

ATOMMAG- és RÉSZECSEFIZIKA

Dr. Raics Péter
DE Kísérleti Fizikai Tanszék

BEVEZETÉS

A kvantumfizikát az anyag szerkezetére és felépítésére vonatkozó kutatások alapozták meg. Az *atomok*, *atommagok* és *elemi részecskék* három szintet jelentenek méretben, időben, energiában és kölcsönhatásokban. Mindegyikben közös azonban az, hogy a korábbi folytonos mennyiségek mellett vagy helyett a kötött állapotokban a fizikai jellemzők diszkrét értékei jelennek meg.

A mikrorészecskék tulajdonságainak, kölcsönhatásainak tanulmányozásával nyílt lehetőség arra, hogy a makroszkópikus anyag keletkezésének, fejlődésének megértéséhez eljuthassunk. Csodálatos az a hatalmas gazdagság, amely térben és időben, energiában és tömegben/anyagsűrűségben jellemzi világunkat! Az *atomfizika* ennek egy szeletét mutatja meg, és megtanítja a legfontosabb elméleti és kísérleti módszereket. Az *atommagfizika* és *részecskefizika* mélyebbre és magasabbra hág: egységbe foglalja a legkisebb építőköveket és a hatalmas kiterjedésű galaxisokat, leírja a világ keletkezésének és fejlődésének egy nagyon valószínű történetét, bepillantást enged az anyag múltjába és jövőjébe.

A *Táblázat* azokat a tartományokat jeleníti meg nagyságrendi formában, amelyeket a kutatás során vizsgálni kell. A *térbeli* határok kiterjedése (méretek, távolságok) a nukleontól a Világegyetem "belátható" méretéig (13,5 milliárd fényév) tart. Az alsó határ lehetne a nulla is, hiszen az elektron pontszerűnek vehető mai tudásunk szerint. **Időben** vizsgálataink a Világ keletkezése körüli pillanattól kiterjednek a proton esetlegesen véges élettartamáig (ami kísérletileg $>10^{31}$ – 10^{33} év). Az **energiamérés** határai egy éles rezonancia állapotszélességtől egy szupernova-robbanás energiájáig terjednek, ami az $E=mc^2$ szerinti számításban pedig a neutrínó és egy Naphoz hasonló csillag tömege közötti tartomány. A **tömegsűrűség** is végleteket mutat: 1 elektron/ m^3 (űr) - 10^3 kg/ m^3 (mindennapi anyagok) - $2 \cdot 10^{17}$ kg/ m^3 (maganyag) - 10^{21} kg/ m^3 (feketelyuk). A két hidrogén atommag (proton) közötti erő relatív erősségére jellemző számok

$$10^{-39} - 10^{-7} - 10^{-2} - 1$$

a **gravitációs**, a **gyenge**, az **elektromágneses** illetve az **erős kölcsönhatás**ban.

Szédtő arányaival, lelkesítő eredményeivel a kvantumfizika, főleg az atommag- és részecskefizika az intellektuális élményeken túlmenően olyan elméleti, módszertani, technológiai, technikai tudást, készséget követel meg és ad az emberiség kezébe, amely soha nem látott fejlődést eredményezett már eddig is az élet minden területén, és amelynek távlatai szinte beláthatatlanok. A nukleáris energiatermelés, az orvos-biológiai alkalmazások (diagnosztika, terápia), analitika, nyomjelzés, kormeghatározás, ipari és mezőgazdasági felhasználás, félvezetőgyártás (ionimplantáció) a közvetlen társadalmi haszon, de a személyi számítógépek és a web nyílt megjelenése is ennek a tudománynak köszönhető.

Az atommag- és részecskefizikai kutatások jellemző tartományai

	Alsó határ	Felső határ	Jelenség
Méret, távolság [m]	$< 10^{-15}$	$> 10^{-26}$	Elemirészek – Univerzum
Tömeg [kg]	$< 10^{-34}$	$> 10^{-40}$	Neutrínó – csillagok ... Univerzum
Sűrűség [kg/m ³]	$< 10^{-27}$	10^{17}	„Űr” – neutroncsillag
Energia [J]	$< 10^{-30}$	10^{45}	Állapotszélesség – szupernova robbanás
Idő [s]	10^{-43}	$> 10^{-38}$	Ősrobbanás – proton élettartama
A kölcsönhatások csatolási állandói	10^{-38}	1	Gravitáció – magerő (erős/szín)

ÓRIÁSI – PARÁNYI

RÖVID – HOSSZÚ

LASSÚ – GYORS

KÖNNYŰ – NEHÉZ

ERŐS – GYENGE

CITIUS

ALTIUS

FORTIUS

I. AZ ATOMMAGOK ALAPTULAJDONSÁGAI

A kvantumfizikai részecskék tulajdonságai, a kölcsönhatások jellemzői mérésekkel határozhatók meg. A kísérletek során alapállapotú adatokat keresünk, rugalmas és rugalmatlan ütközések valószínűségét mérjük, a gerjesztett nívók kvantumszámait és bomlási módjait kutatjuk. Az eredményeket modellek jóslataival hasonlítjuk össze. Az atommagfizikában a *Schrödinger-egyenlet*be beírandó potenciálfüggvény megadása nem olyan egyértelmű, mint a héjfizikában, ezért a különböző adattípusok esetleg egészen eltérő modellekkel értelmezhetők.

1.§ Fizikai mennyiségek, jellemzők

A pozitív elektromos töltésű *protonokból* (hidrogén atommagokból) és a valamivel nagyobb tömegű semleges *neutronokból* álló atommag egyes jellemzői közvetlen méréssel, mások közvetett úton határozhatók meg. Ez utóbbi esetben megmaradási törvényeket vagy modelleket is felhasználunk. A közös néven *nukleonoknak* nevezett alkotók között a magerők létesítenek kötést, a protonok között ezen kívül még fellép a Coulomb-kölcsönhatás is. A gyenge és méginkább a gravitációs erők általában elhanyagolhatók.

1. Statikus mennyiségek

Ezek az atommagok, egyszerű vagy összetett részecskék *alapállapotú* adatainak egy részét jelentik.

a) Méret, R , r : Gömbszimmetrikusnak feltételezve a részecskét, sugarat (vagy átmérőt) adnak meg többnyire 10^{-15} m, azaz fm (femtométer) egységben, ami a magfizikában fermi néven is használatos. A méret az anyagsűrűség eloszlásával is kapcsolatba hozható, és gyakran a kölcsönhatási potenciál „kiterjedését”, illetve hatótávolságát méri. Megállapodás

kérdése, hogy nemderékszögű potenciálalak esetén ez utóbbi mit jelent. Közvetlen mérése általában ütközési kísérletekkel történik.

b) Tömeg, m , M : Többnyire elektromágneses mezőben való eltérülésből, továbbá ütközésekben, reakciókban, bomlási folyamatokban határozható meg (energia- és impulzus-megmaradás). A kvantumfizikában elterjedten használt egysége $E/c^2 = m$ alapján eV/c^2 , illetve egyszerűen eV , energia. A ^{12}C -re vonatkoztatott tömegskála alapján az $1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ *atomi tömegegység* (*ate*) 931494,028 keV-nek felel meg. A nagyenergiájú mikrorészecskék sebessége a fényéhez közeli lehet, ami relativisztikus korrekciót kíván a tömegre.

c) Kötési energia, B : Összetett részecskékből álló rendszer tömege ennyivel kisebb a szabad alkotók össztömegénél. Ez az energia szabadul fel, amikor a rendszer létrejön: alacsonyabb energiaállapotba kerül (megegyezés szerint ilyenkor negatív az összenergia). Az *atommag* esetén a kötési energia a Z számú proton és az N darab neutron tömegével a következő kapcsolatban áll:

$$B = (M_{\text{mag}} - Zm_p - Nm_n) \cdot c^2 = \Delta mc^2 \quad (1.1)$$

Ez a reakció energetikájából és nagypontosságú tömegmérésből határozható meg.

d) Elektromos töltés, q : Elektromos és mágneses mezőben való eltérülésből közvetlenül az q/m fajlagos töltés határozható meg. A részecskék pozitív (+), negatív (-) és semleges töltésállapotban fordulnak elő. Az $e = 1,602176487 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ elemi (elektron) töltésegységnek megfelelő egész értékek (és nulla) a szabadon is megjelenő részecskékre jellemzők. A nukleonokat felépítő (bezárt) kvarkok töltése $q = +(2/3)e$ vagy $q = -(1/3)e$. A fotonnak ugyan nincs töltése, de (gyorsan változó) elektromágneses tere van; az anyaggal a kölcsönhatása a töltött részecskékéhez hasonló (ionizáció) és nem a neutronéhoz (ami csak az erős, gyenge és gravitációs kölcsönhatásban vesz részt).

2. Dinamikai adatok

Alap- és gerjesztett állapotban egyaránt jellemzik a kvantumfizikai rendszert. Meghatározásuk az utóbbi esetben nagyon komoly technikát kíván. Klasszikus értelemben valamilyen (létező vagy nem-létező) mozgáshoz kötődnek.

a) Impulzusmomentum, perdület: Klasszikusan az $\mathbf{I} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ vektorszorzattal definiáljuk. A részecskéknak kvantált saját perdületük (spinjük, $\mathbf{s}$) és kötött(nek tekinthető) rendszerben kvantált pályaperdületük ($\mathbf{l}$) van. Az előbbi $\hbar/2\pi =$ egész- vagy félegésszámú, az utóbbi egész számú többszörösében van mérve. A kettőből a jól ismert szabályok szerint alakulnak ki az eredők ($\mathbf{j}$, $\mathbf{J}$). Meghatározása külső (inhomogén) mágneses térben fellépő iránykvantáltság alapján, rezonancia módszerrel, továbbá spektroszkópiai úton történik.

b) Helicitás, h : A ($\sim$ fénysebességgel haladó) szabad részecskék spinjének és impulzusának irányát fejezi ki. Ha ez a kettő jobbsodrású rendszert alkot (jobbcsavar szerint „halad előre és tekeredik”), akkor $h = +1$, ha fordítva, akkor $h = -1$. Az $\mathbf{s}$ és $\mathbf{p}$ vektorokkal illetve abszolútértékükkel kifejezve: $h = (\mathbf{s}/|\mathbf{s}|) \cdot (\mathbf{p}/|\mathbf{p}|)$.

c) Elektromágneses momentumok: A gömbszimmetrikus töltés- vagy tömegeloszlástól való eltérést, az *alakot* is jellemzik. Az atommagot felépítő nukleonok tulajdonságai miatt a szokásos értelmezésen túlmenően a pozitív töltésű proton és a semleges neutron is alkothat elektromos dipól, kvadrupól, ... rendszert. A lényeg, hogy a kétfajta töltésű (tulajdonságú) részecskék töltés-, tömegközéppontja nem egyezik meg. Mérése inhomogén elektromos mezőben fellépő erőhatás alapján történik. A **dipólmomentum** szokásos $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ definícióját általánosabb alakban írjuk fel a $\rho(x,y,z)$ töltéssűrűség alapján a részecske valamilyen tengelyével párhuzamos z -irányú komponensre:

$$p_z = \int \rho(x,y,z) \cdot z \cdot dx \cdot dy \cdot dz. \quad (1.2)$$

Mértékegysége: C·m, illetve a szubatomi rendszereknél egyszerűen $10^{-13} \text{ cm} = 10^{-15} \text{ m}$, azaz fm. Léte az atommagfizika egyik legizgalmasabb kérdése.

Az elektromos **kvadrupólmomentum** két, egymással szembefordított és egymástól d távolságra levő dipólként fogható fel. Ponttöltések esetén valamilyen „nem-egyszerű” vektorral, a $\mathbf{Q} = q\mathbf{l}q\mathbf{d}$ mennyiséggel jellemezzük. E két vektorból álló „képződmény” komponensei *tenzorral* írhatók le, ami mátrixhoz hasonló elrendezésben 9 tagot tartalmaz. Diagonális alakra transzformálva található olyan koordináta-rendszer, amelyben csak a fő-átlóbeli tagok maradnak meg. Ha a forgásszimmetriával rendelkező test és a külső rendszer koordinátatengelyei $(x \ y \ z)$ illetve $(x' \ y' \ z')$, akkor a zz -komponens az előbbi koordináta-rendszerben

$$Q_{zz} = \int \rho(x,y,z) \cdot (3z^2 - x^2 - y^2) dx dy dz = K \quad (1.3)$$

és a deformáció $Q_{zz} = 0$ gömb nem deformált;

$Q_{zz} > 0$ szivar a tengellyel párhuzamosan megnyúlt, „prolate”;

$Q_{zz} < 0$ diszkosz a tengelyre merőlegesen lapult, „oblate”.

Mértékegysége $\text{C}^2\cdot\text{m}^2$, a magfizikában a $10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 = 1 \text{ barn}$ használatos.

d) Mágneses (dipól)momentum, μ [joule/tesla]: Felírható mint a $\mu = g_I \cdot I \mu_N$ kapcsolat az impulzusmomentum-vektor $\mathbf{I}$ irányával (azzal párhuzamos) és nagyságát jellemző $|\mathbf{I}| = I$ számmal, amely kvantummechanikai részecskék esetén valamilyen egész vagy fél-egész számszorosa a $\hbar$ értéknek. Valamely M -tömegű részecskére megadható egység általánosan a Bohr-mageton: $\mu_M = q \hbar / (2M)$; az $M = m_N$ nukleon tömeg esetén a μ_N a mag-mageton. A „mag g -faktora” a g_I giromágneses tényező, amely dimenzió nélküli szám. Elméleti és kísérleti értékének összehasonlítása a részecske tulajdonságaira, esetleg összetett voltára vet fényt (anomális értékek).

e) Energia, E : Az alapállapot abszolútértéke a részecske tömegéből határozható meg. Ettől a 0-nak vett szinttől számítjuk a gerjesztett állapotok (diszkrét) energiáját úgy, hogy a kötött rendszer energiája megállapodás szerint negatív. Szabadrészecskék energiája pozitív és folytonos. A magfizikában szokásos mértékegység: $1 \text{ eV} = 1,602176487 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ (a $v=0$ sebességről induló $q=e$ elemi töltésű részecske 1 V potenciálkülönbség hatására nyert mozgási energiája). A kémiai energiához („hő”) hasonlóan: $1 \text{ eV/molekula} = 96,48 \text{ kJ/mol} = 23,045 \text{ kcal/mol}$.

f) Közepes élettartam, τ : A gerjesztett kvantumfizikai rendszerek magukra hagyva alacsonyabb energiállapotba kerülnek (energia-minimumra törekvés). A lebomlás egymástól függetlenül, véletlenszerűen történik valamilyen részecske (sugárzás) *spontán-emisszió*jával. Az *élettartam* és az állapot Γ *energiabizonytalansága* a Heisenberg-féle határozatlansági relációval kapcsolódik össze:

$$\tau \cdot \Gamma \geq \hbar = 6,58212 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s} \quad (1.4)$$

3. Típus-jellemzők

A részecskék különböző tulajdonságaik szerint csoportosíthatók. Ez névvel és/vagy kvantumszámokkal, töltésjellegű mennyiségekkel is kifejezhető.

a) Kvantumstatistika: A részecskék két nagy családba sorolhatók saját-impulzusmomentumuk szerint. A *felesspinűek* ($\hbar/2\pi = \hbar$ egységben $1/2, 3/2, \dots$) a Fermi-Dirac kvantumstatistika törvényeinek engedelmeskednek, a Pauli-féle kizárási elv érvényes rájuk: *fermionok*. Az *egész-spinűek* ($0, 1, 2, \dots$) energiaeioszlását a Bose-Einstein statistika határozza meg, a kizárási elv nem vonatkozik rájuk: *bozonok*.

b) Paritás: A fermionok rendszerét antiszimmetrikus, a bozonokét szimmetrikus hullámfüggvény írja le a kvantummechanikában. Ez a jellemző a *paritással* kapcsolatos, azaz a függvénynek a tükrözéssel szembeni viselkedésével. Ha a koordináta-rendszer irányát

ellenkezőjére választjuk (tükrözés az origóra), a függvényérték előjele ugyanaz marad vagy megváltozik. A *paritás-operátor* a következő hatású az $f(x,y,z)$ függvényre, amelynek van valamilyen szimmetriatulajdonsága:

$$x \rightarrow -x \quad y \rightarrow -y \quad z \rightarrow -z \quad (1.5)$$

$$f(-x,-y,-z) = f(x,y,z) : \text{szimmetrikus}; \quad f(-x,-y,-z) = -f(x,y,z) : \text{antiszimmetrikus}$$

$$\mathbf{P} f(x,y,z) = +f(x,y,z), \quad \mathbf{P} = +1; \quad \mathbf{P} f(x,y,z) = -f(x,y,z), \quad \mathbf{P} = -1.$$

Itt P az operátor sajátértéke: $+1$ esetén a függvény illetve a paritás *páros*, -1 -nél *páratlan*. [Pl. a $\cos(x)$, a $\sin^2(x)$, x^2 , $x\sin(x)$ függvények párosak, a $\sin(x)$, x , x^3 páratlanok.] A függvények szorzatának eredő paritása: $P=P_1P_2P_3 \dots$, viszont összegüknél a szimmetria határozatlan lehet [pl. $x + \cos(x)$]. A polárvektorok (hely, impulzus) paritása páratlan, az axiálvektoroké (pl. impulzusmomentum) páros. Ez utóbbiak két polárvektor szorzataként is keletkezhetnek (pl. az impulzusmomentum-vektor, melynek z -komponense: $I_z = x \cdot p_y - y \cdot p_x$).

c) Izospin: Egyes részecskék valamely kölcsönhatás szempontjából egyformán viselkednek, tömegük kevésbé különbözik, tehát egy közös tulajdonság alapján csoportosíthatók. A proton és a neutron ilyen a magerőket (erős kölcsönhatást) tekintve: tömegük nagyon hasonló, viszont az elektromágneses kölcsönhatást eltérően érzik. Összefoglaló néven nukleonnak nevezzük őket: annak két állapotát jelentik ("töltés-dublett"). A spin-formalizmust használhatjuk: külső mágneses térben az l impulzusmomentum beállási irányait (a z -komponenst) jellemző mágneses (mellék-) kvantumszám által felvehető értékek $m = -l, \dots, -1, 0, 1, 2, \dots, l$, azaz számuk $2l+1$. Ha két állapot van (pl. nukleonok), akkor: $2T+1=2$, azaz $T=1/2$ kell legyen az izospin értéke. Harmadik komponense tesz különbséget: protonra $T_z = +1/2$, neutronra $T_z = -1/2$. Ez a kvantumszám a Pauli-elv érvényesüléséhez szükséges: a magerők szempontjából lényegében azonos részecskéket különbözteti meg. Összetett rendszerben N neutron és Z proton esetén:

$$T_z = (Z-N)/2 \quad \text{és} \quad T_{\min} = (N-Z)/2, \quad T_{\max} = A/2. \quad (1.6)$$

Az α -részecskére, deuteronra $T_z=0$. $N=Z$ esetén "ön-konjugált magok"-ról beszélünk (${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$). Természetesen, az izospin nemcsak a nukleonok és a belőlük felépülő rendszerek (atommagok), hanem a nehézrészecskék (*hadronok*) más tagjainak jellemzésére is használatos. Az elektromágneses egyesített elméletben bevezették az analóg *gyenge izospin* fogalmát is.

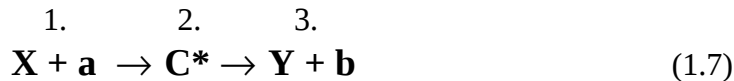
d) Részecskecsaládok: A nukleonok az atommagátalakulások során megtartják jellemző tulajdonságaikat: neutronból proton lehet és fordítva, a magerőkkel kapcsolatos jellegzetességük lényegében nem változik. Ezt a B *barionszámmal* mint minőséggel fejezhetjük ki az ilyen nehéz részecskékre vonatkozóan: a nukleonoké $+1$, az antirészecskéké -1 . Az elektron részt vesz a gyenge kölcsönhatásban néhány más hasonló könnyű részecskével. Ezeknek L *leptonszámot* tulajdonítunk. A közepes és nehéz részecskék (*mezonok*, *barionok*) némelyike egymás között alakul át „szívesen”, párban. E szokatlan viselkedés miatt ők az S *ritkaság* (*strangeness*) kvantumszám 0 -tól különböző értékeivel rendelkeznek. A részecskefizikában részletesebben vizsgáljuk majd ezt a kérdést, és további megkülönböztető mennyiségeket fogunk használni.

4. Megmaradási törvények

Az atommagok és részecskék kölcsönhatásait, bomlásait a megmaradási törvények "irányítják". Ezek *szimmetriákból*, *invarianciákból* származtathatók Wigner Jenő szerint: az alapvető mozgásegyenletek függetlenek bizonyos *transzformációkkal* szemben. Ezt kísérlettel, méréssel kell ellenőrizni. Minden szimmetriának egy megmaradási törvény felel meg. Ha

egy invariancia sérül, új megmaradó(nak tűnő) mennyiséget keresünk, ami a jelenség mélyebb megértéséhez vezet(het).

Valamely folyamat általános alakja (1.: kezdeti, 2.: közbenső, 3.: végállapot):



A 2. állapot esetleg csak virtuálisan létezik. Az 1. (céltárgy+lövedék) és 3. rész a magreakciókat, a 2. és 3. pedig a (radioaktív) bomlást szimbolizálja (a végállapot több részecskét is tartalmazhat, azaz több "kimeneti csatorna" lehetséges).

a) Energiamegmaradás: a fizikai törvények időeltolással szembeni invarianciájából következik. Az (1.7) átalakulási folyamatokban a teljes energiát vizsgáljuk:

$$\begin{aligned} m_0(X) \cdot c^2 + E_{kin}(X) + m_0(a) \cdot c^2 + E_{kin}(a) &= m_0(Y) \cdot c^2 + E_{kin}(Y) + m_0(b) \cdot c^2 + E_{kin}(b) \\ [m_0(X) + m_0(a)] \cdot c^2 - [m_0(Y) + m_0(b)] \cdot c^2 &= [E_{kin}(Y) + E_{kin}(b)] - [E_{kin}(X) + E_{kin}(a)] = \\ &= \Delta m \cdot c^2 = Q, \end{aligned} \quad (1.8)$$

azaz $\sum_i m_0(be)_i \cdot c^2 - \sum_i m_0(ki)_i \cdot c^2 = \sum_i E_{kin}(ki)_i - \sum_i E_{kin}(be)_i = Q$

Nyugvó X céltárgymag esetén $E_{kin}(X)=0$ laboratóriumi rendszerben. A reakció (bomlás) típusa az energia, vagyis a folyamat Q -értéke szerint (mint a kémiában):

$$\begin{aligned} Q > 0 & \text{ exoerg reakció;} \\ Q = 0 & \text{ rugalmas folyamat;} \\ Q < 0 & \text{ endoerg reakció (küszöb-folyamat).} \end{aligned} \quad (1.9)$$

A mikrorészecskék kötött állapotainak energiája diszkrét. Gerjesztésük csak jól meghatározott energiával történhet. Legerjesztéskor a kezdeti és végállapot közötti energiakülönbségnek megfelelő energiát visz el a kibocsátott részecske (illetve az impulzusmegmaradás miatt a végmag visszalökődése folytán valamivel kevesebbet).

b) Impulzusmegmaradás: a translációs invariancia eredménye. Általános alakban:

$$\mathbf{p}(X) + \mathbf{p}(a) = \mathbf{p}(Y) + \mathbf{p}(b) \quad (1.10)$$

Bomlási folyamatban összesen legalább három részecskének kell résztvennie.

A (szabad mozgásra vonatkozó) vektoregyenlet a megfelelő komponensekre felírva egyenlet-rendszert jelent. Egyszerűbb esetben síkbeli mozgás tételezhető fel, ekkor az x és y vektor-komponensekre írjuk fel az egyenleteket.

c) Impulzusmomentum-megmaradás: a törvények forgási szimmetriája okozza. Ha egy mikrorendszer valamely $\mathbf{I}_{kezd}$ impulzusmomentumú állapotából $\mathbf{I}_{vég}$ -be megy át egy $\mathbf{L}$ (teljes-)impulzusmomentumú részecske (foton) emissziójával, akkor a megmaradási törvényből az átmenetre az egyik "kiválasztási szabály":

$$|I_{kezd} - I_{vég}| \leq L \leq I_{kezd} + I_{vég} \quad \text{azaz} \quad |\Delta I| \leq L \leq \Sigma I \quad (1.11)$$

d) Paritásmegmaradás: a térbeli tükrözési szimmetria elvéből következik a kvantumfizikai rendszerekben. A Schrödinger-egyenletben a Hamilton-operátor tükrözésszimmetrikus: a második parciális differenciálhányadosok mintegy „második hatvány”-nak felelnek meg („páros függvények”), a potenciálban pedig relatív távolságok szerepelnek. Hatásukra a paritás nem változik meg. A részecske megtalálásának valószínűsége egyforma jobb- és balsodrású koordinátarendszerben: $|\Psi(x,y,z)|^2 = |\Psi(-x,-y,-z)|^2$. Egy kvantumfizikai rendszerben a kezdeti és végállapot paritása a relatív mozgás tömegközépponti rendszerben (TKR) mért L pályaimpulzusmomentumával:

$$P_{vég} = P_{kezd} \cdot (-1)^L. \quad (1.12)$$

Egyedül a gyenge-kölcsönhatásban sérül ez a megmaradási elv, aminek nagyon izgalmas következményei vannak (jobb-bal megkülönböztethetősége).

e) Elektromostöltés-megmaradás: ez (áttételesen) azzal kapcsolatos, hogy a hullámfüggvény fázisának δ eltolásával a részecske megtalálásának valószínűsége nem változik: $|\Psi(x,y,z)|^2 = |\Psi(x,y,z) \cdot e^{i\delta}|^2$. Az elektron töltésének megfelelő q_0 egységben mérve az elektromos töltést a kvantumfizikai folyamatokban, a kezdeti és végállapotok előjelesen vett töltésszegei megegyeznek. A töltésmegmaradás elve teljesen általános: mindenhol teljesül a természetben. Ehhez kapcsolódik az *izospin-megmaradása* az erős kölcsönhatásban. (Megjegyzendő, hogy az *u*- és *d*-kvarkok tömegének különbözősége, valamint a kvark – elektromágneses effektusok miatt kis mértékben sérül az izospin megmaradás az erős kölcsönhatásban.)

f) Részecskemegmaradás: lényegében az előbbi invarianciával kapcsolatos és a fermionok különböző családjaira vonatkozik. A magfizikai és részecskefizikai folyamatokban (magreakcióban, bomlásokban) a *barionszám* és a *leptonszám* megmaradás érvényesül az eddigi kísérleti tapasztalatok szerint (l. később).

