 összefüggésből ugyanezt. c) Milyen nagy a két eredmény közötti különbség százalékban? Magyarázzuk meg az eltérés okát.

45B-11 Nukleáris robbanás után a keletkezett teljes radioaktivitás nem követi az exponenciális bomlási törvényt; a robbanás utáni első hat hónapban az aktivitás a következő összefüggés szerint változik:

$$A = A_0 (t/t_0)^{-1,2}$$

ahol A_0 a robbanás után t_0 időpontban észlelt aktivitás. (Hat hónap után már gyorsul a bomlás, és 10 év múlva a fenti képlettel számítható aktivitásnak csak 1/25 részét mérjük.) Számítsuk ki a rövidtávú $T_{1/2}$ felezési időt a fenti összefüggéssel.

45B-12 A $^{49}_{24}\text{Cr}$ izotóp pozitron kibocsátással, 42 min felezési idővel bomlik. a) Írjuk fel a reakcióegyenletet. b) Mekkora legyen egy 24 mCi kezdeti aktivitású minta aktivitása két óra múlva?

45.6 Hatáskeresztmetszet

45B-13 Termikus neutronok nyalábja csapódik be egy ^{12}C anyagú szénlemezre. A termikus neutronokra a teljes befogási hatáskeresztmetszet $3,5 \text{ mbn}$. Milyen mélységben fog a neutronnyaláb 20%-a elnyelődni? (A szén sűrűsége $2,25 \text{ g/cm}^3$.)

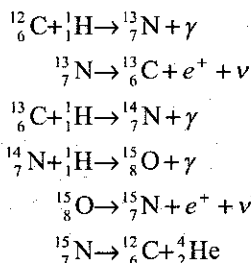
45B-14 Egy ólomtéglá térfogatának túlnyomó része lényegében üres tér. Az ólomatomok homogén eloszlását feltételezve számítsuk ki, hogy milyen vastagnak kell lennie a téglának, ha az összes bennefoglalt hatáskeresztmetszeti területet egy lapra vetítve, az a lapnak csak egytized részét fedi be. $R_0 = 1,3 \text{ fm}$.

45B-15 A Földtől kb. $170\,000$ fényévnnyi távolságra lévő 1987A. szupernova felületén 10^{46} J erősségű neutrínókitörés zajlott le. Vegyük az átlagos neutrínó-energiát 6 MeV -nek és testünk hatáskeresztmetszeti felületét összesen 5000 cm^2 -nek. A kibocsátott neutrínók közül hány hatolt át testünkön? [a feladatot az *American Journal of Physics* 56, 5. (1988. máj.) számának *Back of the Envelope* rovatából vettük át.]

45.7 Atommagreakciók

45A-16 A ^{236}U hasadási termékei ^{90}Rb és ^{143}Cs . Mutassuk meg, hogy a reakció Q -ját a $Q = (M_{\text{U}} - M_{\text{Rb}} - M_{\text{Cs}} - 3m_n)c^2$ összefüggés adja meg, ahol M_{U} , M_{Rb} , M_{Cs} és m_n a megfelelő atomtömegek illetve a neutron tömege.

45B-17 Jelenlegi tudásunk szerint a Napnál melegebb csillagok energiaforrása a *szénciklus*, azaz a következő reakciósorozat:



a) Bizonyítsuk be, hogy ennek a sorozatnak a végeredménye azonos a proton-proton ciklusával (l. a 45C-39 feladatot), ahol négy proton kapcsolódásából He-atommag alakul ki (figyeljünk arra, hogy a szén nem használódik el a fenti ciklusban, csak katalizátorként hat). b) Magyarázzuk meg, hogy a szénciklushoz miért szükséges magasabb hőmérséklet, mint a proton-proton ciklushoz.

45B-18 A 45C-41 feladat végeredményét felhasználva számítsuk ki azoknak a $^2\text{H}(d, n)$ reakciókban résztvevő neutronoknak az energiáját, amelyek a deutérium-céltárgyra becsapódó $0,5 \text{ MeV}$ deutériumnyaláb irányához képest 90° -os szögben emittálódnak.

45B-19 A természetben előforduló arany csak egyetlen izotópja van, $^{197}_{79}\text{Au}$; ez lassú neutronokkal bombázva β^- -részecskéket bocsát ki. (a) Írjuk fel a re-

akció egyenletét. (b) Számítsuk ki a béta-részek maximális energiáját.