A *részecskék-antirészecskék* elektromos töltése ellentétes, a semlegesek antirészecskéi töltésnélküliek maradnak (töltésszimmetria). Egyéb (típus) töltésük hasonlóan alakul. Találkozásuk során „megsemmisülnek”, *annihilálódnak*: nyugalmi tömegük megfelelő energiájú fotonokká alakul át (impulzusmegmaradás!). A *párkeltés* fordított folyamat: egy (az energiamegmaradást teljesítő energiájú) foton a kölcsönhatás következtében részecske-antirészecske-párt kelt.

A *folyamatok kinematikai részleteit* az impulzus- és energiamegmaradás törvényének együttes alkalmazásával lehet meghatározni. Az energetikai alapfeltétel teljesülése esetén a reakció vagy bomlás *végbemeget*, ekkor az impulzusmegmaradás miatt a részecskék meghatározott módon mozognak (pl. valamilyen szögben való szétrepülés, visszalökés). Az energiamegmaradás törvénye szükséges, de nem elegendő feltétele a reakciónak vagy bomlásnak. A többi megmaradási törvény által megkövetelt feltételek teljesülése is kell az egyes folyamatok bekövetkezéséhez („kiválasztási szabályok”). Az impulzusmegmaradást nem tudjuk befolyásolni: ha létrejön a folyamat, a részecskék e törvény szerint fognak mozogni a térben. Az adott szögben megjelenő részecskék számát, a $d\sigma/d\omega$ értéket, azaz a szögeloszlást viszont már a kölcsönhatás fizikai jellegzetességei határozzák meg.

5. Mérési eljárások

A részecskék, atommagok tulajdonságainak meghatározása sokféle módszerrel történik. Ezek általában két alapvető eljárást jelentenek, melyeket egyidejűleg és különböző kombinációkban is alkalmazhatunk: *spektroszkópiai* mérések és *szórási* (ütközési) kísérletek. Az éles elválasztás nem lehetséges, hiszen az előbbihez valamilyen módon gerjeszteni kell a rendszert, az utóbbinál pedig a kirepülő részecskék analízise az állapotok tulajdonságaira derít fényt. A korábban felsorolt fizikai mennyiségek nagy része a spektroszkópiai adatokat jelentik. A szórási folyamatok további információkkal szolgálnak a reakció dinamikájára.

a) Nukleáris spektroszkópia: a gerjesztett állapotok tulajdonságainak vizsgálati módszere. A Bohr-elmélet szerint, az ugyanahhoz a maghoz tartozó két energiaállapot közötti átmenet során megjelenő foton f frekvenciája (illetve ω körfrekvenciája) kiszámítható az

$$E_{\text{vég}} - E_{\text{kez}} = hf = \hbar \omega \quad (1.13)$$

alapján. Az állapotok részecskeemisszióval is elbomolhatnak, ekkor az összetételre jellemző *proton- és neutrons szám* megváltozik (radioaktivitás, magreakció). A magfizikában előforduló energiaértékek a keV – MeV nagyságrendbe esnek.

A diszkrét nívók jellemzésére az energia mellett az impulzusmomentum és paritás szolgál, illetve a fő-, mellék- és egyéb kvantumszámok. Ezen adatoktól függ, hogy a nívók

hogyan bomlanak el (kiválasztási szabályok). Gerjesztett állapotban az atommag momentumai és alakja megváltoznak.

További fontos adatok az állapotokra vonatkozóan a már megismert τ közepes élettartam és Γ nivószélesség (az állapot energiájának bizonytalansága) mellett a nivótávolság δE , illetve a nivósűrűség $\rho(E) = 1/\delta E$. A Heisenberg-féle határozatlansági relációból becsülni lehet az első két mennyiség valamelyikét. Ha $\delta E > \Gamma$, az átfedő nivók illetve a kontinuum tartományában vagyunk (de még kötött állapotban). Ekkor folytonos nivósűrűségfüggvényt használhatunk (pl. statisztikus fizikai analógia alapján). A többi állapotjelző valamilyen eloszlásfüggvénnyel adható meg (pl. Gauss-függvény). A τ közepes élettartam és a Γ nivószélesség alapján az állapot elbomlási sebessége („bomlási állandója”) az aktivitáshoz hasonló értelmű adat:

$$\lambda = 1/\tau \sim \Gamma / (\hbar/2) [1/s] \quad (1.14)$$

Az eV-ban mérhető Γ így a bomlás „valószínűségével” arányos. Sok átmenet energia-különbségéből kombinációs elvvel meghatározhatók az energianívók helyei, több-kevesebb bizonytalansággal. Nehézségek a kiválasztási szabályok által „tiltott” átmenetek esetén lépnek fel.

b) Ütközési kísérletek: álló vagy mozgó céltárgy ütközik a bombázó részecskével az (1.7) séma szerint. Vizsgálhatók a rugalmasan vagy rugalmatlanul szórt részecske jellemzői (Franck-Hertz kísérlet), a kiváltott újabb részecske tulajdonságai, a gerjesztett állapotok adatai. Az energianívók helyzete ezzel a módszerrel állapítható meg a legbiztonságosabban, míg az átmenetek energiája a gamma-spektrometriával mérhető pontosan (és ebből további pontosítás történhet a nivók helyzetére vonatkozóan). Spektroszkópiával az átmenetek valószínűsége, kvantumszámok megadhatók.

Az 1 s alatti ütközések száma, a *reakciósebesség* a következőképpen számítható (ha a részecskék az adott céltárgy anyagában elhanyagolható energiaváltozást szenvednek):

$$R = N \cdot \Phi \cdot \sigma = n \cdot v \cdot \sigma \quad [1/s] \quad (1.15)$$

$$\text{és} \quad N = m \cdot L / M \quad \text{valamint} \quad L = 6,02214179 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol},$$

ahol N az X céltárgy-atommagok száma, M a móltömeg, m az X minta tömege. A bombázó a részecske fluxussűrűsége Φ [$1/(\text{cm}^2\text{s})$]. Azonos, v sebességű részecskéknél pedig n a sűrűség. A folyamat hatáskeresztmetszete σ [$10^{-24} \text{ cm}^2 = 1 \text{ barn}$] az a „kölsönös felület”, amellyel a partnerek „látják” egymást (definíciója éppen az 1.15 képlet). Ez utóbbi mennyiség azzal a „keresztmetszettel” (felülettel) kapcsolatos, amilyen kiterjednek „látják” egymást az ütköző partnerek (az impulzus irányába eső korong területe). Ezek minősége és az egyéb körülmények (pl. energia) meghatározzák a hatáskeresztmetszetet a kölcsönhatáson keresztül. (σ az 1.15 képlet alapján definiálható az „összes” és a „hasznos” felülettel). A bombázó energia változtatásával mért $\sigma(E_a)$ a *gerjesztési függvény*. Ennek alakja a kölcsönhatás jellegzetességeit mutatja. A csúcsokat rezonanciának nevezzük, melynek Γ szélességéből az állapot élettartama kiszámítható 1.14 alapján. Nem-monoenergetikus a -részecskékkel végzett kísérlet *integrális* σ_a -t eredményez, vagy egy tartományra *kiátlagolt* $\langle \sigma \rangle$ hatáskeresztmetszetet.

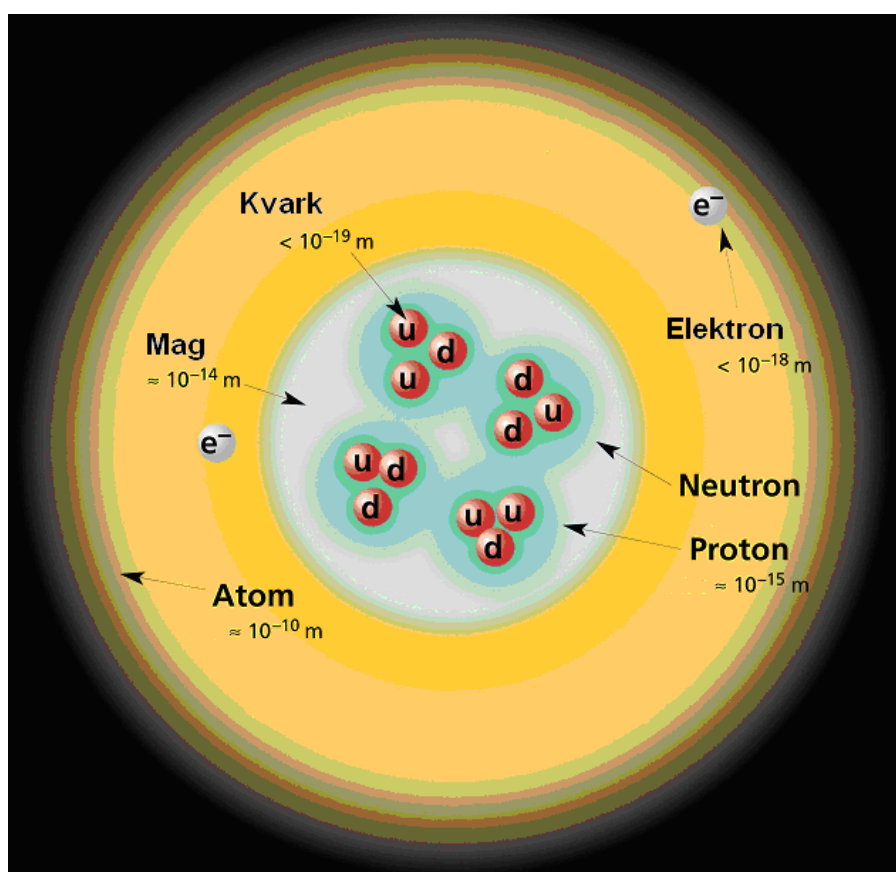
A lövedék impulzusának irányához viszonyítva megmérhető a kiváltott részecskék szög szerinti eloszlása a Θ irány körüli $d\Omega$ térszögben $0 - 180$ fok között: $d\sigma/d\Omega$ [barn/sr] az egyik *differenciális* hatáskeresztmetszet. Ez a *szögeloszlás*, amely az impulzusmomentum-viszonyokról, a folyamat dinamikájáról vall. Ha a kilépő részecskék energiaeoszlását határozzuk meg, akkor a másik differenciális mennyiséget, a $d\sigma/d\varepsilon$ [barn/MeV] *spektrumot* kapjuk. Alakja a reakciómechanizmusra jellemző. Az egy adott θ -szögben felvett spektrumot *kétszer differenciális hatáskeresztmetszetnek* hívjuk: $\partial^2 \sigma / (\partial \Omega \cdot \partial \varepsilon)$ [barn/(sr·MeV)]. A differenciális eloszlásokat a *bombázó energia függvényében* vizsgálva kapjuk a legteljesebb (és

legdrágább) képet a folyamatokról. (A mért adatokat tömegközépponti koordináta-rendszerbe kell transzformálni a modellszámításokkal való összehasonlíthatóság céljából.)

2.§ Az atommag felépítése, szerkezete

Az **anyag** szerkezetére vonatkozó ismereteinket ütközési/szórás kísérletekből, reakciók adataiból, a radioaktivitás vizsgálatából, a bomlások elemzéséből nyerjük. Ezek azt mutatják, hogy a világ diszkrét egységekből, **molekulákból** és az azokat alkotó **atomokból** épül fel. Az atomban a kis kiterjedésű, de nagyon nagy tömegű **atommag** a vonzó Coulomb-erő, vagyis az **elektromágneses kölcsönhatás** révén köti a negatív egységtöltésű **elektronokat**, amelyek az élet folyamatainak színteréül szolgáló elektronburkot alkotják.

Az atommagot alkotó pozitív töltésű **protonok** és semleges **neutronok**, azaz a nukleonok között a **magerő** létesít **erős** kötést, melynek tulajdonságait az atommagfizika tárgyalja fenomenológikus szemlélettel. A nukleonok és más nehéz részecskék (**hadronok**) **kvarkokból** épülnek fel az **erős**-, más néven **szín**kölcsönhatás segítségével. Elektromos töltésük $+2/3$ vagy $-1/3$ egység. A részecskék egyik alapvető bomlási formáját a **gyenge kölcsönhatás** irányítja. Minden tömeggel rendelkező részre hat a **gravitációs kölcsönhatás**. A részecskefizika mikroszkópikus megközelítéssel foglalja egységbe a kölcsönhatásokat és az anyag felépítését, fejlődését.



2.1. ábra. Az atom felépítése

A környező, „állandó” világ építőkövei közül az elektronok és protonok „nagyon” stabil részecskéknek mutatkoznak. A neutronnak viszont véges, $\tau = 885,7$ s a közepes élettartama és a vákuumban (is) protonná bomlik.

A 2.1. ábrán látható „szerkezet” a 2 protonból és 2 neutronból, összesen 4 nukleonból felépülő, a héjában 2 elektronnal rendelkező ${}^4_2\text{He}_2$ atomot jeleníti meg. Atommagjában a

nukleonok kvarkszerkezetükkel vannak ábrázolva: **u** = upper (felső) +2/3e elektromos töltéssel, **d** = down (alsó) -1/3e töltéssel (részletesen l. a Részecskefizikában). A „jobb felső” elektron a K-héjről az L-re került és legerjesztődés során valamelyik K_α röntgen-fotont sugározza majd ki. Ezzel lehet azonosítani a rendszámot, vagyis az atomot (analitika).

A $\sim 10^{-14}$ m méretű *atommag* (*nucleus*) Z számú protonból és N darab neutronból, vagyis A nukleonból épül fel:

$$A = Z + N,$$

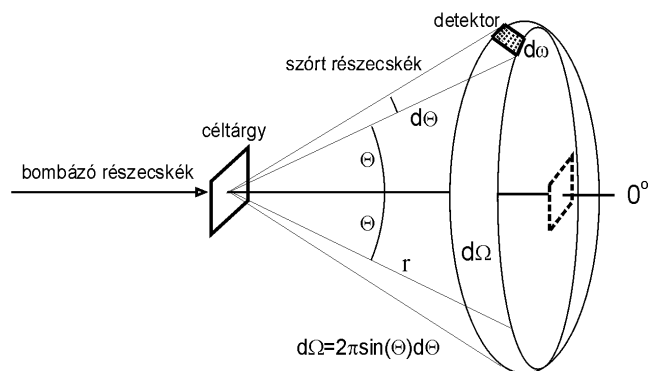
A teljes jelölés: ${}_Z^A X_N$, pl. ${}_{90}^{232}\text{Th}_{142}$ vagy ${}_{90}^{232}\text{Th}$, ${}^{232}\text{Th}$ (2.1)

Az *azonos rendszámhoz* tartozó különböző neutronszámú atommagok az *izotópok*. A megegyező neutronszámú magok az *izotónok*. Adott $A = \text{konst.}$ mentén helyezkednek el az *izobárok*. A mag körül Z elektronból álló, $\approx 10^{-10}$ m sugarú *elektronburok* van. Az atommag létezése, mérete, az atomi rendszám és a protonszám azonossága először a *Rutherford-szórás* eredményeiből vált nyilvánvalóvá. Az alapállapotú atommagok spinjének értelmezése és a neutron felfedezése egyértelművé tette, hogy az atommag protonokból és neutronokból áll.

1. Az atommag mérete

A nukleonok a közöttük lévő vonzó magerők segítségével kialakítanak egy átlagos (önkényesen negatív értékűnek vett) vonzó potenciált, hasonlóan a kristályos szilárdtestekben megvalósuló elektronállapotokhoz. Térbeli alakja lehet derékszögű, parabolikus vagy más formájú a modelltől függően. A mag mérete azonosítható a potenciál térbeli kiterjedésével, a nukleonok sűrűségeloszlásának valamilyen karakterisztikus értékével, a magerők hatótávolságával, vagy a mérési eljárástól függően a protoneloszlás Coulomb-sugarával. Néhány módszert tárgyalunk.

a) Rutherford-szórás. A klasszikus (spin-nélküli), pontszerű töltött részecskék által keltett Coulomb-térrel történő kölcsönhatás ebben a közelítésben csak felső korlátot ad. A $q_1 = Z_1 e$ töltésű, M_1 tömegű, $\mathbf{p} = M_1 \mathbf{v}_1$ impulzusú, $E_1 = \frac{1}{2} M_1 v_1^2$ energiájú bombázó részecske szóródik a $q_2 = Z_2 e$ töltésű, nyugalomban levő ($\mathbf{v}_2 = \mathbf{0}$), „végtelen” nagy tömegűnek ($M_2 \gg M_1$) tekintett céltárgyon (laboratóriumi koordináta-rendszerben – LKR – írjuk le a folyamatot). Az R távolságban a fellépő erő nagysága $F = k_0 Z_1 Z_2 e^2 / R^2$ (az atom elektronburkának hatását elhanyagoljuk).



2.2. ábra. A szórási kísérlet geometriája

A szóródó részecske hiperbola pályán mozog, melynek aszimptotái közötti Θ szög a részecskének eredeti irányától való eltérülését adja. Ez annál nagyobb, minél közelebb kerül a szóró centrumhoz: azaz minél kisebb a b ütközési paraméter értéke (ami az atommag és a részecske kezdeti pályájának a távolsága). Centrális ütközésnél $b=0$. A kísérletben sok részecskét lövünk vékony fóliára, amelyről r távolságra helyezünk el a szög szerint változtatható detektort. A mérési geometriát a 2.2 ábra mutatja, amely az álló céltárgyat alkalmazó kísérletek alapelrendezése. A detektor Δf felülete által adott $d\omega = \Delta f / (4\pi r^2)$ térszög általában csak törtrésze az adott irányra jellemző teljes $d\Omega$ értéknek. Az energia-, impulzus- és impulzusmomentum megmaradási törvényekkel számított differenciális hatáskeresztmetszet a *Rutherford-szórásra* (1910-11):

$$\begin{aligned} d\sigma/d\Omega &= \Phi^{-1} \cdot dI/d\Omega = (4\pi\epsilon_0)^{-2} (Z_1 Z_2 e^2)^2 (2M_1 v^2)^{-2} \sin^4(\Theta/2) & \text{m}^2/\text{sr} \quad (2.2) \\ &= 1,29594 \cdot 10^9 [Z_1 Z_2 / E(\text{eV})]^2 \sin^4(\Theta/2) & \text{barn/sr} \end{aligned}$$

Φ a beeső részecskeáramsűrűség [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$] és a $d\Omega$ térszögbe dI [s^{-1}] részecske [szóródott](#). A detektor által mért intenzitás (1.15) szerint $R = N \cdot \Phi \cdot (d\sigma/d\Omega) \cdot d\omega$.

Rutherford és munkatársai a ^{222}Rn 5,6 MeV-es α -sugaraival ($Z_1=2$) először arany-fóliát ($Z_2=79$) bombáztak 1911-ben, detektoruk mikroszkóppal megfigyelt szcintillációs ernyő volt. A (2.2) képlet helyességét sok elemre igazolták. A magtöltésszámot (a protonszámot) a rendszámmal azonosították. Az elmélettől kis és nagy szögeknél kaptak eltérést: az ütközési paraméter nagy illetve kis értékeinél. Az előbbi az elektronárnyékolás miatt lép fel, az utóbbit az atommaggal való kölcsönhatás okozza, amikor az α -részecske nagyon közel kerül a maghoz: másfajta erők hatása kezd érvényesülni. A *legkisebb megközelítési távolság* $\Theta=180^\circ$ -nál van. A kezdeti- és végső kinetikus+potenciális energiákkal a $0+E = k_0 Z_1 Z_2 e^2 / R_{180} + 0$ egyenletből

$$R_{\min} = R_{180} (m) = 1,44016 \cdot 10^{-9} Z_1 Z_2 / E(\text{eV})$$

adódik, ami a fenti esetre $\sim 4 \cdot 10^{-14}$ m-es felső korlátot jelent a mag töltéssugarára. A bombázó energia növekedésével ez csökken a szorosabb megközelítés miatt, de a ponttöltés fel-tételezése itt már egyre nagyobb hibát jelent. Különböző fajtájú és energiájú ütköző partnerekkel később sok mérést végeztek, amiből az adódik, hogy $R_{\text{mag}} \sim A^{1/3}$.

b) **Nagyenergiájú elektronszórás.** Az elektron mai tudásunk szerint pontszerű (szerkezetnélküli) részecske, ami így az atommagok, nukleonok alakjának, szerkezetének és méretének meghatározására különösen alkalmas. A GeV-es részecskék De-Broglie hullám-hossza a relativisztikus

$$\lambda_{\text{el}} = h \cdot c / E \sim 1240(\text{fm}) / E(\text{MeV}) \quad (2.3)$$

képlet alapján $\sim 1,24 \cdot 10^{-15}$ m körüli. Hofstadter és munkatársai nagyon sok atommagra végeztek nagy pontosságú mérést. A kiértékelés a Rutherford-folyamathoz hasonló *Mott-szórás* alapján történik. Az elektront feles-spinű részecskeként kezelik, a töltött ($Z_2 e$) szóró-centrum pontszerű. A véges kiterjedésű mag $\rho(r)$ töltéseloszlását az $F(\mathbf{k})$ *alakfaktor*al veszik figyelembe. A $\mathbf{k}$ impulzusátadással és a $\beta=v/c$ relativisztikus korrekcióval:

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}} |F(\mathbf{k})|^2, \quad (2.4)$$

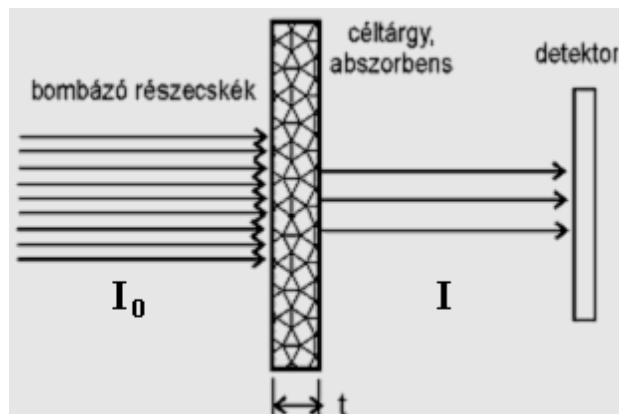
$$\text{ahol} \quad (d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}} = \{d\sigma/d\Omega\}_{\text{Rutherford}} [(1-\beta^2)/\beta^4] [1-\beta^2 \sin^2(\Theta/2)],$$

$$F(\mathbf{k}) = \int \rho(\mathbf{r}) \cdot \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] d\mathbf{r} \quad \text{és} \quad \mathbf{k} = (4\pi/h) \cdot m_e \cdot \mathbf{v} \sin(\Theta/2).$$

Ezzel a módszerrel derült ki, hogy a nukleonoknak belső szerkezetük van. A módszer érzékeny az atommag töltéseloszlására is. A magsugárra kapott érték a vizsgált tartománytól függően: $R \sim (1,2 - 1,3) A^{1/3}$ [fm].

2.3. ábra. Abszorpciómérés

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-n \cdot t \cdot \sigma}$$



c) Neutronabszorpció.

A neutronoknak atommagokkal való totális kölcsönhatási (szórási+abszorpciós) hatáskeresztmetszetére $\sigma \sim R^2\pi + R^2\pi = 2R^2\pi$ vehető a legegyszerűbb közelítésben (pontosabban l. később). A tapasztalat szerint t [m] vastagságú, n ($1/m^3$) sűrűségű anyagon való áthaladásuk közben I_0 kezdeti intenzitásuk exponenciálisan csökken éppúgy mint a gamma-sugárzás esetén (l. ott), amiből közvetlenül R^2 értékelhető ki. A 2.3 ábra az abszorpciós kísérletek elvét mutatja. A mintával és nélküle végzett mérésből a I/I_0 arány elvileg nagyon pontosan meghatározható. $R \sim 1,3 \cdot A^{1/3}$ adódott a tömegszámfüggésre itt is.

d) Atomspektroszkópia. A Coulomb-erő $1/r^2$ -függése miatt az elektronok kötési energiáját az atommag töltéseloszlásának mérete befolyásolja. Az energiaszintek megváltoznak, így a színeképvonalak helye is a spektrumban. Ebből a magsugár izotópfüggése meghatározható. A Bohr-elmélet szerinti n -kvantumos körpálya sugara a "keringő" részecske m tömegétől, Z_2 töltésétől, a Z_1 rendszámától $r_n = n^2 \cdot \frac{a_0}{Z_1 \cdot Z_2}$ alakban függ. Ha az atomi K-héjon elektron helyett a nála 207,4-szer nehezebb müon kering, akkor az sokkal közelebb kerül a maghoz (hullámfüggvénye "átfed" az atommagéval), a színekép-eltolódás sokkal nagyobb lesz. A „müon-atomok” (és más egzotikus rendszerek, pl. a CERN-ben tanulmányozott anti-H-atom, vagy a pozitronból és elektronból álló pozitronium) előállítása és spektroszkópiája kísérleti csúcstechnológia!

e) Egyéb módszerek. A magpotenciál és a kötési energia valamilyen formában tartalmazza a magsugarat, így több más eljárásból is meghatározható a magméret közvetlenül vagy közvetett módon (pl. α -bomlás felezési ideje, tükrösmagok β -átalakulása, rugalmas szórás, magreakciók hatáskeresztmetszete, mágneses szóródás). Ezek az atommagok töltéseloszlására is felvilágosítást adnak.

f) A kísérletek végeredménye azt mutatja, hogy a stabil atommag sugara széles tartományra átlagosan elég jól leírható az A nukleonszámmal (tömegszámmal):

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad r_0^{\text{Coulomb}} \sim 1,23 \cdot 10^{-15} \text{ m}; \quad r_0^{\text{teljes}} \sim 1,35 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (2.5)$$

A pontosabb analízis azt mutatja, hogy a magsugár-paraméternek kis tömegszámfüggése is van: $r_0 \sim 1,18 + 1,8 \cdot A^{-2/3} - 1,2 \cdot A^{-4/3}$ fm.

A kísérletekből közvetlenül a maganyag vagy az elektromos töltés sűrűség sugarának négyzetes átlaga nyerhető: $\langle r^2 \rangle$. A magsugáron a homogénen töltött ekvivalens gömb sugarát értjük az $R^2 = (5/3) \cdot \langle r^2 \rangle$ összefüggés alapján. Az R értéket gyök-közép-négyzet sugárnak nevezik.

A nukleonok sugármenti sűrűségét a *Fermi-függvény*nel lehet leírni. Ennek paraméterei a 2.4. ábrán láthatók az elektromos töltéseloszlásra, amely a mellékelt „[magsugar.xls](#)” állomány adataival számítható.

A nagyobb rendszámoknál egyre laposabb a görbe és a szélekre kerülnek a protonok (is). Az alak „diffúz”, amit az állandó vastagságú „bőr” mutat. A kísérletek szerint csak a meghatározott („mágikus”) számú nukleont tartalmazók gömbalakúak, a legtöbb mag deformált és hengerszimmetriánál az

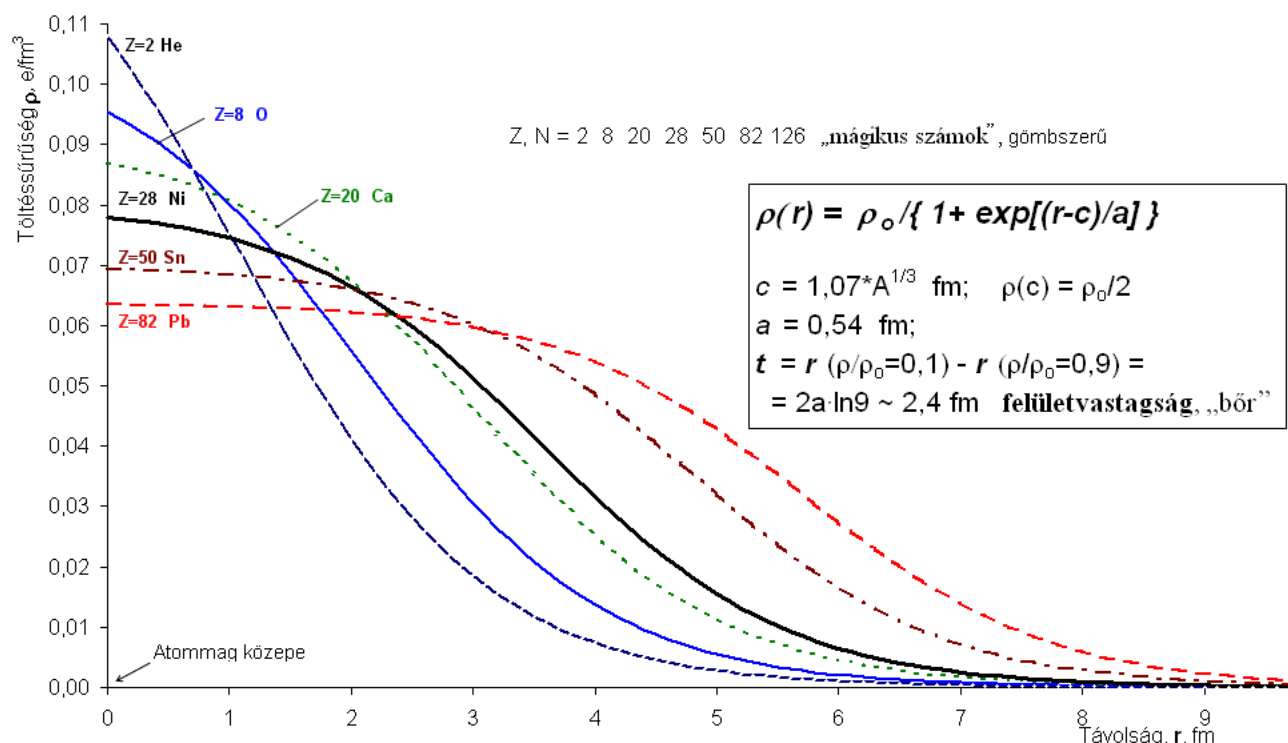
$$R = R(\Theta) = R_0 [1 + \sum_n \alpha_n P_n(\cos \Theta)] \quad (2.6)$$

Legendre-polinomos sorfejtés alkalmazható a Θ polárszöggel. Az alak jellemezhető egy forgási ellipszoid a és b tengelyeivel. Az átlagos $(a + b)/2$ sugárral vagy inkább az $\langle R^2 \rangle^{1/2}$ négyzetes átlaggal a *deformációs paraméter* két változatban:

$$\varepsilon = (a - b)/[(a + b)/2] = \Delta R / \langle R^2 \rangle^{1/2}. \quad (2.7)$$

A megfelelő tengelyre vonatkoztatva előjele a kvadrupolmomentumhoz hasonlóan jellemzi az alakot. A mért és számított magsugár eltérése a „mágikus magok” esetén a legkisebb, a deformáltakra a legnagyobb. Az izotópsorozatoknál is szisztematikus az eltérés, ami a

„nukleon-kötés erősség”-ének és a deformációnak a változásaival kapcsolatos. Egy elem mágikus neutronszámú izotópjának magsugara jelentősen (akár 1 %-kal) kisebb lehet mint a többié.



2.4. ábra. Atommagok töltéseloszlása

A nukleonok a kísérletek szerint nem pontszerűek, a „felületük” diffúz, három szórócentrumot mutatnak (partonmodell, kvarkfelépítés). A proton (töltés)sugara $0,877 \pm 0,007$ fm. A neutron elektromos töltéssugara 0-nak adódik, azaz „kívülről” semlegesnek látszik, tömegsugara $\sim 1,2$ fm (a protonéhoz hasonlóan).

2. Tömeg és kötési energia

Az összetett részecskék tömegét alkotórészeik tömege és a kötésre fordított B energia határozza meg. Atomi elektronokkal együtt:

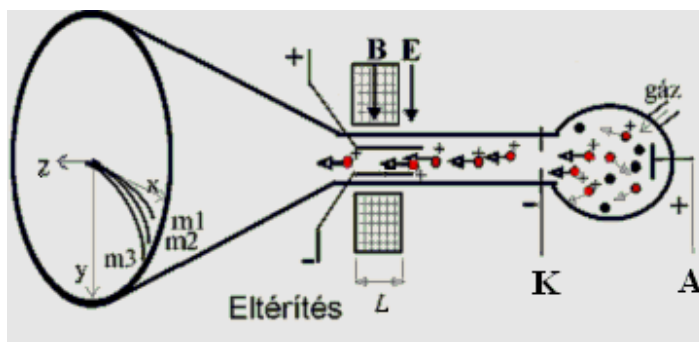
$$M_{atom} = Z(M_p + M_{el}) + N \cdot M_n - (B_{mag} + B_{atom})/c^2. \quad (2.8)$$

Az elektronok kötési energiája elhanyagolható a nukleonokéhoz képest ($\sim 1:10^6$).

a) Tömegspektrometria. Az m tömegű semleges atomok az ionforrásban q töltésűvé válnak, majd U potenciálkülönbség hatására v sebességre gyorsulnak egy légritkított csőben a z -irányban, $qU = mv^2/2$. Kollimálással párhuzamos nyalábbá formálva lépnek be az y -irányú homogén E elektromos- és B mágneses mezők terébe úgy, hogy $v \perp E \parallel B$, a 2.5 ábrának megfelelően. Az L -hosszúságú szakaszon ható E -mezőben $t=L/v$ ideig tartózkodva $y=a_E t^2/2$ lesz az eltérés, ahol a gyorsulás az $ma_E = qE$ képletből kiszámítható. A részecske parabola-pályán mozog és ez az érték így: $y=(1/2)(q/m)E(L/v)^2$. A B -mezőben x -irányba $x=a_B t^2/2$ eltérés lesz. Az $ma_B = mv^2/r = qvB$ mozgásegyenletből $x^2=(1/4)(q/m)^2 B^2 (L/v)^2 L^2$. Az y -ba $(L/v)^2$ -et helyettesítve a Thomson-féle tömegspektrográf egyenletét kapjuk a vizsgált tömegre, illetve fajlagos töltésre:

$$y = 2 \cdot (E/B^2) \cdot (m/q) \cdot x^2/L^2. \quad (2.9)$$

2.5. ábra.
Thomson-féle spektrográf



Egyszeres, $q = 1e$ (vagy egyforma mértékű) ionizáció esetén az azonos tömegű ionok ugyanarra a parabolára kerülnek az (x,y) síkban lévő ernyőn, fényképező lemezen (a 2.5. ábrán $m1 < m2 < m3$). J.J.Thomson 1913-ban egy ilyen, az oszcilloszkóphoz hasonló elrendezéssel igazolta az elemek izotópjainak létezését, melynek fogalmát F.Soddy vezette be. A ^{20}Ne , ^{21}Ne és ^{22}Ne izotópok $y=90,51\%$, $0,27\%$, illetve $9,22\%$ -os gyakorisággal fordulnak elő a természetben. Az atomtömeg az egyes izotópok tömegének a gyakorisággal súlyozott átlagából adódik. A három izotóp közül Thomson csak a 20-as és 22-es tömegszámút tudta megkülönböztetni.

A tömegspektrométerek jellemző paraméterei az $m/\Delta m$ relatív tömegfelbontóképesség és a fényerővel összefüggő érzékenység (az atomfizikához hasonlóan). Ezek javításának lehetőségei:

(i) sebességfókuszálással parabola helyett egy pontba gyűjthetők az azonos q/m értékkel, de különböző sebességgel rendelkező ionok;

(ii) irányfókuszálással nagyobb szögtartományból kiinduló ionok is begyűjthetők, elkerülvén a kollimálásból eredő veszteségeket.

A sebességfókuszálást egymásra merőleges E és B térrel Aston alkalmazta először. Az irányfókuszálás csak egy meghatározott α szögtartományra kiterjedő, szektor-alakú térrészben ható B -mezővel valósítható meg Dempster ötlete alapján: a nagyobb szögben belépő ion nagyobb utat tesz meg a térben és jobban eltérülve ugyanoda kerül mint a kisebb szög alatt belépő. Mindkét mezőt szektorra korlátozó ($E: \alpha=32^\circ$, $B: \alpha=90^\circ$), kettős fókuszálású elrendezéssel Mattauch és Herzog épített tömegspektrométert, melynél a felbontás $m/\Delta m \sim 30000$ volt (összehasonlításként: Thomsonnál ez 10, Astonnál és Dempsternél már 300). Az ionnyaláb kezdeti sebességszórásának hatása gyorsító berendezéssel a minimálisra csökkenthető (Accelerator Mass Spectrometry), ami a fenti elvekkel kombinálva további jelentős felbontás- és érzékenységgel eredményezett. Az abszolút tömegmérés a többnyire inhomogén E és B meghatározási pontatlansága miatt nehéz. A hiba csökkenthető a dublett-módszerrel. Itt azonos tömegszámú, közeli tömegeket kell összehasonlítani, ami nagy pontossággal elvégezhető (pl. $\text{H}_2^+ - {}^2\text{H}^+$). A nagy fényerejű, de rosszabb felbontású berendezések tömegszeparátorként használhatók izotópdúsításra, szeparált izotópok előállítására.

A magreakciókban vagy rugalmas ütközésben valamelyik részecske tömegét a többiének és a kinetikus energiáknak, impulzusoknak ismeretében lehet meghatározni. Semleges és/vagy nagyon rövid élettartamú részecskék vizsgálatának ez az egyik legfontosabb módszere. A gravitációs térben történő eltérülést, azaz a ferde hajítást, a nagyon lassú („ultrahideg”) neutronok tömegének mérésére alkalmazták.

b) A **kötési energia**. A kísérletileg mért M atomtömeg és a számított érték eltérése, tehát a **tömeghiány** („mass defect”) a 2.8 képlet átrendezésével:

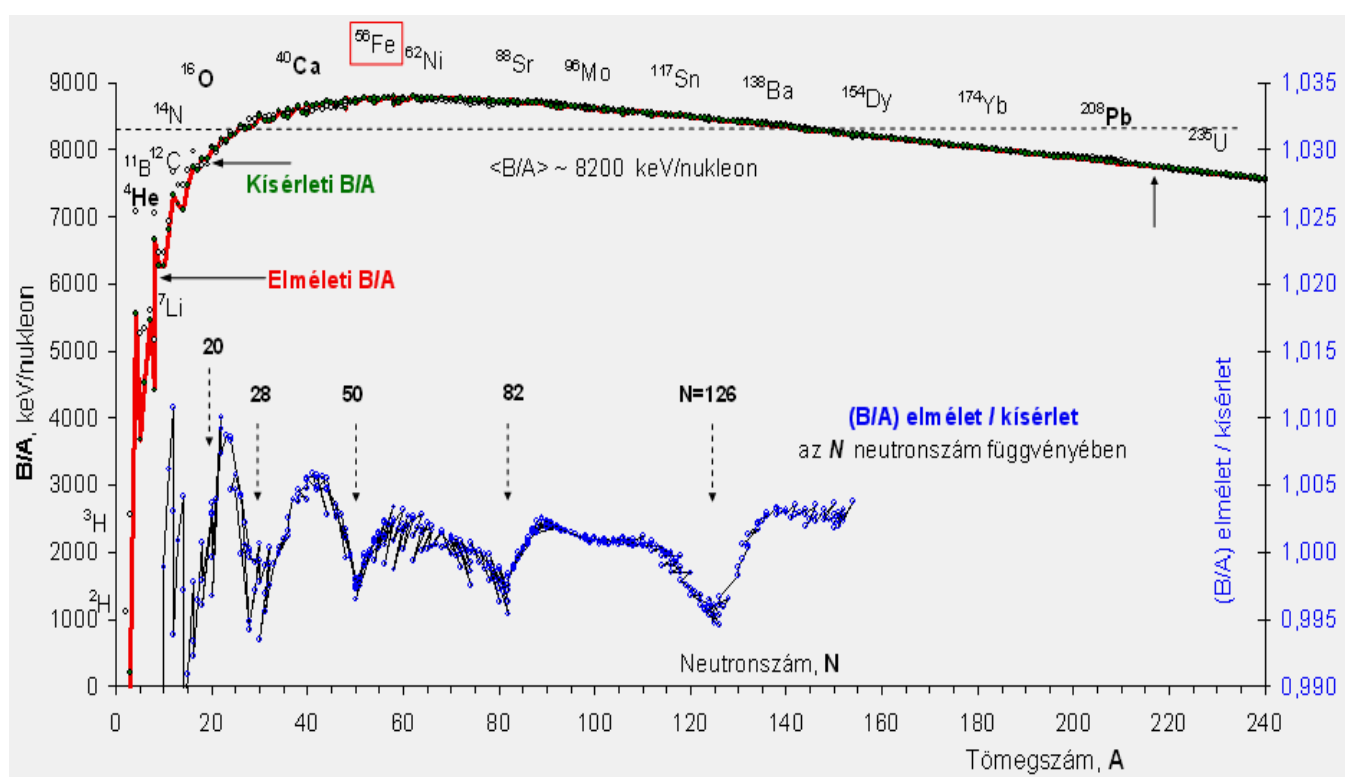
$$B = \Delta M \cdot c^2 = [M - Z \cdot M_H - (A-Z) \cdot M_n] \cdot c^2. \quad (2.10)$$

A 2.6 ábra az egy nukleonra eső B/A kötési energiát ábrázolja az A tömegszám függvényében. A kísérleti eredményeket Bethe és Weizsäcker félempirikus tömegformulával írta le. Ez az eljárás a magfizikában gyakori: modellek szerinti kölcsönhatások képleteivel az adatokat a

legjobban illeszkedő paraméterekkel közelítik. Ezt összehasonlítják a mért értékekkel, és az esetleges további eltérést újabb hatá sok felismerésére használják. Végül egy koherens elmélettel a jelenség teljes leírását adják. A kötési energia keV-ben kifejezve, jó illeszkedést adó paraméterekkel a (2.11) képletben található.

$$\begin{aligned}
 B &= v \cdot A && \text{térfogati energia, } v \sim 15850 \text{ keV} \\
 &- s \cdot A^{2/3} && \text{felületi energia, } s \sim 18360 \text{ keV} \\
 &- c \cdot Z \cdot (Z-1) / A^{1/3} && \text{Coulomb-energia, } c \sim 722 \text{ keV} \\
 &- a \cdot (A-2 \cdot Z)^2 / A && \text{aszimmetria tag, } a \sim 23220 \text{ keV} \\
 &+ p \cdot \delta / A^{1/2} && \text{párenergia, } p \sim 11985 \text{ keV}
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

$\delta = +1$ páros Z , páros N atommagokra,
 0 páratlan $A = Z + N$ magokra,
 -1 páratlan Z , páratlan N esetén.



2.6. ábra. Az egy nukleonra eső kötési energia tömegszám függése
 Az elméleti és kísérleti adatok hányadosa a neutronszám függvényében van ábrázolva

A fenti közelítés az $A = 10 - 250$ tartományban átlagosan ± 40 keV pontosságú a stabil magokra. A 2.6 ábra legfelső görbéje szerint $B/A \sim 8200$ keV, elég jó közelítéssel állandó (a kis tömegszámoktól eltekintve). A *térfogati tag* azt az alapvető kísérleti tapasztalatot fejezi ki, hogy a magban minden nukleon ~ 16 MeV energiával járul hozzá a kötéshez, ami A -val arányos. Ez a magerők különleges tulajdonságait fejezi ki: a kölcsönhatás *rövid hatótávolságú* és *telítődési jellegű*. Ha minden nukleon mindegyikkel kölcsönhatna, akkor az első elem $A(A-1)$ -gyel lenne arányos, azaz $\sim A^2$ -tel. A centrumból kiszorult nukleonok gyengébb kötést éreznek, ezért egy felülettel arányos korrekcióra van szükség, amit a 2.5 képletbeli R alapján az $A^{2/3}$ -tól függő *felületi energia* ad. A protonok elektrosztatikus taszító kölcsönhatása ugyancsak csökkenti a kötési energiát. Az ebből származó *Coulomb-energia* a mag térfogatára kiátlagolt érték.

A három első tag a klasszikus *töltött folyadékcsepp-modellt* ötvözi a fenomenológikus nukleáris kölcsönhatással, ami viszont kvantumfizikai jelenség. Ezt két további korrekció veszi figyelembe. Az $N = Z = A/2$ szimmetria jelentené a legmélyebb állapotot. A stabilitás ugyanakkor nagyobb rendszámoknál $N/Z > 1$ értékre teljesül csak: a Coulomb-taszítást a magerőknek ellensúlyozniuk kell. Az „optimális” arányra $N/Z \sim 0,056 \cdot Z + 1,05$ adódik. A potenciálgödörben több neutronot kell elhelyezni, mint protont. A feles-spinű nukleonok a *Pauli-elv*-nek engedelmeskednek az energiaállapotok betöltésénél. Így a neutronok átlagenergiája a mag potenciálkádájában magasabb lesz. Az *aszimmetria-energia* ennek a kötésben megnyilvánuló „lazító” hatására vonatkozik. A *párenergia* azt veszi figyelembe, hogy a protonok és neutronok külön-külön szívesen alkotnak párokat, ellentétes irányítású spinnel. Ezek a párok „jobb kötést” eredményeznek, mintha mindegyikből páratlan számú lenne. „Szétszakításukhoz” energia szükséges: kevesebb jut a kötésre. A „[kotesien.xls](#)” táblázatok segítségével az egyes tagok és hatásuk tanulmányozhatók.

Az elméleti és kísérleti adatok hányadosa van felrajzolva a 2.6 ábra alján az N *neutronsám* függvényében (hasonló lenne a Z -függés is). A hányados értéke $\pm 0,5$ %-kal különbözik csupán 1,00-tól! De ez nem véletlen mérési hiba, hanem szisztematikus (bár kicsi) eltérés! A valódi tömeg az un. *mágikus* nukleonszámoknál *kisebb*, a *kötési energia* nagyobb a (2.11) átlagos eredményeket leíró képlethez képest. A magyarázat a kvantummechanika (majdnem minden szépségét tartalmazó) *héjmodelljében* keresendő! Jól látszik a lezárt héjak hatása az arány minimum-helyein: $^{58}_{28}\text{Ni}_{30}$ $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ $^{124}_{50}\text{Sn}_{74}$ $^{137}_{55}\text{Cs}_{82}$ $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$. Valamelyik nukleon *mágikus* számú, az ólom esetén mindkettő („kétszer mágikus”). Érdekes, hogy a sor elején a $^{14}_7\text{N}_7$ páratlan-páratlan („pl-pl”) nuklid található és az ugyancsak nem mágikus nukleonszámú, de páros-páros („ps-ps”) és mágikus tömegszámú (!?) . Mindezek ugyan egy modellszámításnak a kísérlettől való eltéréséből adódó „számmisztikának” látszanak csupán, de elgondolkodtatták a fizikusokat a magerők tulajdonságairól és olyan vizsgálati módszert adtak a kezükbe, amellyel más jelenségek is sikerrel analizálhatók.

A lezárt héjakkal rendelkező rendszerek nagy stabilitással rendelkeznek. Az atomfizikában ezt „nemesgáz–konfigurációnak” nevezzük, amely a $Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$ rendszámoknál jelentkezik (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn). Az atommagfizikában a protonoknál és neutronoknál egyaránt megfigyelhető és ugyanazoknál az értékeknél: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (ez utóbbi protonszám nemhogy a stabil, de még a bomló atommagok között sem található).

A *legjobban kötött* atommag a $^{62}_{28}\text{Ni}_{34}$ ($B/A=8794,502$ keV), amelynél a **28**-as mágikus neutrontörzs közelsége is érezteti hatását. Nem ez a nuklid a legnagyobb gyakoriságú nikkel izotóp (3,59%), hanem a „szélen” lévő, „majdnem” kétszer mágikus $^{58}_{28}\text{Ni}_{30}$ (68,27%). Két vas izotóp szerepel még a nagyon erősen kötött magok között: $^{58}_{26}\text{Fe}_{32}$ (8792,150 keV) és $^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$ (8790,254 keV), melyek gyakorisága 0,28 % illetve 91,72 %. Ez utóbbi nuklid megintcsak 2 egységnyire van a mágikus $N=28$ -tól (de most nemmágikus Z -vel), ahol a $^{54}_{26}\text{Fe}_{28}$ stabil mag gyakorisága 5,8 %-os. A vas kozmikus illetve földi elterjedtsége nagyobb a nikkelénél (~ 5 -ször illetve $4 \cdot 10^5$ -szer!), ami kozmológiai keletkezésükkel kapcsolatos. (Mivel a ^{62}Ni és ^{58}Fe izotópok energiája hibahatáron belül megegyezik, illetve az utóbbié nagyobb is lehet, ezért néha a ^{58}Fe nuklidot tartják a legjobban kötöttnek.) A B/A -görbe maximumának közelében további Ni-, Fe-, Co-, Cr-, Mn-, Zn-, V-, Cu-izotópok találhatóak. Ezek a tapasztalatok már nemcsak korrekció-szinten utalnak a mágikus számok, a nukleonhéjak realitására!

c) **Mérési eredmények.** *Atomi tömeg* táblázatban foglalják össze a következő adatokat: Z (elem), N , A , N/Z ; M_{atom} μu (mikro-tömeg egység), B keV, Q_β (β -részecskével történő elbomlásokor felszabaduló energia, ld később) keV, *tömegtöbblet* $\Delta Mc^2 = M - A$, keV („mass excess”, az atomi tömeg egységben mért tömeg és a nukleonszám különbsége). A legnagyobb pontosságuk ebben a sorrendben: $\sim 10^{-8}$, 10^{-6} illetve 10^{-5} . A nem-stabil nuklidokra számításal,

interpolálással is nyernek adatokat, melyek hibája sokkal nagyobb az előbbieknél. Néhány jellegzetes adat ($1 \mu u = 10^{-6} \text{ at} = 1,66054 \cdot 10^{-33} \text{ kg} = 0,93149403 \text{ keV}/c^2$):

neutron $M_n = 939565,346 \text{ keV}/c^2 = 1008665 \mu u = 1,672623 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$;

proton $M_p = 938272,013 \text{ keV}/c^2 = 1007276 \mu u = 1,672621 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$;

A H-atomra $M_H = 938782,795 \text{ keV}/c^2 = 1007825 \mu u$ (elektrontömeg: $510,998910 \text{ keV}$).