45B-20 A következő magreakciókban határozzuk meg x -et, és írjuk fel a reakcióegyenletet a megfelelő A és Z értékekkel – belevonva az átmeneti magot is: $^9\text{Be}(\alpha, n)X$; $X(\alpha, p)^{31}\text{P}$; $^7\text{Li}(d, 2\alpha)X$; $^{11}\text{B}(p, \alpha)X$; $^{12}\text{C}(\gamma, \alpha)X$.

45B-21 Bizonyítsuk be, hogy 1 g $^{238}_{92}\text{U}$ bomlásából évente $1,33 \times 10^{-10} \text{ g}$ $^{206}_{82}\text{Pb}$ keletkezik, ha a számítási időszak sokkal rövidebb, mint egy milliárd év. A 45-12 ábrából látható, hogy a $^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{206}_{82}\text{Pb}$ bomlási lánc felezési ideje jó közelítéssel $4,5 \times 10^9$ év.

45.8 Nukleáris energia

45A-22 Közönséges vizet használva moderátorként a tiszta ^{238}U kritikus tömege 3 kg ; milyen nagy a megfelelő urángömb átmérője?

45A-23 $3 \times 10^8 \text{ K}$ fúziós hőmérsékleten egyensúlyi állapotban lévő hidrogéngázban a ^2H -magok négyzetes középsebessége v_{nk} ; számítsuk ki eV-ban egy mag kinetikus energiáját.

45A-24 Tétélezzük fel, hogy egy elektron van egy 10^{-14} m átmérőjű atommagban. Számítsuk ki (MeV-ban), hogy közelítőleg mekkora energiával kell ennek az elektronnak rendelkeznie. Alkalmazzuk a határozatlansági elvet, és értelmezzük a hely, határozatlanságot, mint a mag átmérőjét, és az impulzus határozatlanságot impulzusként. Alkalmazzuk az $E = pc$ relativisztikus közelítést. A béta-bomlás elektronjainak energiája ritkán nagyobb 1 MeV -nél, így a határozatlansági elv miatt nem létezhetnek elektronok az atommagban.

45B-25 Tegyük fel, hogy a fúziós reakcióhoz két atommag középpontjának legalább 10 fm -re kell egymást megközelíteni. Számítsuk ki a fúzió bekövetkezéséhez szükséges minimális teljes energiát (E , MeV-ban), a) a deutérium-deutérium reakcióban és b) a deutérium-trícium reakcióban.

45B-26 a) Számítsuk ki a deuteronok négyzetes középsebességét egy 200 K hőmérsékletű összetartott plazmában. b) Mennyi idő múlva fog a deutérium kiszökni a 10 cm átmérőjű gömbből, ha nincs összetartó hatás?

Vegyes feladatok

45C-27 A légkörrel egyensúlyban lévő, szerves anyagból álló élő mintában minden 10^{12} stabil szénatomra jut egy (5730 év felezési idejű) ^{14}C -atom. Egy régészeti faminta (cellulóz – $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$) tömege $21,0 \text{ mg}$. A mintát egy 88% hatásfokkal dolgozó béta-számlálóba helyezve a berendezés egy hét alatt 937 beütést mutat. Számítsuk ki a minta korát, ha feltételezzük, hogy az eltelt idő alatt nem változott meg lényegesen sem a kozmikus sugárzási fluxus, sem a Föld légköre.

45C-28 Egy radioaktív minta bomlását $t = 0$ -tól kezdve 10 s-onként mérjük. Mérési adataink: 1137, 861, 653, 495, 375, 284, 215, 163. (a) Ábrázoljuk az adatokat féllogaritmikus diagrammon, és húzzuk meg a legjobban illeszkedő egyenest. (b) A grafikon alapján állapítsuk meg a minta felezési idejét.

45C-29 Egy radioaktív minta bomlását $t = 0$ -tól kezdve 1 percenként mérjük. Mérési adataink (másodpercenkénti beütésszám): 260, 160, 101, 72, 35, 24, 13, 10, 5, 2, 4, 0. a) Ábrázoljuk az adatokat féllogaritmikus diagrammon, és húzzuk meg a legjobban illeszkedő egyenes vonalat; b) számítsuk ki a felezési időt; c) és a bomlási állandót.