$M_{2H} = 2014101,778 \mu u$ a deutériumra,

$M_{4He} = 4002603,25 \mu u$ a héliumra.

A tömegtöbblet pl.: $\delta M_{4He} = 2603,25 \mu u$. A neon 20-as, 21-es és 22-es tömegszámú izotópjaira $\delta M c^2 = -7041,93$; $-5731,72$ illetve $-8024,35 \text{ keV}$. A k -ik izotóphoz tartozó M_k atomtömeg és az M „keverék” atomtömeg az y_k (1-re vagy 100%-ra normált) izotópgyakoriságokkal kiszámítható:

$$M_k = A_k + (\delta M c^2)_k / 931494,03 \quad \text{és} \quad M = \sum_k y_k \cdot M_k. \quad (2.12)$$

Így a Ne-ra $M_{Ne} = 20,1794467 u$ adódik a korábban említett y_k ($k=20, 21, 22$) értékekkel. Ha atommagtömegre van szükség, akkor a tömegtáblázat adataiból $Z \cdot M_{elektron} = Z \cdot 510,998910 \text{ keV}$ értéket le kell vonni.

A tömegtáblázatok néha megadják a neutronokra, protonokra (esetleg α -részecskére) vonatkozó S_n , S_p , S_α , S_{2n} , S_{2p} , ... *szeparációs energiát* is. Ez szükséges ahhoz, hogy a részecské(ke)t leválasszuk az atommagról („ionizáció”). A nukleonokra: $S_n = B(A, Z) - B(A-1, Z)$, $S_p = B(A, Z) - B(A-1, Z-1)$. Összetett részecskénél a saját kötési energiát is figyelembe kell venni: $S_\alpha = B(A, Z) - B(A-4, Z-2) + B(4, 2)$. Jól látszanak a kvantumfizikai jellegzetességek: a neutronpárok erősen vannak kötve és mágikus neutronszámú mag nem könnyen válik meg neutronjától: $S_{nps} > S_{npl}$ és $S(n_{mágikus}) > S(n_{mágikus} - 1) > S(n_{mágikus} + 1)$. Mágikus előtt is kevesebb, utána viszont általában sokkal kevesebb energia kell a nukleonok kiszakításához. Ha $S < 0$, nukleon(csoport) spontán kibocsátásával szemben instabil a mag. A fordított folyamatra ugyanez teljesül: az (n, γ) sugárzásos neutronbefogás reakció hatáskeresztmetszete mágikus neutronszámnál kicsi.

A *maganyag sűrűsége* nagyon nagy érték. Átlagos nukleontömeggel:

$$\rho_{\text{mag}} = m/V = A \cdot M_{\text{Nukleon}} / (4 \cdot R^3 \cdot \pi / 3) = 3 \cdot M_{\text{Nukleon}} / (4 \cdot \pi r_0^3) \sim 1,8 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$$

$$\sim 0,1 \text{ GeV/fm}^3 \quad \text{és} \quad n = A/V \approx 0,11 \text{ nukleon/fm}^3.$$

(2.13)

A nukleon $R_{\text{nukleon}} = r_0 \approx 1,3 \text{ fm}$ hatássugarú gömbnek képzelhető el klasszikusan.

3. Az atommagok stabilitása

A tömegmérések révén ismertté váltak a stabil atommagok. A természetben előforduló bomló magok tulajdonságait detektorokkal (és részben tömegspektrometriával) vizsgálják. A magreakciókkal is kiegészített technika pedig a mesterségesen előállított, radioaktív (sugárzással elbomló) nuklidokat tárta fel.

a) Atommagtérkép. Ez tartalmazza az ismert nuklidokat az atomok periódusos rendszeréhez hasonlóan („Nuklidkarte”, „Chart of the Nuclides”). A 2.7 ábra az $A = f(Z; N)$ síkban mutatja az atommagokat $Z = 100$ -ig. (A 118-as rendszámig sikerült eddig atommagokat előállítani. Így összesen mintegy 3100 izotóp adatait ismerjük.) A szokásosabb $A = f(N; Z)$ forma a 2.8. ábrán látható („fekvő” tábla). A fekete négyzetek a stabil nuklidoknak felelnek meg, a többi a radioaktívoknak. Nagyméretű táblákon (2.8. ábra alul) a magot jelentő négyzetben a fontosabb adatok is szerepelnek: elem neve, tömegszám, alapállapot spinje, paritása; stabil magnál izotópgyakoriság és reakció hatáskeresztmetszet termikus/rezonancia

neutronokra, radioaktívnál a bomlási módok és energiák, felezési idő. Ezek az adatok hozzáférhetők a következő honlapon is: <http://www.nndc.bnl.gov/chart>.

A $Z = \text{konst.}$ rendszám mellett változó neutronszám adja a kémiai azonos tulajdonságú, de más tömegszámú *izotópokat*. Állandó N neutronszámánál a változó Z protonszámú nuklidok az *izotónok*. Ugyanolyan $A = N + Z$ mentén az N és Z együttes változásával érjük el az *izobár* atommagokat (45°-os egyenesek mentén haladva, melyek a 2.7 ábrán a tömegszám jelzésével vannak feltüntetve).

2.1. táblázat. A stabil izotópok eloszlása a nukleonok párossága szerint

283 ma	Elem	A	Z	N	y, %
Páros]	He	4	2	2	99,999863
-----	O	16	8	8	99,762
Páratlan	Ca	40	20	20	99,941
	Ca	48	20	28	0,187
	Pb	208	82	126	52,4

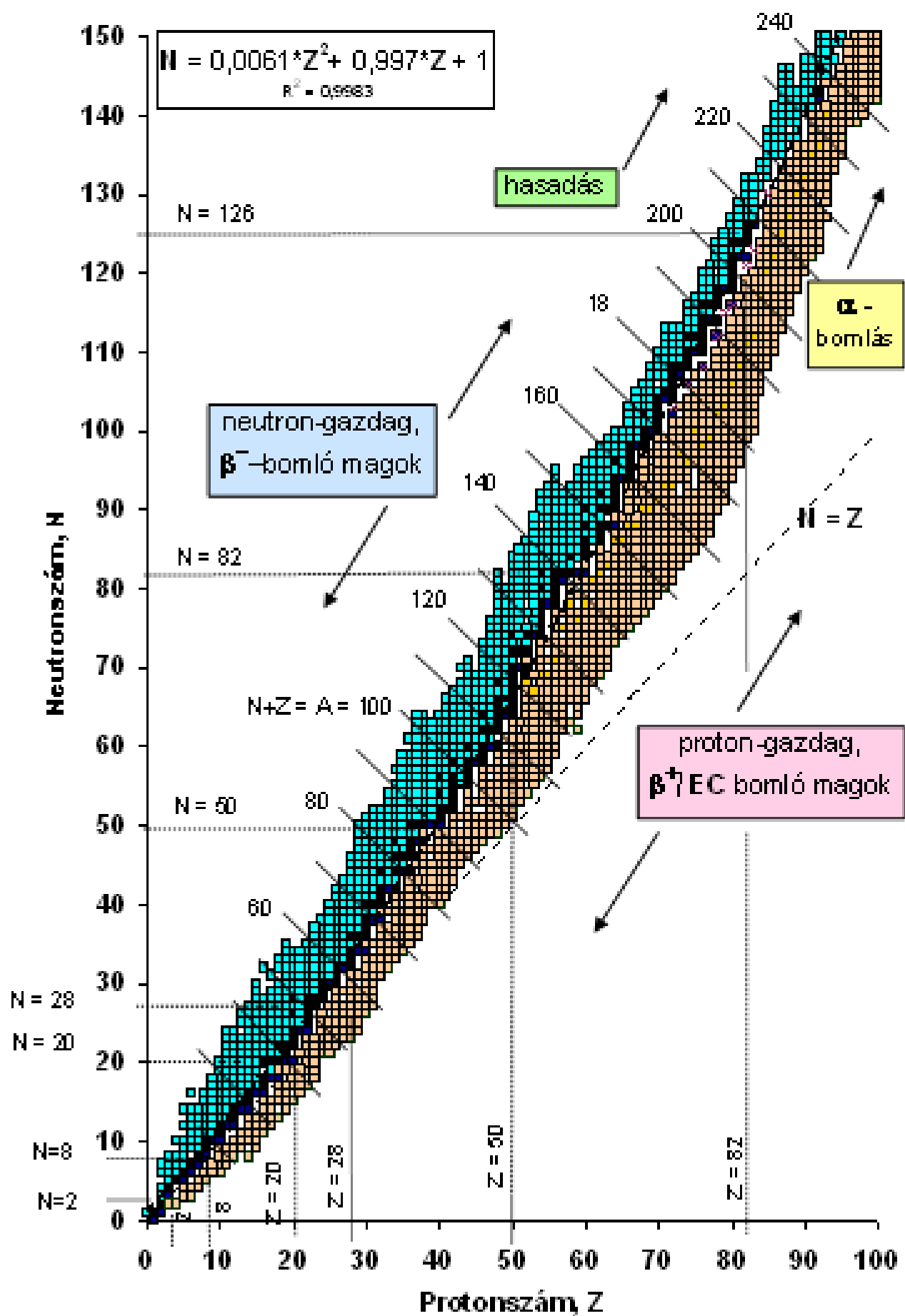
2.2. táblázat. A kétszer mágikus atommagok %-os izotópgyakorisága

2.3. táblázat. A stabil magok mágikus nukleonszám szerinti eloszlása

M	2	8	20	28	50	82	126	Σ
Z	2	3	6	5	10	4	–	30
N	1	2	5	5	6	7	2	28

2.4. táblázat. Stabil atommagot nem alkotó nukleonszámok

Z	43 (Tc), 61 (Pm)
N	19, 35, 39, 41, 61, 89, 115, 123



2.7. ábra. Atommagok elhelyezkedése a $Z - N$ síkban $Z = 100$ rendszámig
Részletes eloszlások: [nuklidok.xls](#)

b) A stabilitás jellegzetességei. Az atommagok nem bomló izotópjai $Z=20$ -ig (Ca) az $N=Z=A/2$ egyenes mentén helyezkednek el. A Coulomb-taszítást kiegyenlítő neutron-többlet miatt a 2.7 ábrán jelzett parabola írja le matematikailag az általános tendenciát. Az urán környékén $N/Z \sim 1,6$ lesz már. A nukleonok párossága és a mágikus számok hatásait a 2.1 illetve a 2.2 és 2.3 táblázat foglalja össze, a 2.4. pedig a stabil nuklidok felépítésében nem szereplő („antinukleáris”) számokat, elemeket mutatja (amelyek értékei prímszámok vagy azok szorzatai, egy kis „számmágia”). A jelzett tulajdonságok, statisztikák a „[nuklidok.xls](#)” állományban lévő adatok és eloszlások segítségével vizsgálhatók. Néhány szabályszerűség:

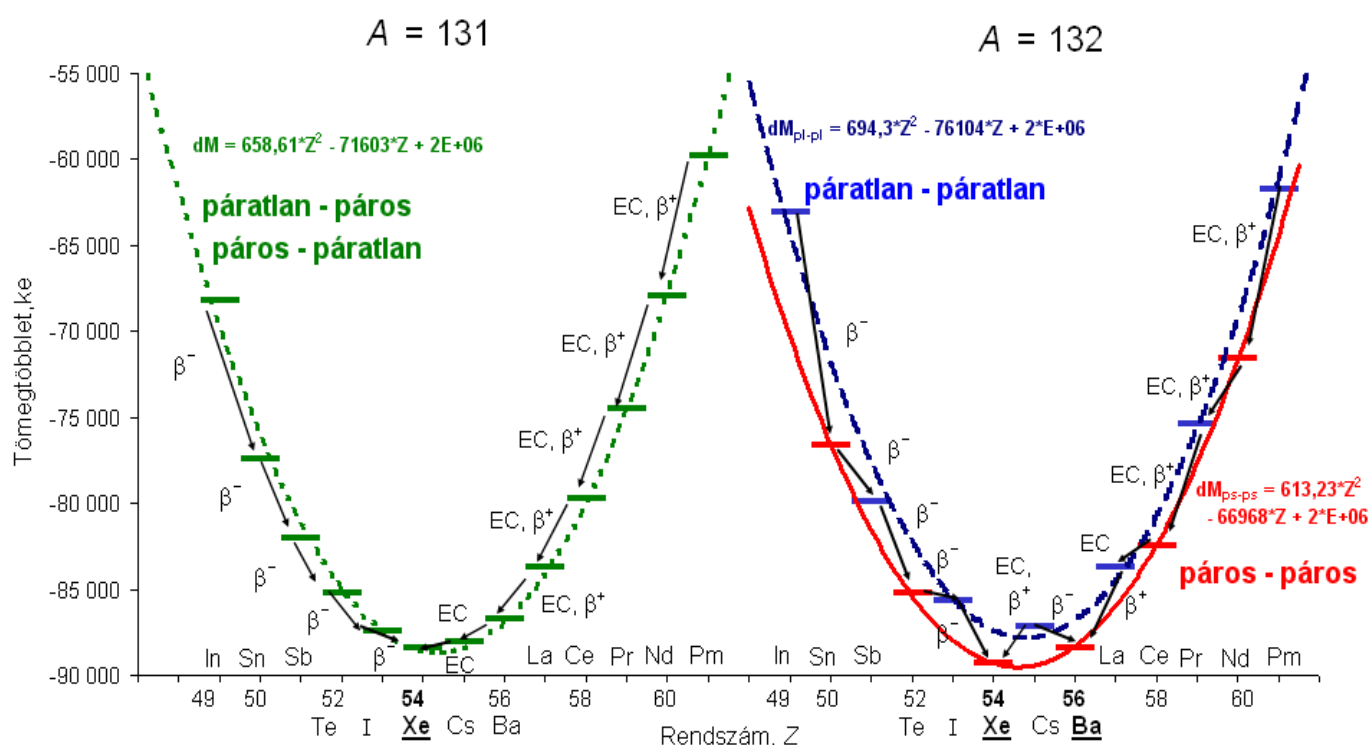
- (i) páratlan Z rendszámú elemeknek legfeljebb 2 stabil izotópjuk van;
- (ii) a Z páros – N páros összeállítás kiugróan sok stabil magot eredményez;
- (iii) a páratlan A tömegszámot kiadó Z ps – N pl kombináció gyakoribb mint a fordított összeállítás;
- (iv) a mindössze 9 pl – pl nuklidból 6 a könnyű-közepes tartományban van;
- (v) a mágikus rendszámú magok stabil izotópjainak száma nagy: a legtöbb a $Z=50$, Sn-nél 10, de a $Z=82$ kivétel: csak 4 stabil izotópjuk van, az izotónok (ha kicsivel is, de) kevesebben vannak [l.(iii) effektus];
- (vi) 5 atommag kétszer mágikus felépítésben létezik, a Ca izotópsorozatában pedig két mágikus neutrontörzs található;
- (vii) egymást követő rendszámú stabil izobárok mágikus számok környékén fordulnak elő: 4 olyan van, amelyben három egymásutáni Z stabil ($A=40, 50, 138$ az $N=Z=20, N=Z=28, N=82$ közelében, valamint $A=180$) és 1 kéttagú ($A=113$, ahol a közeli $Z=50$ mágikus protonszám ellenére a harmadik tag, $Z=50$ Sn éppen nem stabil!);
- (viii) a $Z=43$ és 61 elemek (Tc, Pm) csak nagy felezési idejű izotópokkal rendelkeznek, stabillal nem; ezek a számok éppúgy páratlanok mint a természetből hasonlóan hiányzó neutronszámmal rendelkező 8 nuklid (2.4 táblázat), melyek között a 61-es ismét előfordul („számmisztika”: a 9 különböző „antinukleáris szám” vagy prímszám, vagy két prímszám szorzata).

c) Bomlások. Az élettartam (felezési idő) alapján néha önkényes megkülönböztetni a stabil és bomló magokat. Az urán 234-es, 235-ös és 238-as tömegszámú izotópjaira $T_{1/2}=2,455 \cdot 10^5$, $7,038 \cdot 10^8$ illetve $4,468 \cdot 10^9$ év és izotópgyakoriságot is megadnak (0,0055%, 0,7200 %, 99,2745%), ezért „stabil”-ként is számontartják őket, vagy $1,415 \cdot 10^{10}$ év a ^{232}Th esetén. Vannak ennél hosszabb felezési idők: $1,05 \cdot 10^{11}$ év $^{138}\text{La}_{81}$ (0,09%) vagy $2,29 \cdot 10^{15}$ év $^{144}\text{Nd}_{84}$ (23,8%). A mágikus számok környékén a mag „bizonytalan”. (Összehasonlításképp: a Föld életkora kb. $4,5 \cdot 10^9$ év.) A másik véglet a rövid élettartam: egyáltalán „összeállt-e” a nukleoncsoport atommaggá valamilyen folyamatban. A $^4\text{Be}_4$ két $^2\text{He}_2$ -re, azaz két α -részecskére való szétesésénél $T_{1/2} \sim 1 \cdot 10^{-16}$ s, ami már a magreakciók karakterisztikus időtartománya. Az egyes bomlási típusok, a radioaktivitás törvényei később kerülnek részletes tárgyalásra.

Az atommagok instabilitása és elbomlásának módja a folyamatokat irányító kölcsönhatásoktól függ. A magerő, az erős kölcsönhatás nukleon(csoport) kibocsátását vezérli. Az α -bomlás az „anyamag” rendszámát 2 egységgel, tömegszámát 4-gyel csökkenti a He-atommag adatai alapján. A végtermék, a „leánymag” tovább bomolhat. Neutron- és protonemisszió ugyancsak lehetséges, mesterségesen létrehozott nuklidokból. A spontánhasadás a nagy-rendszámú magoknál végbemehet és nagy valószínűséggel két közepes, aszimmetrikus tömegű hasadvány keletkezik (neutronokkal és γ -kvantumokkal).

A gyengekölcsönhatás a felelős a β -bomlásért. Ekkor egy neutron alakul át protonná vagy fordítva, továbbá a mag egy héjelektront is „befoghat”. Ilyenkor elektron e^- vagy antirészecskéje, pozitron e^+ keletkezik, illetve egy elektron „eltűnik”, ami pozitív töltésként jelentkezik (pozitronhoz hasonló hatás). Ezeket rendre β^- , β^+ -bomlásnak, illetve elektronbefogásnak („electron capture”, EC) nevezzük. A nukleonok száma nem változik, csak a magtöltés: β^- -bomlásnál +1, β^+ -nél -1 és EC-nél is -1 a leánymag rendszámának az anya-

magétól való eltérése. A β -bomlás egy A =konstans *izobár* mentén történik, amely a tömegfelület metszete. A 2.9. ábrán az egyes nuklidok a tömegük és rendszámuk szerint vannak felrajzolva. Az átalakulás irányát nyilak jelzik, típusát pedig a bomlás jelölése. A dM tömegtöbblet a rendszámmal Z^2 -függést (parabolát) mutat, ami a *félempírikus kötési energia* képletből következik (2.11). Páratlan tömegszámnál $Z\ ps - N\ pl$ és $Z\ p - N\ ps$ váltakozik. Páros A viszont $ps-ps$ és $pl-pl$ proton- és neutronszámából jön ki, így két parabolán helyezkednek el a nuklidok. A β -bomlás során egyikről a másikra kerülnek át. A két görbe „távolsága” a 2.11-beli párenergia kétszerese, $2p$: ennyivel van mélyebben a $ps-ps$ parabola. A $pl-A$ parabola az előbbi kettő között húzódik, $+p$ és $-p$ távolságra. A tömegparabola aljára kerül a stabil (esetleg nagy felezési idejű) mag. A $ps-A$ esetén megjelenő $pl-pl$ parabola „legalján” fekvő nuklid a $ps-ps$ parabola kisebb tömegű (mélyebben fekvő) magjaiba bomlik: az egyik irányba β^- , a másikba β^+ és/vagy EC átalakulással. A felezési idők a stabilitási völgytől távol a legrövidebbek.



2.9. ábra. Páros és páratlan tömegszámú izobárok bomlási sajátosságai

A *késleltetett neutron-emisszió* a β^- -bomlással verseng az $N > N_{\text{mágikus}}=50$ és 82 környékén. Ugyanitt a β^+/EC -bomlásnak a *p-emisszió* a versenytársa, ha relatív protonfelesleg alakult ki adott A tömegszámnál.

Az *elektromágneses kölcsönhatás* játszik alapvető szerepet az egyes gerjesztett állapotok közötti γ -*sugárzással* (vagy belső konverziós elektronokkal) történő átmenetekben. Ezek során sem az össz-nukleon szám, sem a neutron-proton arány nem változik meg: az atommagban a nukleonok rendeződnek át hely- és mozgási állapot szerint. Az eredeti nuklidok *izomerjei* a „hosszabb” élettartamú gerjesztett állapotú magok, amiből valamelyik bomlási móddal jutnak energiaminimumba. Ekkor már Z , N , A egyaránt megváltozhat, de ugyanaz is maradhat.

Fizikátörténeti okai vannak, hogy az α -átalakulást, a β -bomlást és γ -legerjesztődést *radioaktivitásnak* („sugárzások tevékenység”-nek) nevezik. A nukleon-emissziós bomlásokat ma már *neutron-* illetve *proton-radioaktivitásnak* hívják. Bármelyik folyamat végbemehet bármelyik atommagnál, ha a megmaradási elveket nem sérti. A γ -legerjesztődés minden magasabb energiájú állapotból bekövetkezhet. A β -bomlás valamelyik formája végbemegy a

periódusos rendszer teljes Z tartományában. Neutron- és proton-emisszió a megfelelő β -bomlással versenghet a közepes tömegű nuklidoktól kezdődően. Az α -átalakulás feltételei először a protonban gazdag oldalon teljesülnek, majd a nehéz magoknál mindkét tartományban. A spontánhasadás $Z \sim 90$ -tól válik mérhetővé. A nehéz magoknál mindezek a bomlási módok konkurrálnak egymással. Valamelyik kimeneti csatorna valószínűsége a *bomlási elágazási arány* („branching ratio”), amelyet főleg az adott nukleonkonfiguráció kvantummechanikai tulajdonságai és a felstabaduló energia nagysága határoznak meg.

d) Stabilitási völgy. A 2.7 Atommag-térképen a bomló nuklidok a stabilakkal elválasztott, a neutronban illetve protonban gazdag oldalon helyezkednek el természetük szerint. Az $A = \text{konst.}$ egyenes mentén kialakuló parabolákat végig berajzolva kapjuk a teljes tömegfelületet, amely egy változó mélységű, magasságú völgy attól függően, milyenek a tömegek. Legmélyebben a legkisebb tömegű, legjobban kötött atommagok vannak - ez a *stabilitási völgy*. A hegyoldalon a bomló nuklidok helyezkednek el annál magasabban, minél kevésbé vannak kötve nukleonjaik. A bomlásra való hajlam a felezési idővel fordítva (a bomlási állandóval egyenesen) arányos: a hegyoldalon legmagasabbra a legrövidebb élet-tartamú nuklidok jutottak fel. Az említett parabolák ennek a „domborzat”-nak az adott A tömegszámánál vett metszetei a 2.7 ábra 45° -os egyenesei mentén. (A kötési energia-felület éppen fordított alakú: a hegy tetején a legnagyobb B kötési energiájú atommagok ülnek.) A parabolák „szárának” aktuális magassága attól függ, milyen ügyesek a fizikusok az új magok előállításában. Olyan magreakciókat kell felhasználni, amelyek neutron- vagy proton-többletet eredményeznek attól függően, a stabilitási völgytől milyen irányban kell kutatni. Elvi határt szab az azonnali, „prompt” nukleonemisszió: $T_{1/2} \sim 10^{-16}$ s.