45C-30 Féllogaritmikus grafikonpapír hiányában mérjük fel közönséges milliméterpapíron a beütésszám logaritmusát az idő függvényében. Ekkor is egyenest fogunk kapni. Oldjuk meg így az előző feladatot.

45C-31 Élő szervezetben radioaktív indikátort alkalmazva előfordul, hogy az anyagcsere folyamán a jelzett atomot eltávolítja a szervezet. Ilyenkor a mért beütésszám kisebb, mint ami a radioaktív bomlásból következne. A biológiai folyamatra is logikusan tétélezhető fel az exponenciális bomlás, azaz két bomlási állandónk lesz, egy fizikai λ_f és egy biológiai λ_b , tehát a folyamatok lefolyása:

$$\frac{dN}{dt} = -N(\lambda_f + \lambda_b) \quad \text{és} \quad N = N_0 e^{-(\lambda_f + \lambda_b)t}$$

Bizonyítsuk be, hogy a két folyamat együttes vagy *effektív felezési ideje* $1/T_e = 1/T_f + 1/T_b$.

45C-32 A ^{226}Ra 4,7845 MeV energiájú alfa-sugarakat bocsát ki. Számítsuk ki a teljes bomlási energiát, beleértve az anyagmag visszalökődéséhez tartozó energiát is.

45C-33 Az ^{50}Cr aktivitású, ^{210}Po -ból készült kis gömböt megérintve, melegnek érezzük. Mennyi hő termelődik a gömb belsejében?

45C-34 A 45-12 példában olyan reakciót írtunk le, melyben a hatáskeresztmetszet sokkal nagyobb, mint az atommag vetületének nagysága. Másik szélsőség a neutrínó igen kicsi kölcsönhatási keresztmetszete; tudjuk, hogy ezért nagyon nehéz a neutrínót kimutatni. Az antineutrínó detektálására felhasznált egyik reakció: $\bar{\nu} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^0_1\text{e} + {}^1_0\text{n}$, amelynek a hatáskeresztmetszete 10^{-19} b.

(a) Határozzuk meg azt a vízmélységet (km-ben), amelyben az eredeti neutrínófluxus egymilliomod részével csökken. (b) Hasonlítsuk össze ezt az értéket a Föld-Nap távolsággal.

45C-35 Maradjunk az előző feladatnál. Egy atomreaktor antineutrínófluxusa 10^{13} antineutrínó/cm². Tétélezük fel, hogy ez a fluxus homogén eloszlásban éri egy 10 cm élhosszúságú vízkocka egyik lapját. Számítsuk ki, hogy mennyi lesz a vízben átlagosan naponta az antineutrínó-proton kölcsönhatások száma.

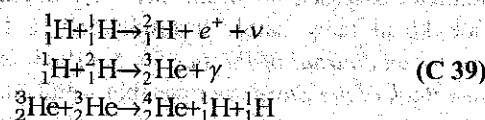
45C-36 Elhanyagolható kinetikus energiájú lassú neutron abszorbeál egy nyugalomban lévő bór-atommag, és a (45-43) egyenlettel leírt reakció megy végbe. Milyen

nagy lesz a reakcióban keletkezett két atommag kinetikus energiája?

45C-37 Az endoerg reakció Q értéke negatív. Az energia- és impulzus-megmaradás (nemrelativisztikus) törvényének felhasználásával mutassuk meg, hogy egydimenziós ütközés esetében az E_{ki} küszöbenergiát a (45-39) képlettel számíthatjuk ki.

45C-38 Van egy olyan – lassú neutronok hatására végbemenő – hasadása a ^{235}U atommagnak, ahol az egyik hasadási termék ^{137}Te . A reakcióban nem termelődik neutron. (a) Melyik a másik hasadási termék? (b) A reakció Q -ja 190 MeV. A tömegeket egészszámra kerekítve számítsuk ki az egyes fragmentumok kinetikus energiáját.