Az *atommag-térképen* a radioaktív nuklidok a neutron- és proton-oldalt nem szimmetrikusan töltik ki. Kisebb Z rendszámoknál jelentősen több bomló magot ismerünk a neutrongazdag vidéken mint „átellenben”. Kiegyensúlyozottabb állapot valósul meg $Z=40-60$ között. Nagyobb rendszámoknál a protongazdag radioaktív izotópok sokkal többen vannak. Itt a stabilitás eleve jelentős neutrontöbbletet kíván, deformáltak a nuklidok alapállapotban is. A neutronhozzáadás „hamarabb” vezet instabilitáshoz, mint a másik oldalon a protonszám-növelés. (A kísérleti nehézségek sem egyformák.) Adott A -nál a β -bomlással szembeni stabilitás legvalószínűbb rendszáma a B kötési energia (illetve a tömeg) szélsőértékéből határozható meg a $\partial B / \partial Z = 0$ egyenletet Z -re megoldva:

$$Z_{stab} = A \cdot [2 + (c/2a) \cdot A^{2/3}]^{-1} \sim A \cdot [2 + 0,015547 \cdot A^{2/3}]^{-1} \quad (2.14)$$

Ez az érték általában olyan magra mutat, amely két stabil izobár között van. Mivel a 2.11 félempirikus képlet héjefektusra nincs felkészítve, a mágikus számok környékén a számított és valódi Z_{stab} jelentősen eltér egymástól. A 2.7. ábrán látható $N=f(Z)$ -függés a stabil magokra egyszerű illesztéssel nyerhető N_{stab} -ot jelenti. A mágikus számok hatása a stabil magok eloszlásánál a legkifejezettebb, a ps-pl effektusok is itt jelentkeznek a legtisztábban. Ez utóbbi a radioaktív nuklidok Z -szerinti eloszlásában kisímul, de a héjefektus továbbra is észlelhető.

Mintegy 3000 atommagot ismerünk több-kevesebb pontossággal a $Z=118$ rendszámmal bezárólag. Mivel azonban kb. 7000 atommag létezhet kötött állapotban (1 μ s-nál nagyobb felezési idővel), az intenzív kutatás eredményeként számuk fokozatosan növekszik.

Izgalmas kérdés: lehet-e és van-e (volt-e) a transzuránok után **stabil szigete** az atommagoknak? A Coulomb-erők és az erős kölcsönhatás egyensúlyára épülő folyadékcsepp modell szerint $A = 100 - 106$ tömegszámig tart a stabilitás. Viszont héjefektusok miatt $Z=114$, $N=184$ értékeknél alhéglezáródások várhatók. Más számítások szerint $Z=124/126$ és $N=184$ vagy $Z=120$ és $N=172$ körül stabilizálódhatnak nukleonhéjak.

3.8 Momentumok

1. Impulzusmomentum (perdület)

Az atommagot felépítő nukleonok s saját- és $\mathbf{I}$ pályá-impulzusmomentumának eredője adja a $\mathbf{J}$ magspint. A neutron és proton spinje $\hbar/2$. Deformált magok kollektív mozgásként tengelykörüli forgást végezhetnek, amiből a gerjesztett állapotoknak rotációs impulzusmomentuma származik. Ez kombinálódik az egyrészecske állapotokéval.

A stabil nuklidok alapállapotú impulzusmomentumának létezésére atomspektroszkópiai eredmények utaltak először: a vonalak hiperfinom felhasadása mágneses térben. Ezzel, valamint a kapcsolódó mágneses momentum iránykvantálásos és rezonanciás mérésével a magspin meghatározható volt. A következő szabályszerűség adódik a protonok Z és a neutronok N számának megfelelően, az L eredő pályaimpulzusmomentummal ($L=0, 1, 2, 3, \dots \hbar$, $s, p, d, f, \dots$ állapotok)

$$\begin{array}{ll} \text{páros – páros magok} & 0, \\ \text{páratlan – páros} & \text{vagy} \\ \text{páros – páratlanok} & \text{félegész: } L + (1/2)\hbar, (3/2)\hbar, (5/2)\hbar, \dots \\ \text{páratlan – páratlan nuklidoknál} & L + 1 \cdot \hbar \end{array} \quad (3.1)$$

Alapállapotban a protonok és neutronok külön-külön párokba kapcsolódnak ellentétes irányú spinnel a *Pauli*-elvnek megfelelően, aminek eredője 0 lesz. Az ellentétes irányú mágneses dipólmomentumok miatt a nukleonok között vonzóerő lép fel. Külön egy neutron és egy proton nem áll be antiparallel irányba: az izospin kvantumszám T_z komponense miatt különbözők a részecskék. Így a ${}^2_1\text{H}_1$ deuteron spinje $1 \cdot \hbar$. Az ${}^{10}_5\text{B}_5$ nuklid mért $J=3 \cdot \hbar$ értéke $L=2 \cdot \hbar$ d -állapotot mutat. A ${}^{14}_7\text{N}_7$ nitrogénizotópra kapott $1 \cdot \hbar$ a magszerkezetvizsgálatok kezdetén kizárta azt, hogy 14 proton és 7 elektron legyen az atommagban, ami feles spint adna végeredményként.

2. Mágneses dipólmomentum

Minden elektromos töltéssel rendelkező részecskének mágneses momentuma is van. (Ebből egyébként nem következik, hogy semleges részecskének nincs.) A $\mu_B = e \cdot \hbar / (2M)$ szerint az elektronra vonatkozó *Bohr-magneton* mint a mágneses momentum egysége $\mu_B = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ J/T} = 5,7883817555 \cdot 10^{-11} \text{ MeV/T}$. A nukleonra ugyanígy számolva a mágnesmagneton $\mu_N = 5,05078658 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} = 3,1524512326 \cdot 10^{-14} \text{ MeV/T}$.

a) Mérési módszerek. A kísérleti nehézséget nemcsak az atommagokra várható kis értékek jelentik, hanem az elektronhéj okozta sokkal nagyobb hatás is.

Iránykvantálás: eltérítés inhomogén mágneses térben. Az y -irányú és ebben dB/dy változású mezőben z -irányú $\mathbf{v}$ sebességgel d hosszú úton halad át az m tömegű részecske, melynek μ dipólmomentuma Θ szöget zár be $\mathbf{B}$ -vel. A fellépő erő: $F = \mu (dB/dy) \cos \Theta$, az eltérülés: $\Delta y = (1/2) \cdot (\mu/m) \cdot (dB/dy) \cdot (d/v)^2 \cdot \cos \Theta$. Stern és Gerlach atomokra kifejlesztett módszerét Frisch, Estermann és Stern alkalmazta atommagokra $B \sim 2 \text{ T}$ és $dB/dy \sim 10^3 \text{ T/m}$ inhomogenitású térrel. Az atomi elektronok hatását kompenzációval lehet kiküszöbölni molekulanyalábot alkalmazva. A proton mágneses momentumának méréséhez H_2 -molekula vagy vízgőz nyalábot használnak. A két proton spinje párhuzamos egymással és egyirányú vagy antiparallel, így eredőjük $I_{\text{H}_2} = 1$ vagy 0, orto- illetve parahidrogént képezve. A molekulák aránya a $2I+1$ multiplicitásnak megfelelően $3/4$ és $1/4$. A kísérletben a kétfajta molekula mágneses momentumának különbsége határozható meg, azaz a protoné: a parahidrogénénél csak az atomi héj hatása jelentkezik, a másíknál pedig mindkettőjé. Az eltérülés $\sim 0,04 \text{ mm}$, ami már összemérhető a molekulák sebességeloszlásából eredő irányszórásával. Több atommagra végeztek hasonló méréseket.

Rezonancia-módszerek Mágneses mezőben, annak irányával Θ szöget bezáró spinű dipól potenciális energiája $U = B_0 \cdot \mu_I \cdot \cos\Theta = B_0 \cdot g_I \cdot (q/2M) \cdot \hbar \cdot I \cdot \cos\Theta$, ahol $m = \hbar \cdot I \cdot \cos\Theta$ az I impulzusmomentum vetülete. A dipól *Larmor-precessziót* végez a $\mathbf{B}$ körül. A térből felvett energia: $\hbar \cdot \omega_{\text{Larmor}} = \hbar \cdot g_I \cdot \mu_N \cdot B_0$, amely egyben a szög megváltoztatásához szükséges $\Delta m = \pm 1$ „ugrás” ΔE energiája:

$$\Delta E = \hbar \cdot f_{\text{Larmor}} = g \cdot \mu_N \cdot B_0 \quad (3.2)$$

Rabi ezzel úgy javította az eredeti *iránykvantálás* érzékenységét, hogy két, irányban ellentétesen, de azonos mértékben inhomogén teret alkalmazott: dB/dy és $-dB/dy$ („A” illetve „C” térrész). Közöttük nagy B_0 állandó és homogén „B” mező van, melyben precesszálnak a z-irányban áthaladó részecskék. A két inhomogén térrészben ellentétesen térülnek el, azaz végülis tengelyirányban maradnak. Ha a B_0 -ra időben változó B_z -teret szuperponálnak, akkor valamilyen f -frekvenciánál a 3.2 feltétel teljesül és a mágneses momentum „átbillen” egy másik irányba a lehetséges $(2I+1)$ -ből. Erre a „C”-ben már nem lesz szimmetrikus az eltérítés, tehát a tengelyen az előbbihez képest csökken a részecskeáram. Az impulzusmomentum ismeretében μ kiszámítható. A nuklidok széles körére végeztek méréseket.

A neutron mágneses momentumát hasonló elven mérték meg. Itt azonban nehéz keskeny nyalábot előállítani. Helyette *polarizációt* alkalmaztak, felhasználva azt, hogy a mágval való kölcsönhatás függ a két részecske spinjének relatív irányától. Azaz a totális hatáskeresztmetszetre: $\sigma_{\parallel} > \sigma_{\perp}$. Az „A” térrészben telítésig mágnesezett vason áthaladva a $\mathbf{B}$ irányába beálló Fe-atomokkal megegyező spinű neutronokból kevés jut a „C”-be, ahol az ellentétesen mágnesezett vas ezt a komponenst kiszűri. A detektor többlet-neutront jelez, ha a „B” térrészben a B_0 mellett ható $B_z(t)$ frekvenciája kielégíti a 3.2 feltételt.

Az „önálló”, nem iránykvantálós rezonanciamódszerek a spinátfordulást közvetlenül észlelik. A *rezonancia-abszorpciónál* állandó frekvenciájú hídkapcsolású rezgőkör egyik ágába helyezett minta a külső, változtatható $\mathbf{B}$ indukció valamilyen értékénél energiát vesz fel a körből 3.2 teljesülésekor, ami jól észlelhető.

b) A nukleonok anomális mágneses momentuma. A kísérletek meglepő eredményt adtak. Az alábbi, 3.3-beli érték a protonra a *nukleáris magneton* nehezen értelmezhető többszöröse. A *neutron* adata azért megdöbbentő, mert elektromosan semleges részecske, mégis van neki mágneses momentuma, ráadásul negatív (a spinnel ellenkező irányú).

$$\mu_p = +2,792847 \cdot \mu_N \quad \mu_n = -1,913043 \cdot \mu_N \quad \mu_e = -2,0023193 \cdot \mu_B \quad (3.3)$$

Az már „természetes” ezek után, hogy értéke a protonéhoz hasonlóan se nem egész, se nem félegész. Az *elektronnál* azt mondhattuk: a spin mágneses szempontból kétszeres hatású a pályaimpulzusmomentumhoz képest. A *Dirac-elmélet* igazolta a 2-es értéket. A +0,1 %-os eltérés pedig kvantumelektrodinamikai korrekció a saját sugárzási terével való kölcsönhatás miatt.

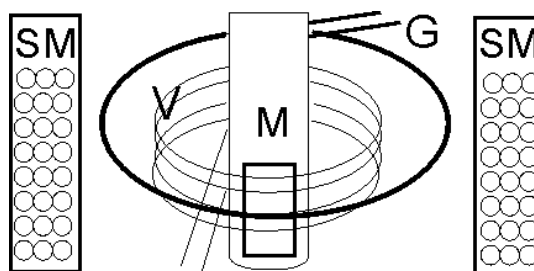
Az elektron *pontszerű* voltát nem sikerült eddig megcáfolni: „igazi” elemirész. Első közelítésben a nukleonokat úgy képzeltek el elektromos és mágneses tulajdonságaik alapján, hogy összetett részecskék. A proton egy „igazi”, minden „jó tulajdonsággal” bíró semleges részecskéből és egy körülötte keringő pozitív *mezonból* épül fel, a neutron pedig egy „igazi” protonból és egy negatív *mezonból*. Az elektromos töltés így egyezik, és a mágneses momentumok is megmagyarázhatók. A nagyenergiájú szórás kísérletek a nukleonok szerkezetét feltárták: 3 nehéz elemirészből, *kvarkokból* (pontosabban: 3 „valencia” kvarkból, tengerkvarkokból és gluonokból) állnak.

c) NMR-analízis (Nuclear Magnetic Resonance, Mag-mágneses Rezonancia módszer). A 3.1. ábrán látható G gerjesztő tekercs változtatható frekvenciájú terének hatására átforduló spinek (dipólok) által keltett mágneses tér (fluxus) változása folytán a V vevőtekercsben indukált áram (feszültség) jelenik meg. Az állandó B_0 előállítására ma már szupra-vezető tekercset (SM) alkalmaznak. Keverék pontos és szelektív analízisére nagyon elterjedt

módszer: a μ -re jellemző f_r rezonanciafrekvencia az atommagot azonosítja. A 3.1 táblázat mutatja a jellemző adatokat néhány nuklidra. Az érzékenység ugyanannyi részecskére (spinre) vonatkozik.

3.1. táblázat. Atommagok NMR-jellemzői $B_0=14,092$ T térre

Atom-Mag	Spin $\square$	f_r MHz	Érzékenység, rel.
^1H	1/2	600,0	1,000
^2H	1	92,1	0,00965
^{13}C	1/2	150,8	0,0159
^{14}N	1	43,3	0,00101
^{17}O	5/2	81,3	0,0291



3.1. ábra. Mag-mágneses rezonancia módszer

Az NMR-módszer a kémiai tulajdonságok érzékeny kutatási eszköze. Mágneses tér nagypontosságú mérésére is alkalmazzák, a minta általában hidrogén.

Térbeli anyageloszlás feltérképezésére alkalmas formája a *mágneses rezonancia képalkotás* (Magnetic Resonance Imaging, *MRI*). A 3.1. táblázat alapján könnyű atommagok, elsősorban H kimutatására alkalmas az élő szervezetben. Az agy diagnosztikájában alapvető fontosságú. Ilyen szempontból a Röntgen-képpel kiegészítik egymást, ami éppen a nagy rendszámú elemekre érzékeny. Technikai, mérési és kiértékelési csúcstechnológiával az *NMR-mikroszkópia* már 0,01 mm-nél jobb térbeli feloldású képek felvételére képes.

3. Elektromos kvadrupólmomentum

Az atommagok alakjának a gömbszimmetriától való eltérése az elektromos nyomatékok megjelenését okozza. A *dipólmomentum*-komponens kifejezhető a hullámfüggvénnyel, felhasználva annak valószínűségi jelentését a töltéssűrűsége, mint az e -töltésű protonok megtalálhatóságát: $p_z = \sum_i z_i \cdot p_i = \sum_i z_i \cdot e \cdot |\psi(r_i)|^2$. A függvények szimmetriatulajdonságai és a paritás-operátornak a polárvektorokra kifejtett hatása a 1.4 képletek szerint olyan, hogy p_z a tükrözéssel szemben nem marad invariáns. Emiatt a korábbiakban leírt *paritásmegmaradás elvét sérti az elektromos dipólmomentum*. Ha az összes proton az összes neutronhoz képest időátlagban külön helyezkedne el, nem-tükrözésszimmetrikus állapot valósulna meg. Kiterjedt kísérletek folynak dipólmomentum kimutatására, eddig sikertelenül. Elektromágneses és erős kölcsönhatásban paritásviolációt eddig nem tapasztaltak. Általánosítva az eredményeket:

$$\begin{aligned} &\text{Az atommag minden páratlan-rendű elektromos és} \\ &\text{minden páros-rendű mágneses momentuma} = 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Az atommag Q *kvadrupólmomentuma* jellemzi a deformációt a korábbiak szerint. Közvetlen mérése inhomogén elektromos térben való eltéréssel történik. Közvetett módszer az atomi spektrumok hiperfinom felhasadásának észlelése. Eredmények nemcsak stabil atommagokra és alapállapotra, hanem radioaktívakra és gerjesztett nívókra is vannak. Legnagyobb alapállapotú értékek a lantanidáknál (+3,85 barn $_{65}^{160}\text{Tb } 3^-$) és a nehéz elemeknél (+6,7 barn $_{99}^{253}\text{Es } 7/2^+$) található; a $_{96}^{248}\text{Cm}$ 1781,6 keV-es 1,46 ps felezési idejű $I^\pi = 16^+$ (!) gerjesztett szintjére pedig -7,1 b.

A 1.3 képlet a nuklid „belső” kvadrupólmomentumát adja meg. Ez az ellipszoid kis- és nagytengelyével, a és c -vel is kifejezhető, ami könnyen kapcsolható a deformációhoz: $Q_{\text{belső}} = (2Z \cdot e/5) \cdot (a^2 - c^2)$. A kvantummechanika szerint a maximálisan megfigyelhető kvadrupólmomentum a rendszer I spinjétől és annak a mag szimmetriatengelyére vett K vetületétől is függ:

$$Q_{\text{megfigyelt}} = Q_{\text{belső}} \cdot \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1) \cdot (2I+3)}. \quad (3.5)$$

Páros $N -$ páratlan Z esetén ha $Z > Z_{\text{mágikus}}$, akkor $Q < 0$, viszont $Z < Z_{\text{mágikus}}$ $Q > 0$ értéket ad. $Z = Z_{\text{mágikus}}$ esetén $Q = 0$. Páratlan A nuklidoknál Q nagysága attól függ, milyen sok az a nukleon, amelyik páratlan számú. A $Q > 0$, a szimmetriatengely (I) irányába megnyúlással járó deformációt a nukleonok gömbszerű héjszerkezetéhez képest *kevesebb* részecske jelenléte okozza, a $Q < 0$ esetet pedig a *többlet*. Az előbbi esetben „középen” kevés, a széleken relatíve több a nukleon, ezért szivar alak jön létre. Az utóbbinál pedig itt „felesleg” van a végekhez képest, lapultabb a mag, diszkosz alakú. A deformáció kollektív mozgásformákat feltételez az egyrészecske-állapotok mellett.

Az atommag elektromos tere a Coulomb-erő segítségével köti az elektronszármazékot. Az atomfizikai jelenségeket a mag a momentumai révén is befolyásolja: az energianívókat kissé megváltoztatja, finom-, hiperfinom vonalfelhasadást okoz. Részben ezeket felhasználva is nyernek adatokat a momentumokra.

4.8 Magmodellek

Az atommag tulajdonságai kísérletekkel megismerhetők. Statikus és dinamikai adatok mellett a reakciók és bomlások jelenségei teszik a képet teljessé. Ezek egységes képbe foglalása és megmagyarázása, új folyamatok előrejelzése jelenti azt, hogy valóban ismerjük a teljes jelenségek körét. A feladat nehézsége és egyben szépsége abban rejlik, hogy az atommagfizikai folyamatokat legalább három kölcsönhatás-típus irányítja: *erős*, *gyenge* és *elektromágneses*. Az első a nukleonok kötésében, leválasztásában, ütközéseiben játszik szerepet mint *magerő*. A második a nukleonok egymásba történő átalakulásait vezényli a β -bomlás során. A harmadik a nukleonok átrendeződésekor megváltozott energiaállapotok közötti átmenetekért, a γ -legerjesztődés folyamataiért, a protonok közötti taszító potenciál miatti jelenségekért felelős. A gravitációt sem lehet kihagyni a csillagokban végbemenő atommag- és részecskefizikai folyamatok megértésénél. Az atommagfizikában két jelenségek körét szétválasztva alkotnak modelleket: a nuklidok alaptulajdonságait, nívószerkezetét a *magmodellek*, az ütközések fizikáját a *reakciómodellek* tárgyalják.

A magmodelleknek a következő kísérleti eredményeket kell megmagyarázniuk: az atommagok mérete, tömege, alakja, kötési energiája, stabilitása, a nukleonszeparációs energia, magmomentumok, a radioaktív bomlások energiaviszonyai, felezési idők, energiaszintek elhelyezkedése. Mindezek az A tömegszám nem síma függvényei: nagy különbségek vannak a nukleonok számának *párossága* szerint és a *mágikus számok* környékén.

1. Töltött folyadékcsepp

Az analógiát a teljes tömegszám tartományban az állandó maganyagsűrűség, az eléggé gömbszerű alak, az egy nukleonra eső kötési energia közel állandó értéke jelenti. Másként fogalmazva: a magfolyadék összenyomhatatlan, a csepp-forma gömb gravitációs hatások elhanyagolása mellett, a párolgási energia független a csepp méretétől. Az atommag tömegét leíró *Bethe* és *Weizsäcker* félempirikus formula (2.11) első három tagja az átlagos tulajdonságokat veszi figyelembe ezzel a fenomenológikus modellel. A térfogati-, a felületi- és a Coulomb-energia taggal a teljes B/A érték több mint 85 %-ban már helyes. A részecskék kollektív mozgását, a *vibrációt* és *rotációt* a modell alapján könnyű értelmezni. Az előbbinél felületi rezgések keletkeznek $E = n \cdot \omega$ kvantumokkal. Kvadrupólrezgés esetén a csepp ellipszoid-, oktapólnál körte alakú, és $n = 1$ -nél $I^\pi = 2^+$ illetve 3^- állapotok jelennek meg a páros-páros magokban, $n = 2$ -höz pedig az ugyancsak megfigyelt 0^+ , 2^+ , 4^+ nívók tartoznak. A rotáció tengelykörüli forgást jelent, melynek J impulzusmomentumával és a Θ_{eff} tehetetlenségi nyomatékkal az állapotok energiája kiszámítható: $E = J \cdot (J+1) \cdot \hbar^2 / (2 \cdot \Theta_{\text{eff}})$. Merev gömbre

$\Theta_{\text{eff}} = (2/5) \cdot MR^2$. A maghasadásnál további hasonlóság fedezhető fel: a stabilitás feltételét a felületi feszültség és a Coulomb-taszítás viszonyából lehet megbecsülni.

A cseppmodell a jelenségek átlagos, kollektív leírását tudja adni.

2. Nukleonrendszer mint Fermi-gáz

A modell a szilárdtestek elektrongáz-elméletének analógiája. A közösen létrehozott átlagos potenciálban, a mag térfogatában a protonok és a neutronok szabadon mozognak. Az energiaszintek elfoglalásában a feles-spinű részecskékre vonatkozó feltételek teljesülnek: a *Fermi-Dirac*-statisztika a betöltési valószínűségben és a *Pauli-elv* az állapotokban megjelenő nukleon-számban. A protonok és a neutronok az állapotokat a nekik megfelelő E_P^F illetve E_N^F Fermi-energiáig töltik be, melyek magassága a 0-szinttől mérve ugyanaz (a Fermi-szintek különbsége a mag β -instabilitásához vezetne). A magerők rövid hatótávolságát jellemző derékszögű, (2.5) képletbeli R -sugarú potenciálgödör az atommag *Fermi-gáz modelljét* vázolja fel a 4.1. ábrán. A számítások szerint a szimmetrikus $N=Z=A/2$ esetre $E^F = \sqrt{2} \cdot (9\pi/8)^{2/3} / (2M_N \cdot r_0^2) \sim 33$ MeV. A teljes mélység $B/A \sim 8$ MeV-es értékével a konstans $U \sim 41$ MeV, ami elfogadható érték. A részecskék átlagos kinetikus energiájára pedig $\langle E_{\text{kin}} \rangle = (3/5) \cdot E^F \sim 20$ MeV adódik. $N > Z$ esetére a modell a 2.11 szerinti *aszimmetria-energiát* adja a *térfogati tag* mellett.

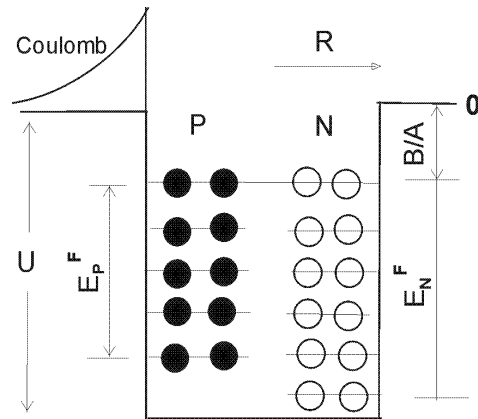
A modell a nagyszámú részecskét tartalmazó rendszerekre született eredetileg, mégis használható a legfeljebb 300 nukleonból álló atommagra. Ennek oka, hogy a kevés részecskének nagyon sok állapota lehet a potenciálkádban. A 4.1 séma teljesen általánosan használható a magpotenciál ábrázolásához. A magbéli Z_1 protonra és egy Z_2 töltésű részecskére vonatkozó U_C Coulomb-tag mellett még a minden nukleonra érvényes, hatásában ugyancsak taszító jellegű *centrifugális potenciálgátat* is figyelembe kell venni az l pályaimpulzusmomentumú, M tömegű részecskére. Az R_N magugárnál az A tömegszámú részecskére:

$$\begin{aligned} U_C &= Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / R_N && \sim Z_1 \cdot Z_2 / A_N^{1/3} \text{ MeV} \\ U_{cf} &= \sqrt{2} \cdot l(l+1) / (2M \cdot R_N^2) && \sim 12,37 \cdot l(l+1) / (A \cdot A_N^{2/3}) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (4.1)$$

3. Héjmodell

A kísérletek az atommagok diszkrét energiaszint-rendszerét mutatják az ütközési, bomlási és spektroszkópiai kísérletekben. A korábban már említett tulajdonságok *mágikus számok* szerinti viselkedéséhez egy további jellegzetesség társul: a nuklidok első gerjesztett állapota ilyen nukleonszámoknál sokkal magasabban van, a nuklidok „nem szívesen” gerjesztődnek. Mindezek az atomfizikában megismert nemesgáz-konfigurációra emlékeztetnek. Lényeges különbség, hogy a *rövid hatótávolság* miatt nincs centrális erőter, a nukleonok kváziszabadon mozognak az átlagos potenciáltérben a Pauli-elv miatt is, a homogén erőter R -nél gyorsan tart 0-hoz. A protonok és neutronok mágikus számai megegyeznek, ami a magerők elektromostöltés-függetlenségét mutatja.

a) Független egyrészecske, gömbszimmetrikus héjmodell: a héjfizika atommagokra történő alkalmazásának első lépcsője (*J.H. Bartlett* 1932, *W.M. Elsassner* 1934). Ebben a páratlan A tömegszámú mag tulajdonságait a lezárt, zérus impulzus-, mágneses- és kvadrupól-momentumú törzsön kívüli utolsó nukleon határozza meg. A *Schrödinger-egyenletbe* a potenciálfüggvény többféleképpen írható be szférikus szimmetriával: *konstans* (derékszögű), *harmónikus oszcillátor* (parabolikus) és „*lekerekített*” derékszög. Ez utóbbi egy lehetséges



4.1. ábra. Nukleonok átlagos potenciáltérben

formája a *Fermi-eloszlásból* vett alak, ami a 2.4. ábrán látható a töltéssűrűsége. Az R sugarú gömb nukleonjaira a leggyakrabban alkalmazott magerő potenciálformák:

$$U(r) = -U_0, \quad r \leq R \quad \left| \quad U(r) = -U_0[1 - (r/R)^2] \quad \left| \quad U(r) = -U_0\{1 + \exp[(r - R)/a]\} \right. \right. \\ = 0, \quad r > R \quad \left| \quad = m\omega^2 \cdot (r^2 - R^2)/2 \quad \left| \quad \text{Woods-Saxon} \right. \right. \\ \text{derékszögű} \quad \left| \quad \text{harmónikus oszcillátor} \right. \quad (4.2a)$$

Harmónikus oszcillátorra a következő eredményt kapjuk az n radiális és az l pályaimpulzus-momentum kvantumszámokkal, M nukleon-tömeggel, R sugárral:

$$E = \omega_0 \cdot [N + 3/2], \quad N = 2(n - 1) + l \quad \text{és} \quad \omega_0 = \sqrt{[(2U_0)/(MR^2)]^{1/2}} \sim 41 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV} \\ \text{ps } N: l = 0, 2, 4, \dots, N; \quad \text{pl } N: l = 1, 3, 5, \dots, N; \\ \pi = (-1)^N = (-1)^l \quad \text{az állapotok paritása;} \\ w_l = 2(2l + 1) \quad \text{a részecskék száma az adott állapotban;} \\ \sum_l w_l \quad \text{a héjban lévő összes nukleon száma;} \\ \sum_N (\sum_l w_l) \quad \text{kumulatív nukleonszám } N\text{-nel bezárólag (mágikus számok);} \\ l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad \text{a termék elnevezése: s, p, d, f, g, h, i, j;} \\ \text{nívók jelölése: (n l).} \quad (4.3a)$$

Ugyanahhoz az N főkvantumszámhoz ugyanaz az energia tartozik, akárhogy is áll elő n és l kombinációjával, azaz „ nl ”-szerinti degeneráció lép fel. Ekvidisztáns nívórendszer keletkezik. A másik két potenciálnál az energiaszintek kissé eltolódnak a fentihez képest és az „ nl ” felhasad. Az $U(r)$ konkrét alakjától függetlenül azonban ez a modell csak a 2, 8, 20 mágikus számokat adja vissza helyesen, amelyek az egymáshoz közeli nívók csoportosulásával alkotott héjak betöltési számát jelentik neutronra vagy protonra (a 4.2 képletek csak a magerőpotenciálra vonatkoznak az egyszerűség kedvéért).

b) Spin-pálya kölcsönhatás. A független egyrészecske modellt ki kell egészíteni az atomfizikából ismert kölcsönhatással, amely a részecske spinje és pályaimpulzusmomentuma között lép fel, lényegében a mágneses momentumok miatt. Ezt *M. Göppert-Mayer, O. Haxel, J.H.D. Jensen és H.E. Jensen* (1948–50) dolgozták ki úgy, hogy az eredő $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ nagyobb értékeire a nívók mélyebbre kerüljenek, azaz jobban kötött állapotok alakuljanak ki. A továbbra is gömbszimmetrikus potenciált az *ls-csatolásból* eredő taggal kell kiegészíteni úgy, hogy az egyrészecske kölcsönhatásból eredő vonzást növelje, azaz előjelük megegyezzen. A korábbiakkal:

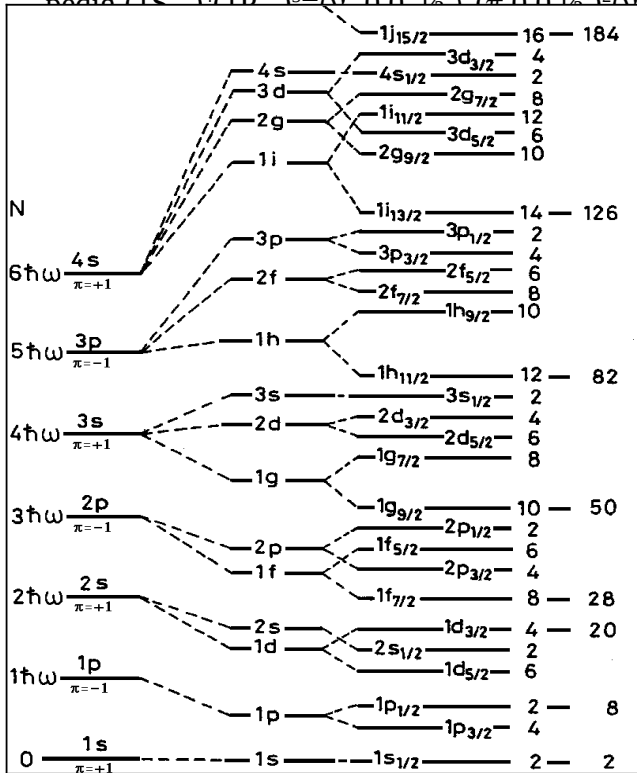
$$U'(r) = U(r) + V_{ls}(r) \cdot (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) / \hbar^2 \quad \Delta E_{ls} = \langle V_{ls}(r) \rangle \cdot (2l+1)/2 \quad (4.2b) \\ j = l \pm 1/2 \quad \text{és} \quad w_l = 2j + 1, \quad \text{nívók jelölése: (n l j)} \\ (4.3b)$$

Az nl -degeneráció megszűnik. A kísérletekkel összhangban $\langle V_{ls}(r) \rangle < 0$ és így az $l + 1/2$, $l \uparrow \uparrow$ s értékhez tartozó szint mindig az $l - 1/2$ -es $l \uparrow \downarrow$ s alá kerül (a héfizikai eredménnyel ellentétben). Az összes héjlezárádás a mágikus számoknak megfelelő! Egy további lezárt héjat jósol **184** nukleonszámnál, amihez tartozó mag nincs még felfedezve.

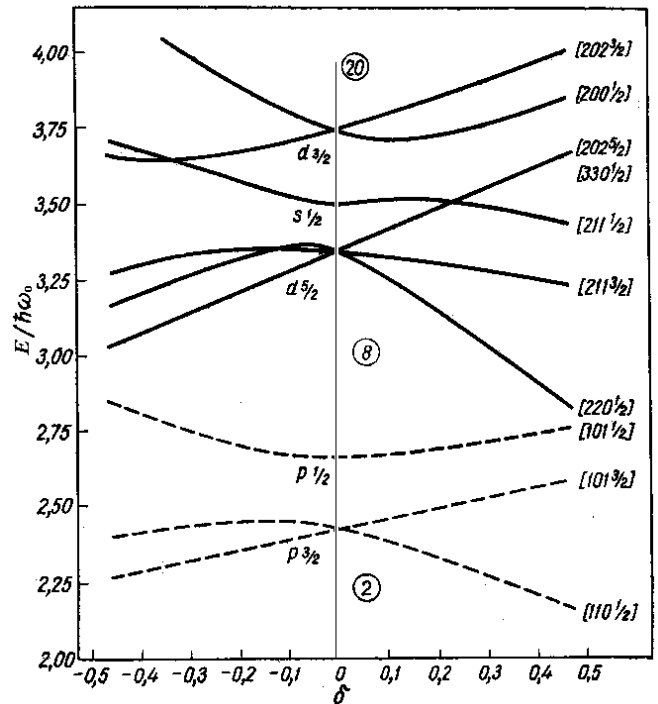
Az atommagot felépítő nukleonok konfigurációjának jelölése:

$$(v \ N \ l \ j)^{kn} \quad k_n \text{ számú neutron-állapot } v \quad n: 1S_{1/2} = (v \ 0 \ 0 \ 1/2)^1 \\ (4.4) \\ (\pi \ N \ l \ j)^{kp} \quad k_p \text{ számú proton-állapot } \pi \quad p: 1S_{1/2} = (\pi \ 0 \ 0 \ 1/2)^1$$

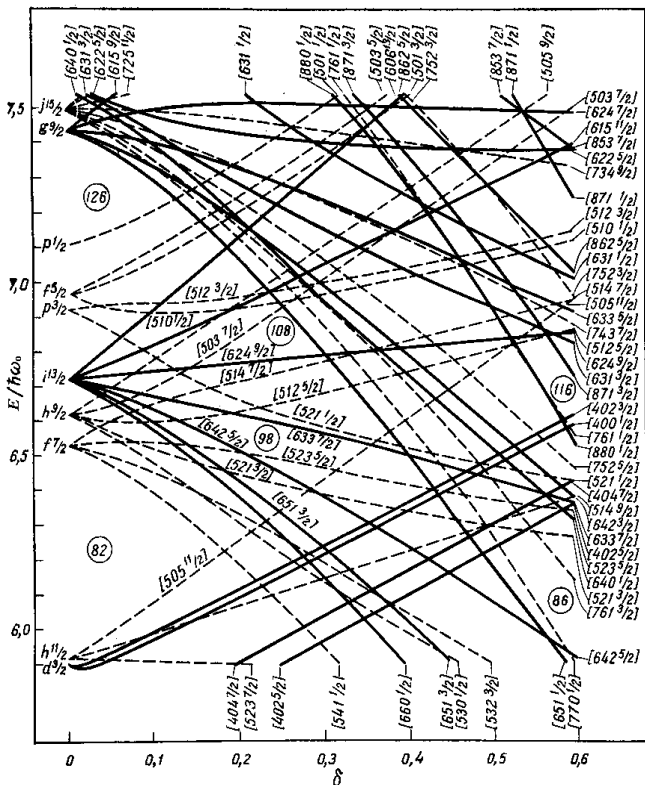
Az $\frac{1}{2}$ spinű ${}^3\text{He}_1$ esetén $(1S_{1/2})^3 = (v \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2})^1 (\pi \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2})^2$, a $\frac{3}{2}$ magspinű ${}^7\text{Li}_4$ nuklidra pedig $(1S_{1/2})^4 (1D_{3/2})^3 = (v \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2})^2 (\pi \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2})^2 (v \ 1 \ 1 \ \frac{3}{2})^2 (\pi \ 1 \ 1 \ \frac{1}{2})^1$.



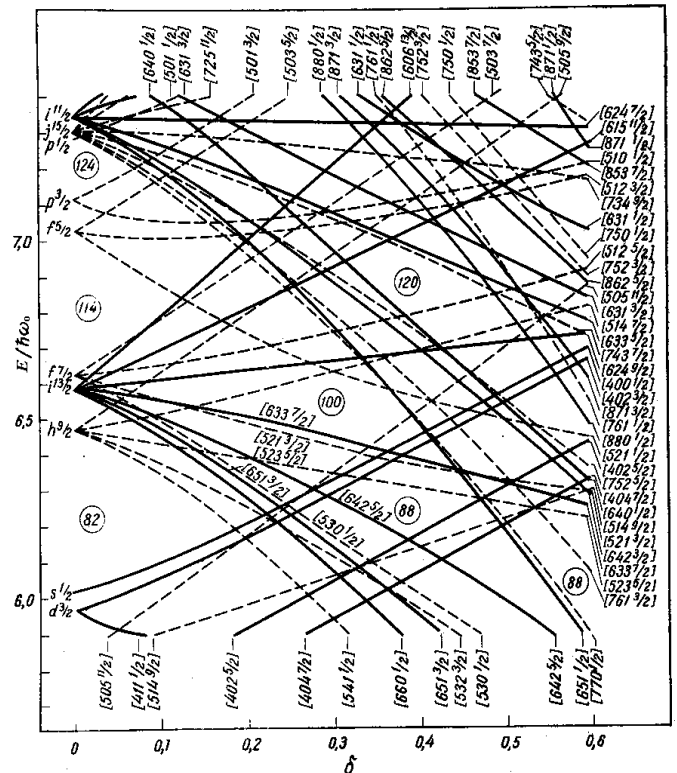
4.2. ábra. A héjmodell energianívói különböző egyrészecske potenciálfüggvények esetén (N: főkvantumszám, π : paritás; jobbszél: mágikus szám)



4.3. ábra. Az egyesített modell állapotai a mag deformációparamétere függvényében (Szaggatott vonalak: $\pi = -1$ állapotok)



4.4. ábra. Nilsson-séma $82 < N < 126$ neutron-szám tartományra



szám tartományra

(Szaggatott vonalak: $\pi = -1$ állapotok)

(Szaggatott vonalak: $\pi = -1$ állapotok)

A modell a zárt héj ± 1 nukleon esetekre pontosan adja vissza az alapállapot magspint (+1: részecske-, -1: lyukállapot). A mágneses momentumok ugyanitt elfogadható egyezésben vannak a mértékkel, más nukleonszámnál a kísérleti adatok az $l \pm 1/2$ határoknak megfelelően számított értékek között maradnak. A tükörmagok ($A_1=A_2$, $Z_1=N_2$, $Z_2=N_1$) állapotainak nagyon hasonló voltát a modell helyesen írja le. A spin- és paritásváltozásból következő bomlási jellegzetességeket az α -, β - átalakulásnál (tiltás), γ -legerjesztődésnél (izomerek) előre jelzi.

Hiányosságok. Csak a gömbszimmetrikus magok alap- és alacsony gerjesztett állapotait írja le jól. Néhány esetben a spinek rosszak a „nem-sorrendben” való nívóbetöltődés miatt. A kvadrupólmomentum előjelét helyesen adja, nagyságát azonban többnyire alulbecsli.

Ha több nukleon is van a valenciahéj(ak)ban, a valencia-nukleonok maradékkölcsönhatása megváltoztatja a nívóspektrumot. A kísérletek azt is mutatják, hogy a tényleges nívóséma nemcsak a proton- vagy neutronszámtól függ, hanem a tömegszámtól is.

A 4.2. ábra foglalja össze a héjmodell különböző egyrészecske-potenciállal számított energiaállapotainak rendszerét: baloldalon az egyszerű harmonikus oszcillátor, középen a derékszögű (vagy Woods–Saxon), jobboldalon pedig az előbbinek a spin-pálya kölcsönhatással kiegészített potenciált alkalmazó változata látható. Az egyes állapotok $2j+1$ betöltési száma is fel van tüntetve a lezárt héjakra összegzett nukleonszámokkal együtt.

4. Egyesített modell

A kísérleti kvadrupólmomentumok azt mutatják, az atommagok alakja jelentősen eltérhet a gömbszimmetriától. *L.J. Rainwater* (1950) szerint zárt héjon kívüli nukleon (csoport) „polarizálja” a törzset, deformációt okozva. A potenciálgödörben új egyrészecskeállapotok keletkeznek. A deformált mag kollektív mozgást is végezhet: rotáció, vibráció (gömb esetén is megvalósulhat). A héjmodellt ebben az irányban *S.G. Nilsson*, *A. Bohr*, *B.R. Mottelson* fejlesztette tovább (1955–1968). Tengelyszimmetrikus deformációt feltételezve a z -tengely irányában megnyújtott, anizotróp harmónikus oszcillátor típusú egyrészecskepotenciált javasoltak (később *Woods-Saxon* alakot, $a = 0,67$ fm). A korábbi n radiális kvantumszám helyébe n_z lép. Az erős spin-pálya csatolás mellé l^2 -tel arányos „hosszú hatótávolságú” kölcsönhatás szükséges a nukleonok egészét érintő kollektív mozgások leírásához, ami $l > 0$ esetén ad jelentős járulékot. Ekkor a korábbi $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ eredő spin „nem jó” kvantumszám, hiszen a rotációból is származik impulzusmomentum, $\mathbf{R}$. A teljes spinre most ez adódik: $\mathbf{J} = \mathbf{j} + \mathbf{R}$. A mag szimmetriatengelyére vonatkozó vetületek:

$$\mathbf{J} \rightarrow K, \mathbf{j} \rightarrow \Omega, \mathbf{l} \rightarrow \Lambda, \mathbf{s} \rightarrow \Sigma.$$

Külső térre („laboratóriumi tengely”-re) vonatkozóan $\mathbf{J} \rightarrow M$. A rezgések egyik módusa a gömb-, a másik az ellipszoid-szimmetriát őrzi meg: β - illetve γ -vibráció. A rotációs energiaspektrum

$$E = \frac{1}{2} \cdot [J(J+1) - K^2] / (2\Theta_{\perp}) + \frac{1}{2} \cdot K^2 / (2\Theta_{\parallel})$$

a tengelyre vonatkozó, két irányra számított tehetetlenségi nyomatékkal (összenyomhatatlan folyadék).

Az egyrészecskeállapotokat és a kollektív mozgásokat egyesítő modell az egyszerű héjmodell $2j+1$ -szeres elfajulását megszünteti a 2.7 képlet szerinti ϵ deformációtól (illetve az ebből számított más $\delta = f(\epsilon)$ deformációs paramétertől) függően: $(2j+1)/2$ további nívó keletkezik, amelyek mindegyikén 2 nukleon lehet ellentétes spinnel. A korábbiakat ki kell egészíteni egy hosszú hatótávolságú potenciállal, mely a kollektív mozgást írja le:

$$\begin{aligned} U(r) &= (1/2) \cdot M \cdot [\omega^2 \cdot (x^2 + y^2) + \omega_z^2 \cdot z^2] + V_{ls}(r) \cdot (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) / \hbar^2 + D \cdot (\mathbf{l} \cdot \mathbf{l}) / \hbar^2 \\ \omega^2 &= \omega_1^2 \cdot [1 + (2/3) \cdot \epsilon] \quad \text{és} \quad \omega_z^2 = \omega_1^2 \cdot [1 - (4/3) \cdot \epsilon], \quad \omega_1 = \omega_0 \cdot [1 + (2/9) \cdot \epsilon^2] \\ (M/2) \cdot \omega_0^2 \cdot \langle r^2 \rangle_i &= (1/2) \cdot \omega_0 \cdot (N_i + 3/2) \end{aligned} \quad (4.2c)$$

$$\begin{aligned}
j = l \pm 1/2 & \quad \text{alapján a nívók alulról kezdve} & \Omega = 1/2 \ 3/2 \ 5/2 \ \dots \ \Omega_{\max} = \Lambda + \Sigma \\
w_l = w_{\Lambda} = 2\Omega_{\max} + 1 & = 2j + 1 \\
\text{a nívók jelölése:} & \quad \Omega \ [N \ n_z \ \Lambda] \text{ (aszimptotikus kvantumszámok a } n\text{-ra, } p\text{-ra)} \\
\varepsilon > 0 \text{ (szivar alak):} & \quad \text{kisebb } \Omega \text{ alacsonyabb nívóenergia} \\
\varepsilon < 0 \text{ (diszkosz):} & \quad \text{kisebb } \Omega \text{ magasabb energiaszint}
\end{aligned} \tag{4.3c}$$

A mágikus számok helye nem változik. A nívószerkezet, a *Nilsson-séma*, a deformáció függvényében tartalmazza az energiaszintek helyzetét $\hbar \omega_0$ egységben. $\varepsilon = \delta = 0$ gömbalakra a spin-pálya kölcsönhatás figyelembevételével nyert eredmények maradnak, viszont nem szimmetrikusan változnak az állapotenergiák $\varepsilon > 0$ és $\varepsilon < 0$ esetére. Az eredmény a 4.3. ábrán látható a $2 < N, Z < 20$ tartományra (a szaggatott vonalak a $\pi = -1$ paritású állapotokat jelölik itt és a további két rajzon).

A korábbiakhoz képest pontosabb impulzusmomentumot ad a modell. A kvadrupól-momentum értékei is realisabbakká váltak, a mágneses momentuméi a magok szélesebb tartományában lettek pontosak. A kollektív mozgásformák figyelembevételével a jelenségek szélesebb körére terjed ki a modell érvényessége. A betöltött héjakon kívüli nukleonok térfogat-tartó módon deformálva a magot rotációs és vibrációs állapotokat keltenek. A mag tehetetlenségi nyomatéka az ugyanolyan tömegű és térfogatú folyadék adatainak felel meg. Ha kevés nukleon van zárt héj fölött, akkor inkább a vibráció dominál, sok nukleonnál a rotáció erőteljessé válik. A félig betöltött héjú nuklidok rotációs állapotai magyarázatot nyertek csakúgy, mint a rezgési spektrumok. Nagyon magas gerjesztési energiákon már a mag egésze résztvesz a vibrációban, rotációban.

Az $N = Z = 50$ nukleonszámtól kezdve a neutron és proton állapotrendszer eltér egymástól a 4.4. és 4.5. ábrán látható módon, ahol csak a pozitív deformációra vonatkozó eredmények vannak feltüntetve a nívók $[N \ n_z \ \Lambda \ \Omega]$ jelölésével. Az $N = 126$ neutron mágikus számmal szemben $Z = 124$ lesz protonokra, és egy alhéj 114-nél egyértelműen jelentkezik. A deformáció nagyobb értékeinél új „csomósodási” illetve „ritkulási” helyek jönnek létre a nívókban, azaz a héjlezáródás (a „mágikus” szám) alakfüggő lesz. A neutronoknál ez jól látható: $\delta \sim 0,23$ értéknél $N = 98$ és 108 , $\delta \sim 0,6$ körül pedig $N = 86$ és 116 . Protonoknál ilyen lép fel $Z = 88$ -ra $\delta \sim 0,36$ és $0,58$ esetén is ($Z = 100$ és 120 -hoz pedig $\delta \sim 0,28$ illetve $\delta \sim 0,36$ tartozik). Ez a jelenség a magasan gerjesztett állapotú, eleve deformált magok különleges viselkedésére utal, és megmagyarázza a maghasadás jellegzetességeit.

5. Új eredmények az atommag-tulajdonságok leírásában

Az újabb modellek főleg a korábban említett leírások kiterjesztését jelentik egyes magtartományokra, gerjesztési energiákra. Az alábbiakban a számos megoldásból hármat mutatunk be.

a) Kölcsönhatóbozon-modellek

Az irodalomban Interacting Boson Model (IBM) néven ismert módszer a héjmodellt fejleszti tovább az atommagokban megvalósuló különböző szimmetriákra alapozva, melyhez csoportelméleti struktúrákat használ. A valenciaprotonokat- és neutronokat külön-külön párokba rendezi. Ezek spinje s -pár esetén $J = 0$, d -párakra pedig $J = 2$, azaz bozonként viselkednek. A páros-páros magok gerjesztett állapotai csak ezen pároktól függenek. A bozonok közötti kölcsönhatások viszonylag egyszerűen kezelhetők. A deformált magok tartományában a kollektív állapotok jellemző adatait a kísérleti eredményekhez jól illeszkedően adja vissza.

A kis tömegszámú atommagok tulajdonságainak leírása külön feladatot jelent. A következő módszerek erre adnak megoldást.

b) Nukleoncsomó-modell

Az egy nukleonra eső kötési energia nagy a $ps-ps$ könnyű atommagoknál (B/A adatokra l. [kotesien.xls](#)). Ezek stabil képződményként összetett magokban „építőkövek” lehetnek. Ilyen csomók („cluster”-ek) pl.:

${}^4_2\text{He}_2$, α -részecske, $B/A = 7073,918$ keV (stabil; 99,999863 % izotópgyakoriság)

${}^8_4\text{Be}_4$, 2α -részecske, $B/A = 7062,438$ keV ($E=0$ állapotra $\Gamma = 6,8$ eV, $\tau \sim 10^{-16}$ s)

${}^{12}_6\text{C}_6$, 3α -részecske, $B/A = 7680,146$ keV (stabil; 98,90 %)

${}^{16}_8\text{O}_8$, 4α -részecske, $B/A = 7976,209$ keV (stabil; 99,762 %)

${}^{20}_{10}\text{Ne}_{10}$, 5α -részecske, $B/A = 8032,243$ keV (stabil; 90,48 %)

${}^{24}_{12}\text{Mg}_{12}$, 6α -részecske, $B/A = 8260,705$ keV (stabil; 78,99 %).