45C-39 A fúziós reakciók alábbi sorozatát *proton-proton-ciklusnak* nevezik és feltehetőleg ez a napenergia forrása:



a) Számítsuk ki a reakciók Q -ját; b) Látszik, hogy az első két reakciónak kétszer kell bekövetkezni, hogy a harmadikban szereplő két ${}^3_2\text{He}$ keletkezzék. Ezt figyelembevéve számítsuk ki, hogy a *proton-proton-ciklus* végeredményeképpen a négy proton egyesüléséből létrejött ${}^4_2\text{He}$ -atommag képződése mekkora energiaszabadulással jár. c) Amikor a ciklusban kibocsátott két pozitron elektronnal találkozik, pozitron-elektron-szét-sugárzás (annihiláció) következik be. Ekkor két egyenlő energiájú foton keletkezik, amelyek (az impulzusmegmaradási törvény értelmében) ellenkező irányban haladnak. Az (e^+, e^-) -szét-sugárzáskor $2m_0c^2$ energia szabadul fel, ennyivel növekszik a reakcióban termelt összes energia. A szét-sugárzást is figyelembevéve számítsuk ki a *p-p-ciklusban* felszabaduló összes energiát.

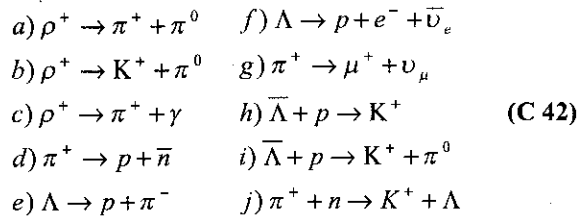
45C-40 Két deuteron (${}^2\text{H}$) egyesüléséből alfa-részecske (${}^4\text{He}$) jön létre. a) A tömeghiány alapján számítsuk ki a reakcióban termelt energiát. b) Hány ilyen reakciónak kell lezajlania másodpercenként ahhoz, hogy egy 60 W-os izzót tápláljon? c) Egy milligrammnyi deutérium mennyi ideig üzemeltetheti ezt az izzólámpát?

45C-41 m tömegű és K_0 kinetikus energiájú részecskét befog egy nyugalomban lévő M tömegű atommag. Az átmeneti mag a részecske beesési irányához képest 90° -os irányban azonnal kibocsát egy M_1 tömegű könnyű részecskét. A visszalökött mag tömege M_2 . Bizonyítsuk be, hogy a kibocsátott könnyű részecske K kinetikus energiája:

$$K = \left[Q - \left(\frac{m - M_2}{M_2} \right) K_0 \right] \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right) \quad (\text{C } 41)$$

ahol Q a teljes tömegkülönbségnek megfelelő energia.

45C-42 A következő reakciókban sérül-e valamelyik megmaradási törvény, és ha igen, melyik? Melyik folyamatot lehet ezek közül a fundamentális kölcsönhatások valamelyikével leírni?



45C-43 Egy K^+ részecske nyugalomba jut és $(e^+ + \nu_e)$ -re bomlik. A nyugalmi tömeget elhanyagolva számítsuk ki a pozitron által elvitt energiát. Mennyi energiát visz el a ν_e ?

45C-44 Egyenként 46 GeV energiájú e^- és e^+ frontálisan ütközik és Z_0 részecske keletkezik, majd a Z_0 ($\pi^+ + \pi^-$)-ra bomlik. Lehetséges-e ez? Fel tudjuk-e írni ennek az át-

menetnek a lefolyását? (Útmutatás: Meg kell engedni, hogy a vákuumból kvark-antikvarkpár keletkezzék.)

45C-45 Ütközés során 1,116 GeV/c impulzusú Λ -részecske keletkezik. Mekkora lesz az átlagos úthossza a laboratóriumban, mielőtt elbomlik?

45C-46 Semleges M^0 -részecske repülés közben két fotonra bomlik. Fejezzük ki a részecske nyugalmi tömegét a fotonok energiájával és impulzusával, és mutassuk ki, hogy kis szögek ($\cos \theta \sim 1 - \theta^2/2$) esetén $\theta^2 = m^2 c^4 / E_1 E_2$, ahol E_1 és E_2 a fotonok energiája, θ a két foton impulzusvektora által bezárt szög és m a részecske nyugalmi tömege. Bizonyítsuk be, hogy θ akkor a legkisebb, ha $E_1 = E_2 = E/2$, ahol E a mezon energiája ($E = E_1 + E_2$, tehát $\theta_{\min} = 2mc^2/E$). Ha 10 GeV energiájú π^0 bomlik ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$), milyen távolságra lesz a két foton, ha a detektort a keletkezés helyétől 2 m távolságra helyezzük el? Mi a helyzet egy 100 GeV-es π^0 esetében? (Útmutatás: Arra figyeljünk, hogy a fotonnak nincs nyugalmi tömege, tehát érvényes az $E = pc$ összefüggés.)