A felsorolt utolsó négy magnak α -alszerkezete is lehet. A radioaktív bomlás, rotációs sávok elhelyezkedése, a magreakciók jellemzőinek értelmezése, számítása jó eredményt mutat valamilyen egyszerű törzs és a csomók kölcsönhatásainak feltételezésével. A csomó-radioaktivitást a fenti egységek mellett a ${}^{14}_6\text{C}_8$, ${}^{24,25,26}_{10}\text{Ne}_{10,11}$, ${}^{28}_{12}\text{Mg}_{16}$ kibocsátására is megfigyelték az urán körüli nehéz elemeknél $10^{15} - 10^{18}$ év parciális felezési idővel. A magszerkezet értelmezése vált lehetővé a csomó-modell segítségével: míg pl. a ${}^8\text{Be}_4 = \alpha - \alpha$ rendszernek nincs stabil alapállapota, addig stabil ${}^9\text{Be}_5$ (100 %) esetében az $\alpha - n - \alpha$ felépítés feltételezésével a neutron mintegy köti a két alfa-részecskét (nukleáris molekulaserkezet).

c) Kevés nukleonból felépülő magok mikroszkópikus leírása

A realiztikus 2-nukleon, ill. 3-nukleon kölcsönhatások segítségével az $3 \leq A \leq 8$ atommagok sajátságait sikerült leírni. A különleges számítástechnikai kapacitást igénylő eljárások elég pontosan visszaadják a kötési energiát, az állapotok energiáit, a töltéssugarat, azerelési operátorral szorzott formában adják meg.

A magerők mikroszkópikus természetét a részecskefizika színekölcsönhatás elmélete, a nukleonok szerkezetét a kvark-gluon-leírás adja meg.

II. ATOMMAGÁTALAKULÁSOK

A stabilitási völgytől távol eső atommagok spontán belső átrendeződéssel energetikailag kedvezőbb állapotba kerülhetnek. Eközben részecskék sugárzódnak ki. Az instabil nuklidok „természetes” eredetűek és mesterségesen előállítottak lehetnek. A szétválasztás önkényes, mert az előbbiek kozmikus folyamatokban keletkeznek, az utóbbiakat hasonló reakciókban a Földön állítják elő. Ez az eredet mutatja a radioaktivitás és a magreakciók közös gyökereit a 1.7 reakcióegyenletben.

5.§ Radioaktivitás

Az atommagfizika *H.A. Becquerel* uránsókkal végzett kísérleteivel kezdődött 1896-ban. A fényképezőlemez megfeketedésével kapcsolatos egész jelenségekört *Marie Curie-Skłodowska* nevezte el *radioaktivitás*nak, melynek tulajdonságait férjével, *Pierre Curie*-vel kutatta. Sok tudós kiterjedt kísérletezésének eredményeként tisztázódott, hogy a természetes nehéz elemek atommagjai spontán szétesésük során ionizáló pozitív és negatív töltésű részecskéket, valamint elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Ezeknek intenzitása időben csökken a bomló mag tulajdonságai szerint. A mesterségesen előállított radioaktív atommagok hasonló tulajdonságot mutatnak.

1. Bomlási törvény

Az atommagok véletlenszerűen, egymástól függetlenül bomlanak el.

a) Egyszerű időfüggés. A $t, t+dt$ időintervallumban a még el nem bomlott magok száma N . A csökkenés az eredeti mag λ [1/s] *bomlásállandójával* arányos: $dN = -\lambda \cdot N \cdot dt$. Átalakítással és dN/N integrálásával a *radioaktív bomlás törvényei*:

$$\text{aktivitás} \quad A = dN/dt = \lambda \cdot N \quad [1/s=Bq], \quad (5.1a)$$

$$\text{még el nem bomlott:} \quad N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}} \quad (5.2a)$$

$$\text{már elbomlott:} \quad n(t) = N_0 - N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t}) = N_0 \cdot (1 - 2^{-t/T_{1/2}}) \quad (5.3)$$

$$N(t=0) = N_0, \quad N(t=T_{1/2}) = N_0/2,$$

$$\langle t \rangle = \tau = 1/\lambda, \quad T_{1/2} = (\ln 2)/\lambda = 0,693147 \cdot \tau \quad [s]$$

A kezdeti $t = 0$ időben jelenlévőkhöz képest t idő alatt még el nem bomlott magok $N(t)$ száma exponenciálisan csökkent. N_0 a radioaktív magok kezdeti száma. A $T_{1/2}$ *felezési idő* alatt az eredeti mennyiség fele nem szenvedett még bomlást. A mag közepes élettartama τ : átlagosan ennyit töltött bomlás nélkül. A t ideig összesen elbomlott atommagok száma $n(t)$; $t \rightarrow \infty$ esetén $n \rightarrow 0$, az összes nuklid „elfogy”.

Az időegység alatt elbomló magok A számát *aktivitás*nak nevezik (5.1a). Minél nagyobb a még el nem bomlottak száma, annál nagyobb a minta aktivitása. Régi egysége a *curie* volt: $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$, azaz $1 \text{ g } ^{226}\text{Ra}$ -ban 1 s alatt végbemenő bomlások száma (a rádium felezési ideje 1600 év). A még el nem bomlottak száma a minta m tömegéből az 1.15 képlet alapján határozható meg. Látható, hogy a *reakciósebesség* (1.15 képlet) és az *aktivitás* ugyanazt a folyamatot jellemzi: az átalakulások intenzitását. A radioaktív preparátum egységnyi tömegére vonatkoztatva a *fajlagos, specifikus aktivitás vagy aktivitás koncentráció* definiálható: $A_m = A/m$ [Bq/kg]. Hasonlóan, a *felületi* és a *térfogati aktivitás*: $A_f = A/F$ [Bq/m²], illetve $A_v = A/V$ [Bq/l].

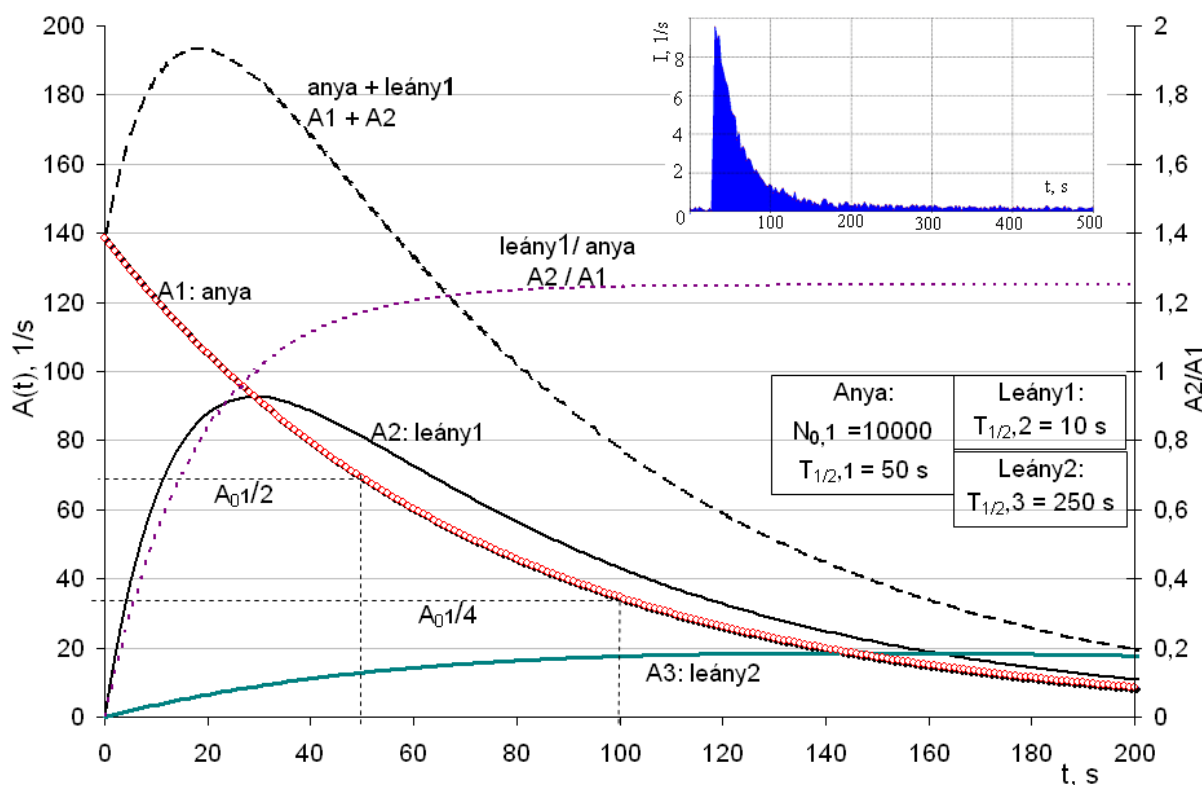
Az A aktivitás időben ugyancsak a 5.2. képlet szerint változik. Detektorral észlelve a sugárzást, annak I intenzitása is exponenciálisan csökken. A két mennyiség között a berendezés $\eta \leq 1$ detektálási *hatásfoka* teremt kapcsolatot:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad \text{és} \quad I(t) = A(t) \cdot b \cdot \eta \cdot K \quad [1/s], \quad (5.4)$$

ahol b az adott sugárzás részaránya a mag bomlási módjaiban, K a számlálási veszteségek korrekciója (abszorpció a detektor és a forrás közötti térben, önabszorpció a mintában, holt-idő, stb.).

A felezési idő fontos jellemzője a bomló nuklidnak, meghatározásával annak azonosításához közelebb kerülünk. Mérése úgy történik, hogy az idő függvényében feljegyezzük egy detektor impulzusainak számát. Ilyen *bomlásgörbe* látható az aktivitásra a 5.1. ábrán „A1: anya” felíráttal. Be van jelölve az $A_0/2$ és $A_0/4$ értékekhez tartozó $T_{1/2,1}$ illetve $2 \cdot T_{1/2,1}$ idő. A betét számítógépes mérést mutat: a GM-cső folyamatosan mért: kezdetben a háttérrel, aztán a $^{103}\text{Rh}(n,\gamma)^{104}\text{Rh}$ folyamatban keltett végmag béta-aktivitását.

Ha $\ln(I)$ van ábrázolva, az „egyenest” ad, amiből jobban megítélhető a mérés pontossága, és két pontjának felhasználásával (vagy „egyenes illesztésével”) kiszámítható a bomlásállandó: $\lambda = [-\ln(I_1/I_2)/(t_2-t_1)]$. Egyszerűbb a feladat, ha λ ismert és a $t = 0$ -ra vonatkozó I_0 értéket kell meghatározni. Ez az eljárás csak akkor használható, ha a mérési időre teljesül, hogy $\Delta t_{\text{mérés}} \gg T_{1/2}$, azaz a számlálás ideje alatt a bomlás elhanyagolható. Egyébként a t időben kezdődő és $\Delta t_{\text{mérés}}$ ideig tartó mérésben az észlelt aktivitás (intenzitás) 5.4 képleteit meg kell szorozni az $[1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t_{\text{mérés}})]$ korrekcióval. Két vagy több $T_{1/2}$ -komponensnél már csak a függvényillesztés ad pontos eredményt. Ha a kísérleti észszerűség határán túlmenően nagy a felezési idő, akkor azt aktivitás- és tömeg (atomszám) méréssel a 5.1a képlet alapján lehet meghatározni. A rövid élettartamok (izomerállapotok) mérése egy ideig még tisztán elektronikus úton elvégezhető, de a 10^{-12} s alatti tartományban speciális gyorsítás, *Doppler-effektusos*, vagy a rezonanciák 1.14 képlettel való kiértékelésén alapuló és egyéb magfizikai eljárások szükségesek.



5.1. ábra. Aktivitások időfüggése

A különböző felezési idejű komponensek viselkedése a „[bomlas.xls](#)” táblázattal tanulmányozható
Betét: Rh-104 (42,3 s) mag számítógép-vezérlésű GM-csővel mért bomlásgörbéje

b) Bomlási sor alakulhat ki, ha a végmag is radioaktív, és újabb terméke(ke)t hoz létre. Az „első” nuklidot *anyamagnak*, termékét *leánymagnak* nevezik. A leánymag csak akkor „kezdhet bomlani”, ha az anyamagtól eredően keletkezett is már. Az 5.1 differenciálegyenlet egy anya-leány párra (két komponensre) felírva és megoldva az $N_{20} = N_2(t=0) = 0$ feltétellel:

$$\begin{aligned} dN_1/dt &= -\lambda_1 \cdot N_1 && \text{anyamag bomlása} \\ dN_2/dt &= +\lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2 && \text{leánymag keletkezése és bomlása} \end{aligned} \quad (5.1b)$$

Az aktivitásokra a következő megoldást nyerjük:

$$\begin{aligned} A_1(t) &= \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot \exp(-\lambda_1 t) = A_{10} \cdot \exp(-\lambda_1 t) \\ A_2(t) &= \lambda_2 \cdot N_{10} \cdot [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \cdot \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \end{aligned} \quad (5.2b)$$

A képlet egyszerűsíthető azzal a feltételezéssel, hogy az anyamagra és leánymagra $T_{1/2}^1 \ll T_{1/2}^2$. Ekkor az anya gyors lebomlásával hamar kialakul a leány és ettől kezdve ő határozza meg az aktivitás időbeli alakulását, mert $t \gg 1/\lambda_1$ idő múlva $A_1 \rightarrow 0$. A leánymag aktivitásának időfüggése:

$$A_2(t) \sim A_{10} [\exp(-\lambda_2 t)] \cdot \lambda_2 / (\lambda_1 - \lambda_2), \quad \lambda_1 \gg \lambda_2 \quad (5.2c)$$

A $T_{1,1/2} > T_{2,1/2}$ esetben $t \gg 1/\lambda_2$ idő után:

$$\begin{aligned} A_2(t) &\sim A_{10} [\exp(-\lambda_1 t)] \cdot \lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1), & A_1(t) &= A_{10} \exp(-\lambda_1 t) \\ A_2/A_1 &\sim \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1) = \text{állandó} > 1: \text{tranziens egyensúly} & \lambda_1 < \lambda_2, \\ A_2/A_1 &\sim 1, A = A_2 + A_1 = 2A_1: \text{szekuláris egyensúly} & \lambda_1 \ll \lambda_2. \end{aligned} \quad (5.2d)$$

Az 5.1 rajzon tranziens egyensúly van az anya és a “leány1” között ($A_2/A_1 \sim 1,25$ aránnyal). Több anya-leányelem esetén *sokelemű radioaktív bomlási sor* alakulhat ki, ami a természetes radioaktív nuklidoknál évmilliók-milliárdok során létre is jött. Ha zárt rendszer van (a kőzetekből egyik tag sem „tűnik el” külső hatás miatt), akkor *szekuláris egyensúlyban* a tagokból ugyanannyi keletkezik és bomlik el:

$$dN_k/dt = 0; \quad A_1 = A_2 = \dots = A_n = \text{konst.}, \quad \text{azaz} \quad \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n.$$

Ha magreakcióban hozzuk létre a 2. radioaktív nuklidot, akkor 5.1b-ben a keletkezést jelentő első tag helyére a 1.13 képletbeli reakciósebesség kerül. A T_{akt} ideig tartó “aktiválás” (besugárzás) befejezése *utáni* $t = 0$ időpillanatban a minta aktivitása

$$A_0 = N \cdot \Phi \cdot \sigma \cdot [1 - \exp(-\lambda_2 T_{\text{akt}})] \quad (5.2e)$$

lesz. Ez a radioaktív anyagok előállításának *felaktiválódási* képlete, amely szerint $T_{\text{akt}} = 3T_{1/2}$ besugárzás után a lehetséges aktív magok számának nagy része már „elkészült”: $(1-1/8) = 0,875$ azaz 87,5 %-a.

Az anya-leányelem aktivitásának kapcsolatára két példa látható a 5.1 ábrán a jelzett felezési időkkel, $T_{2,1/2} < T_{1,1/2} < T_{3,1/2}$ (1: anyamag). Az „A2: leány1” aktivitása és az anyamagé összegezve van („ $A_1 + A_2$ ”) annak szemléltetésére, milyen az időfüggés, ha a detektor nem tudja megkülönböztetni a két mag sugárzását.

c) A radioaktív bomlás statisztikus jellege. A kísérletek szerint ennek egyik megnyilvánulása az átlagérték körüli szórás. A nuklidok egymástól függetlenül bomlanak el, így rájuk a valószínűségszámítás törvényei alkalmazhatók. A *Poisson-eloszlás* érvényes: m átlaggal, s szórással az n aktuális bomlási szám P valószínűsége

$$\begin{aligned} P(n/m) &= [m^n \cdot \exp(-m)]/n! \\ \text{szórás: } \pm s &= \pm \sqrt{m}, \quad \text{relatív szórás } s/m = 1/\sqrt{m} \end{aligned} \quad (5.5)$$

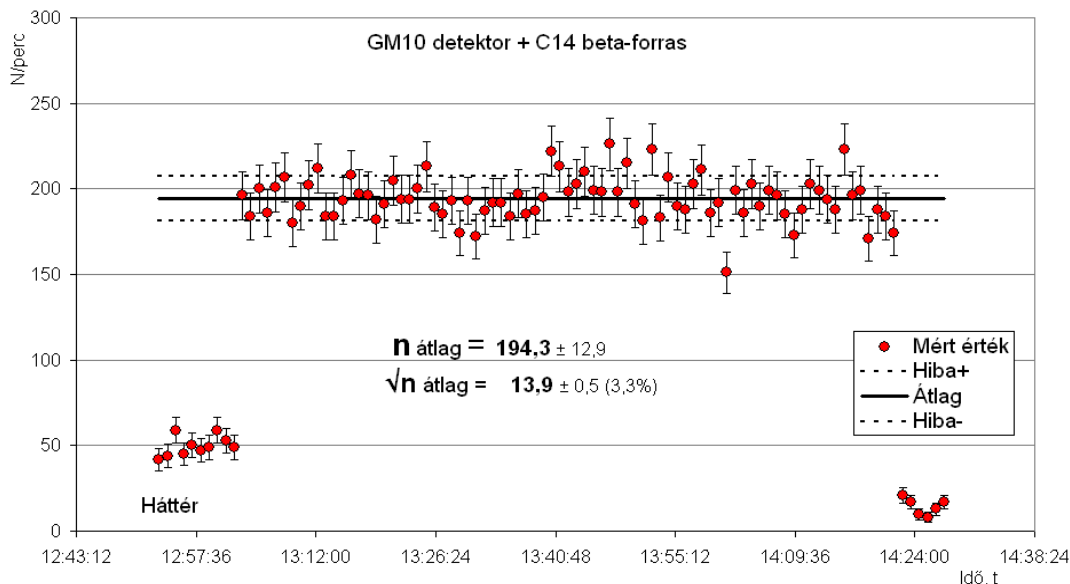
A *Poisson-eloszlás* nem-szimmetrikus, így az átlag és a legvalószínűbb érték nem azonos. A *normális eloszlás* jó közelítés nagyobb számokra, $m > 20$:

$$N(n/m) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \sigma \sim s = \sqrt{m} \quad (5.6)$$

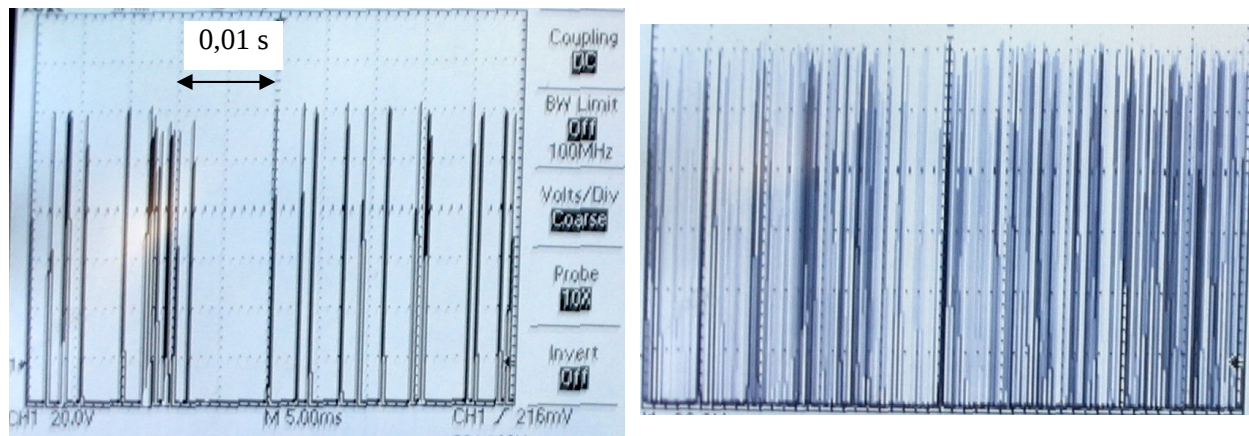
A szimmetrikus, harangalakú *Gauss-függvény* F félértékszélességére: $F = 2,355\sigma$, ahol σ a szórás. Az ismert H háttér és A „valódi” aktivitás összegét mérjük: $I = A + H$. A „gyökös” hibákkal az aktivitás megadása: $A = I - H$, $\Delta A = (\Delta I^2 + \Delta H^2)^{1/2}$. Nagy háttér statisztikus ingadozásai komoly bizonytalanságot jelentenek a netto effektusra. Ha a háttér állandó, a bomlást nem érdemes $3T_{1/2}$ -nél tovább mérni egyetlen számlálással, mert a végén már csak a háttér beütésszámai növekednek.

Két bomlás között eltelt Δt idő is véletlenszerűen változik az $f(t) = \exp(-\lambda \cdot \Delta t)$ eloszlás szerint, ami a $t = 0$ időkülönbségnek adja a legnagyobb valószínűséget. Vagyis az átlagos intenzitás nagy különbségeket rejt: az egyik pillanatban pl. 5 Hz az átlagos számlálási sebesség, a másokban akár 1 MHz. Ez a detektorrendszer véges jelfeldolgozási sebessége miatt holtidőt okoz, ami kísérletileg meghatározható.

Az 5.2. eloszlás a detektor által mért I [1/s] számlálási sebességet mutatja állandó forráserősségű preparátum esetén. Jól látható a statisztikus ingadozás, ami $\sim 7\%$ -os relatív szórást jelent. Az 5.3. fényképeken az egymást követő bomlások időkülönbségének változásai figyelhetők meg, aminek folytán a számlálási sebesség akár 100-szoros értékkel is változhat ugyanolyan forrásnál.



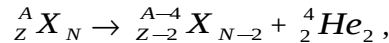
5.2. ábra. A GM-cső jeleinek percenkénti száma a mérési idő függvényében



5.3. fénykép. A GM-cső impulzusainak időbeli eloszlása oszcilloszkóppal megfigyelve, két különböző forráserősségnél

2. Alfa-bomlás

a) Tapasztalatok. A nehéz atommagok radioaktivitásának vizsgálatakor fedezték fel. Az α -részecskét *Rutherford* azonosította a He^{++} -ionnal atomspektroszkópiai módszerrel úgy, hogy a bomlás során felszabaduló terméket összegyűjtötte, majd szikrával gerjesztve analizálta. A magátalakulás folyamata és energetikája:



$$Q_\alpha/c^2 = M_X(A, Z) - [M_Y(A-4, Z-2) + M_\alpha(4, 2)] > 0. \quad (5.7)$$

A tömegszám 4, a rendszám 2 egységgel való csökkenése a *Soddy-féle eltolódási törvény*. A keletkező részecskék energiaeoszlása vonalas a kezdeti és végállapotok egyértelműen meghatározott energiája (tömege) miatt.

A természetben $Z > 82$ elemek izotópjainál találták meg először: az urán és tórium, valamint bomlási soraikban. A mesterségesen előállított magok között is van számos α -sugárzó, főleg az erősen protontöbbletes oldalon. Az *energiaspektrum vonalas* a jól meghatározott tömegkülönbségek miatt; az észlelt *finoszerkezet* a nemcsak alapállapotok, hanem gerjesztett nívók és/vagy alapállapotok közötti átmenetektől következik. A Q átalakulási (bomlási) energia illetve E_α és a bomlási állandó között a tapasztalati *Geiger-Nuttall törvény* teremt kapcsolatot a különböző bomlási sorok tagjaira, ami új α -bomló magok megtalálását segítette:

$$\lg(\lambda) = a \cdot \lg(E_\alpha) + b. \quad (5.8)$$

Ez azt jelenti, ha nagy a bomlási energia, kisebb a felezési idő, a mag „szívesebben” bocsát ki α -részecskét. Az energia 3,2 – 9,5 MeV között változik, miközben 10^{10} év $\geq T_{1/2} \geq 10^{-7}$ s, a ritka-földfémeknél ennél is nagyobbak a határok (^{144}Nd : 1,8 MeV és $2,29 \cdot 10^{15}$ év). Az $A > 215$ és $A < 209$ tartományokban E_α csökken, ha az izotóp tömegszáma nő, főleg a ps-ps magoknál. A tömegszámfüggésben E_α -ra minimum, $T_{1/2}$ -re maximum jelentkezik a mágikus $N = 126$ -nál. $N = 82$ és $Z = 82$ mágikus atommagok α -bomlással az $N = 84$ és $Z = 84$ magokból nagy E_α energiájú átalakulással „szívesen” jönnek létre. A héjmodell sikeresen magyarázza az ilyen jelenséget.

b) Kiválasztási szabályok. A kinematikai követelmények teljesülése után az impulzus-momentum- és paritásmegmaradás 1.11 és 1.12 törvényei adják az α -bomlás *kiválasztási szabályait*. A részecskét $I^\pi = 0^+$ jellemzi, $s = 0$ miatt csak pályaimpulzus-momentumot vihet el.

$$|I_k - I_v| \leq l_\alpha \leq I_k + I_v \quad \text{és} \quad P_k/P_v = (-1)^{l_\alpha} \quad (5.9)$$

a feltétel. Egy $3^+ \rightarrow 2^-$ átmenet lehetséges $l_\alpha = 1, 2, 3, 4$ és 5 értékeiből csak $l_\alpha = 1, 3, 5$ marad (nagy l kisebb valószínűségű). Az izospinre $\Delta T = 0$, $\Delta T_z = 0$.

c) Alagúteffektus. Az E_α megfigyelt legnagyobb értékei (~ 9 MeV) sokkal kisebbek a 4.1 képletből az ${}_{92}^{238}\text{U}$ bomlása utáni végmag ${}^{234}\text{Th}$ $Z_1 = 90$ és az α -részecske $Z_2 = 2$ értékekből számítható ~ 30 MeV-es Coulomb-gátnál (4.1. ábra). A centrifugálgát értékének számításához a maximális pályaimpulzusmomentumot a redukált részecskehullámhossznak a magsugárhoz viszonyított értékéből lehet megbecsülni félklasszikusan:

$$l_{\max} = R / \lambda, \quad \lambda = h / (2ME)^{1/2} \sim 4,75 \cdot 10^{-15} / [A \cdot E(\text{MeV})]^{1/2} [\text{m}]. \quad (5.10)$$

$l_{\max} \sim 10$, $U_{\text{cf}} \sim 8,8$ MeV. Együttesen ez már ~ 40 MeV is lehet. Hogyan juthat át az α -részecske ezen a potenciálhegyen? A választ *Gamow* és munkatársai adták meg a *kvantummechanikai alagútjelenség* segítségével. (Ennek klasszikus megfelelője az optikában a totálreflexióban

tapasztható, amikor a határfelületen $\sim \lambda$ hossznyira „kibújik” a foton az anyagból és csak utána „fordul vissza”).

A kvantummechanikában az E energiájú részecske $w \leq 1$ áthatolóképességének a W magasságú, b szélességű derékszögű potenciálra levezetett képletét ki kell integrálni a Coulomb-térre a mag R sugarától addig az r_E távolságig, ahol $U_C(r_E) = E_\alpha$ (Rutherford-szórásnál a “fordulópont” a részecskére). A w “preexponenciális” szorzójától eltekintve az így nyert T áthatolóképesség $l \leq 6$ esetén, a B magasságú Coulomb-gátra számolva:

$$T = T_l \cdot e^{-2 \cdot g \cdot y} \quad (5.11)$$

$$T_l = \exp[-2,027 \cdot l(l+1)/(Z^{1/2} \cdot A^{1/6})] \quad g = R_{\text{vég}}/B \quad y = G^{-1/2} \cdot \arccos(G^{1/2}) - (1 - G)^{1/2}$$

$$G = E/B \quad B = U_C(R) = Z_{\text{vég}} \cdot Ze^2/R_{\text{vég}} \quad \lambda_B = \hbar/(2BM)^{1/2}$$

A magban P_α valószínűséggel képződő α -részecske a $2R$ szélességű gödör falainak ütközve akar azon átjutni. Ennek frekvenciája az $f = v/(2R)$ időből és E_α energiából számítható. Így a bomlásállandó értéke a Geiger-Nuttal szabályhoz is igazítva:

$$\lambda = f \cdot P_\alpha \cdot T \sim H \cdot \exp(-K/E_\alpha^{1/2}) \quad \ln(\lambda) \sim A - B/E_\alpha^{1/2} \quad (5.12)$$

A függvény menete hasonlít az empirikushoz, tehát az alagútjelenség helyesen magyarázza a tapasztalatot. A fenti R integrálási határból a *magsugárparaméter*: $r_0 \sim 1,45$ fm.

Az α -átalakulás legfontosabb jellegzetességeit az *erős- és elektromágneses kölcsönhatás* alapján helyesen lehet értelmezni.

3. Béta-átalakulás

A kísérleti tapasztalatok szerint a β^- -bomlásban elektron, a β^+ -ban pedig annak antirészecskéje, pozitron keletkezik. Harmadik formaként jelentkezik az atomi K-(vagy L/M)-héjról történő *elektronbefogás* (EC). A folyamat „eltolódási törvénye” a tömegszámot (az össz-nukleonszámot) nem befolyásolja, a rendszámot ± 1 értékkel megváltoztatja.

$$\beta^- \text{-átalakulás esetén:} \quad {}^A_Z X_N \rightarrow {}^0_{-1} e_0 + {}^A_{Z-1} Y_{N-1} \quad (5.13)$$

A pozitron emisszió és az elektronbefogás egyaránt 1 egységgel csökkenti a magtöltést.

a) Meglepetések. Az átalakulás elektronokkal kapcsolatos jellege miatt nem meglepő a kérdés: Elektron van a magban? A *határozatlansági reláció* miatt ez *nem lehetséges*. Kizárók a nuklidok megfigyelt eredő spinje is: hibásnak bizonyult az elképzelés a ${}^{14}_7 N_7$ 14 protont és 7 elektront tartalmazó magjáról, mert az eredő impulzusmomentum megfigyelt értéke egészszám (1). Ez a különleges bomlási mód a nukleonok *gyengekölcsönhatás* miatti átalakulása egymásba, mely további bajokat okozott. A β -részek energiaeloszlását *folytonosnak* mérte mindenki! Ugyanazon atommag α -átalakulást és γ -legerjesztődést is mutathat a β -bomlás mellett. Az első kettő egyértelműen vonalas szerkezete után az energiamegmaradás törvényének érvényessége vált kérdésessé a β -bomlásban. Az energiaspektrum egyébként aszimmetrikus: a legvalószínűbb érték a maximum harmada.

b) Neutrínóhipotézis. Folytonos spektrum úgy keletkezhet, ha háromrészecskés a folyamat és az impulzusok véletlenszerűen oszlanak el. W. Pauli 1931-ben saját maga által is szokatlannak ítélt javaslattal élt: a visszalökött atommag és az elektron mellett keletkezik egy *semleges, feles spinű, tömeg nélküli részecske*. Ezt később *neutrínónak* nevezték el. A β^- -bomlás alapfolyamatában *antineutrínó* keletkezik (megállapodás szerint, ha már az e^- lett a *részecske* és e^+ az *antirészecske*). A folyamatot a legegyszerűbb esetre, a neutron elbomlására a következőképpen írhatjuk fel részecske-típus megmaradására is vonatkozó megmaradási törvényekkel (1.§.4f):

$${}^1_0n_1 \rightarrow {}^1_1p_0 + {}^0_{-1}e_0 + {}^0_0\bar{\nu}_0 \quad (5.14)$$

barionszám, $B =$	1	1	0	0
leptonszám, $L_e =$	0	0	1	-1
elektr. töltés, $q =$	0	1	-1	0

A részecsketípus-megmaradás törvénye a nehéz- és könnyű részecskékre egyaránt teljesül, az utóbbi esetben az elektron-lepton családra. A fenti bomlás a *szabad neutronra* vákuumban végbemegy és ki is mutatták, mivel $M_n > M_p$. Viszont az e^+ pozitronra felírható folyamat (ahol ν szerepel) csak a mag terében, a többi nukleon „energiaadománya” folytán következhet be az atommagban. Az elektronbefogásnál is neutrínó keletkezik. Az (5.14) séma „egyenlet-rendezeéssel” könnyen átírható a β^+ és EC folyamatokra, valamint a neutrínó $\rightarrow$ nukleon ütközésekre.

c) Bomlási formák, energiák. Atomtömeggel számolva a rendszámnak megfelelő elektrontömeget hozzá kell adni az egyenletek mindkét oldalához. Ezért:

$$\beta^- \text{-átalakulás} \quad Q_\beta/c^2 = M(A,Z) - M(A,Z+1) > 0 \quad (5.15a)$$

$$\beta^+ \text{-átalakulás} \quad Q_\beta/c^2 = M(A,Z) - [M(A,Z-1) + \underline{2m_e}] > 0 \quad (5.15b)$$

$$\text{e-befogás, EC} \quad Q_\beta/c^2 = M(A,Z+1) - M(A,Z) > 0 \quad (5.15c)$$

lesz az adott típusú elbomlás (szükséges, de nem elegendő) energetikai feltétele.

$M(A,Z) > M(A,Z+1)$ vagy $M(A,Z) < M(A,Z+1)$ valamelyike nyilván teljesül, így két stabil, töltés-szomszéd izobár nem létezhetne. Vannak ilyen párok! Csak a $T_{1/2} > 10^{10}$ év esetek felsorolásával (I^π , $T_{1/2}$ az alapállapotra, % izotópgyakoriság):

- (a) ${}^{113}\text{Cd}^{1/2+}$ (12,22% $9,3 \cdot 10^{15}$ év) $\rightarrow$ ${}_{49}\text{In}^{9/2+}$ β^- -bomlás
- (b) ${}^{115}\text{In}^{9/2+}$ (95,7% $4,41 \cdot 10^{14}$ év) $\rightarrow$ ${}_{50}\text{Sn}^{1/2+}$ β^- -bomlás
- (c) ${}^{123}\text{Te}^{1/2+}$ (0,908% $> 10^{13}$ év) $\rightarrow$ ${}_{51}\text{Sb}^{7/2+}$ EC
- (d) ${}^{138}\text{La}^{5+}$ (0,09% $1,05 \cdot 10^{11}$ év) $\rightarrow$ ${}_{56}\text{Ba}^{0+}$ EC 66,4% / ${}_{58}\text{Ce}^{0+}$ β^- 33,6%
- (e) ${}^{176}\text{Lu}^{7-}$ (2,60% $3,78 \cdot 10^{10}$ év) $\rightarrow$ ${}_{72}\text{Hf}^{0+}$ β^- -bomlás.

Közös vonásuk, hogy a kezdeti és végállapot spinjében $\Delta I = 3 - 5$ nagy a különbség, nagyon nehezen tudnak elbomlani a többnyire deformált magok („tiltott β -átmenet”: nagyon kicsi a valószínűsége). Emellett a *mágikus Z* vagy *N*-re való törekvés is felismerhető az $a - d$ esetekben.

Ha (5.15b) igaz, akkor (5.15c) is, tehát ugyanaz a nuklid mindkét módon elbomolhat. Erre több példa található. Két irányba, $\Delta Z = \pm 1$ is bomolhat egy mag. Vannak olyan *páros-A* izobárok, ahol $\Delta Z = \pm 1$ irányban mind a három feltétel teljesül a *pl-Z* paraboláról a *ps*-ra átkerüléskor. Ilyenre példák: $A = 132$, 2.9 ábra; vagy $A = 64$ -nél, ahol ${}^{64}_{29}\text{Cu}_{35}$ -re (12,70 h) a bomláсарányok a következők $\beta^- : \beta^+ : \text{EC} = 0,4 : 0,2 : 0,4$.

A β^- -bomlás esetleg tiltott az $(A,Z-1) \rightarrow (A,Z) \rightarrow (A,Z+1)$ irányban a tömegek miatt egyenként, de energetikailag már megengedett lehet az

$$(A,Z-1) \rightarrow 2\beta^- + 2\bar{\nu} + (A,Z+1) \quad \text{kettős béta-bomlás} \quad (5.16)$$

(„tömeggát-alagút”?) jelensége. Izgalmas kérdések merülnek fel. Egy vagy kétlépcsős a folyamat? Van-e tömege a neutrínónak? Különbözik-e a részecske és antirészecske, azaz a neutrínók *Dirac*-részecskék? Ha *Majorana*-részecskék, azaz $\bar{\nu}_e \equiv \bar{\nu}_e$, akkor neutrínómentes kettős béta-bomlás is lehetséges ($0\nu\beta\beta$). A spektrum marad-e folytonos? A kettős β^- -bomlásra vonatkozó méréseket világszerte folytatják $0\bar{\nu}$ vagy $2\bar{\nu}$ feltételezéssel több atommagra. *Kísérleti eredmény* a ${}^{76}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}_{34}\text{Se}$ folyamatra: vonalas spektrum, neutrínó nélküli a bomlás,

$T_{1/2}(0 \overline{\nu}) = 2,23 \cdot 10^{25}$ év és ebből a neutrínó effektív tömegére $0,12 \leq \langle m_\nu \rangle \leq 0,32$ eV/ c^2 intervallum adódik. (Megjegyzendő, hogy a β -spektrum nagyenergiájú vége 0-ra csökkenésének formája is kapcsolatos a neutrínó tömeggel: függőleges érintő esetén $m_\nu > 0$.) A ^{82}Se , ^{128}Te , ^{130}Te és más nuklidokra vonatkozóan is végeznek méréseket, ezeknél csak alsó korlátokat tudtak adni a $(0\nu\beta\beta)$ és $(2\nu\beta\beta)$ felezési időkre $10^{21} - 10^{24}$ év nagyságrendben. Mindezek alapján a neutrínók *Dirac*- vagy *Majorana*-típusának kérdése még nincs eldöntve. (Kettős EC-folyamatra is folynak kísérletek.)

A β^- -bomlással a késleltetett neutronemisszió, a β^+ -bomlással a késleltetett proton-, ill. alfa-radioaktivitás verseng (2.§.3c). Proton-radioaktivitás alapállapotból vagy hosszabb felezési idejű izomerállapotból is lehetséges.

d) Az átmenetek értelmezése. A tapasztalatok azt mutatták, hogy a β -bomlás energiájával kapcsolatos f -érték és a τ [s] élettartam, az un. $f\tau$ „komparatív felezési idő” alapján csoportokra oszthatók a nuklidok. Az átmenetet jellemező $\log f\tau$ mennyiség (a legnagyobb energiájúaknál):

$$F(Q_\beta) = (1/5) \cdot [1 + Q_\beta/(m_e c^2)]^5 \rightarrow \log f\tau \quad (5.17)$$

A 5.1. táblázat összefoglalja az átmenetek jellemzőit a $\Delta I = \mathbf{I}_k - \mathbf{I}_v$ impulzusmomentum- és a P_k/P_v paritásváltozás függvényében.

5.1. táblázat. β -átmenetek jellemzői

Átmenet	$\log f\tau$	$ \Delta I $	P_k/P_v
Szupermegengedett	$< 3,5$	0 1	+1
Megengedett	3,6 – 5,9	0 1	+1
1. rendben tiltott	6,0 – 10	0 1 2	-1
2. rendben tiltott	10 – 15	2 3	+1 -1
3. rendben tiltott	> 15	3 4	-1

E. Fermi elméletében (1934) a mag nukleonjai az elektron–neutrínó-térrel lépnek kölcsönhatásba, a β -bomlás során a nukleon állapota megváltozik és leptonok keletkeznek. A *Fermi-kölcsönhatás* szerint az elektron és az antineutrínó eredő spinje $\mathbf{s}_e + \mathbf{s}_v = \mathbf{0}$, antiparallel ($\uparrow\downarrow$) és az állapotokra $P_k/P_v = +1$ valamint $\Delta I = \mathbf{0}$ (a $0^+ \rightarrow 0^+$ átmenet is *szuper-megengedett*). Ez a „vektor-kölcsönhatás”, *V. G. Gamow* és *Teller Ede* „axiálvektor-kölcsönhatás”-ában (A) a részecske-spinek parallel állnak be ($\uparrow\uparrow$): $\mathbf{s}_e + \mathbf{s}_v = \mathbf{1}$, vagyis $\Delta I = -1, +1$, de $\mathbf{0}$ is lehet (ez utóbbinál a magspinek és a leptonok eredő spinje vektorháromszöget alkot), $P_k/P_v = (-1) \cdot (-1) = +1$ a két fermion miatt; a $0^+ \rightarrow 0^+$ átmenet tiltott. Az izospinre $\Delta T = 0, \pm 1$, de a $0 \rightarrow 0$ tiltott mindkét típusnál; a vetületre pedig $\Delta T_z = \pm 1$.

Az 5.4 ábra a $^{60}_{27}\text{Co}_{33}$ mag β^- -bomlását és az azt követő γ -legerjesztődéseket mutatja.

e) Paritássértés. A *K*-mezonok bomlásában észlelték először. A β -bomlás elméletét *T.D. Lee* és *C.N. Yang* úgy építették fel, hogy a paritásmegmaradás elve sérülhet benne. Ezt egy igen nehéz kísérletben *C.S. Wu* és munkatársai 1957-ben mutatták ki $\sim 0,01$ K hőmérsékleten nagy mágneses térrel polarizált ^{60}Co nuklid bomlásából keletkező elektronok szögeloszlásának anizotrópiája segítségével. Az anyamag alapállapota 5^+ , a ^{60}Ni végmagé 4^+ , vagyis

Gamow–Teller-átmenet történik. A β^- -részecskék a magspinnel ellentétes irányban nagyobb valószínűséggel lépnek ki, ami szimmetriasértést jelent. Az antineutrínók inkább a magspin irányában emittálódnak. A spinek és impulzusok irányát figyelembevéve ezek „jobbkezesek”, helicitásuk $h = +1$ (1.§.2.b). Tehát a neutrínók „balkezesek”, $h = -1$. A leptonok egymással ellentétes irányba való kilépése az „A” kölcsönhatási formának felel meg. A neutron β^- -bomlásában mind az A, mind a V elmélet érvényes az $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ átmenetre. A kísérletek szerint végülis a szimmetriákat érintő különbséggel a „V–A” valósul meg.

A CPT-tétel értelmében a természettörvényeknek invariánsoknak kell(ene) lenniük a C töltéskonjugálás (részecske-antirészecske felcserélhetőség), a P tértükrözés ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) és a T időtükrözés ($t \rightarrow -t$) diszkrét transzformációival szemben:

$$C \cdot P \cdot T = 1. \quad (5.18)$$

A gyenge kölcsönhatásban nem teljesül a P, így az egyenlőség fennállása a CT együttes sérülését követeli meg. Viszont az átalakulásokat leíró relativisztikus térelmélet T-invarianciát mutat a gyenge kölcsönhatásban a megfelelő mennyiségekbeli páros-hatványú idő-előfordulás miatt. Vagyis anti-atommagok β^- -bomlása nem teljesen azonos az atommagokéval. Töltéskonjugált részecskékkal lehet ilyen kísérletet elvégezni. A π^+ és π^- mezonok $\beta^\pm$ -bomlásában keletkező részecskék polarizációja különbséget mutat, tehát nincs C-invariancia. De akkor legalább a CP ne sérülne! A K-mezonok bomlása ezt a reményünket is szertefoszlatta (10^{-4} rendben)! Baj van a T-invarianciával? Vagy magával a 5.18 tétellel a *gyengekölcsönhatásban*? A CPT-invariancia sérülését eddig egyetlen kísérlet sem mutatta.

4. Gamma-legerjesztődés

Az α -átalakulás, β -bomlás vagy magreakció után a végmag alap- és gerjesztett állapotban egyaránt keletkezhet. Ezek az állapotok ugyanahhoz a nukleonösszetételű, de más konfigurációjú atommaghoz tartoznak. A legerjesztődés többnyire elektromágneses sugárzással történik (vagy parallel más folyamattal):

$${}_Z^A X^* \rightarrow {}_Z^0 \gamma_0 + {}_Z^A X_N \quad (5.19)$$

A legerjesztődés az energiamegmaradás törvényével a *Bohr-féle* elv szerint:

$$\Delta E = E_k - E_v = h\nu, \quad \lambda(\text{fm}) = 1239,85/E(\text{MeV}) \quad (5.20)$$

a) Kiválasztási szabályok. A γ -sugárzás *E elektromos* vagy *M mágneses* típusú lehet. Az előbbit a töltések rezgésével magyarázzuk, az utóbbit a töltések köráramától eredő mágneses momentum változásával. Mindkettőnél a töltések gyorsulása az elektromágneses tér keletkezésének alapja. A sugárzás formája a térbeli szimmetria szerint mindkét esetben *dipól*, *kvadrupól*, általában *2^L -multipól* ($L=1, 2, 3, \dots$) Jelölésük: E1, E2, ..., EL, illetve M1, M2, ..., ML. A foton spinje $s=1$. A transzverzális tulajdonság miatt $\mathbf{L} \perp \mathbf{s}$, a magból L spin vihető el. Így az *impulzusmomentumra* és a *paritásra* vonatkozó kiválasztási szabályok a 1.11 és 1.12 képletekkel:

$$|I_k - I_v| \leq L \leq I_k + I_v, \quad (5.21)$$

$$\text{Elektromos átmenet: } P_k/P_v = (-1)^L, \quad \text{Mágneses átmenet: } P_k/P_v = (-1)^{L+1}$$

Ez az eltérés azzal magyarázható, hogy *dipólsugárzásnál* az *elektromos* töltések közötti távolság változik, amelynek paritása polárvektor volta miatt páratlan; a *mágneses* momentum az axiálvektoroknak megfelelően páros paritású (1.§.3b). Az izospinre $\Delta T = 0, \pm 1$, $\Delta T_z = 0$ ($n \rightarrow p$ átalakulás nem lehet).

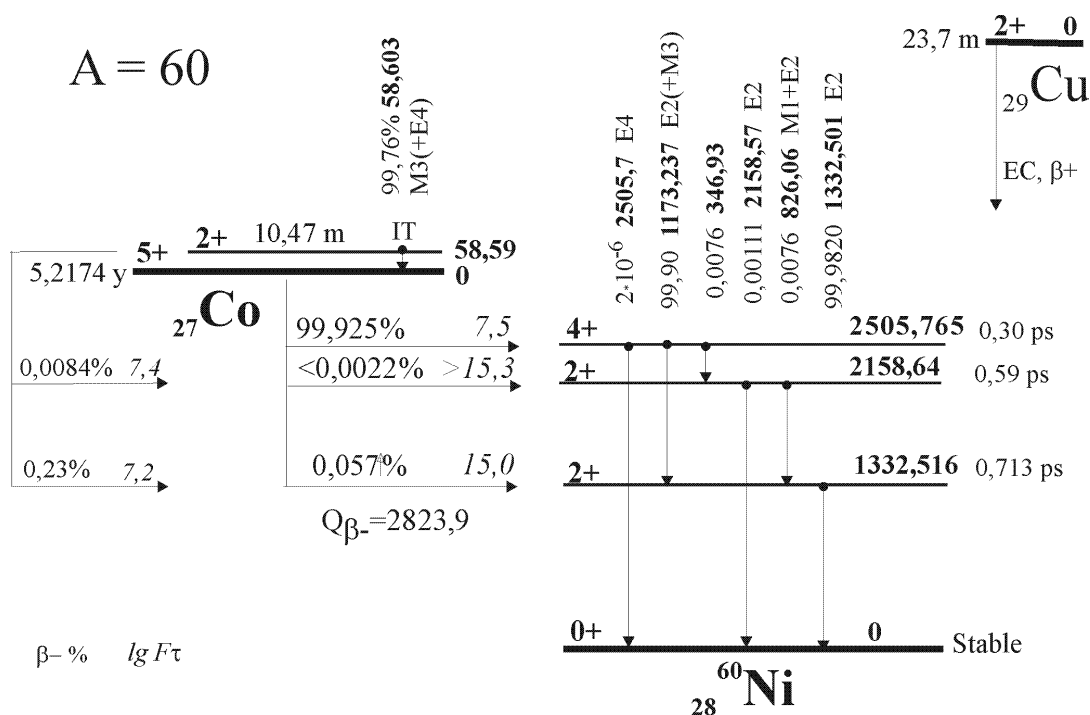
A 5.2. táblázat néhány kezdeti- és végállapotra tartalmazza a megfelelő átmeneteket. Ezek P valószínűsége (élettartama) függ az E_γ energiától és az EL , ML multipolaritástól. Néhány $T_{1/2}(s)$ érték $Z = 55$ esetén:

$E_\gamma = 1 \text{ MeV}$		$E_\gamma = 0,1 \text{ MeV}$	
E1: $3 \cdot 10^{-16}$	E2: $2 \cdot 10^{-11}$	E1: $3 \cdot 10^{-13}$	E2: $5 \cdot 10^{-6}$
M1: $2 \cdot 10^{-14}$	M2: 10^{-9}	M1: $1 \cdot 10^{-11}$	M2: $1 \cdot 10^{-5}$

Nagy impulzusmomentumot „nehezen” tud leadni a fotonnak az atommag: bonyolult alakot kell a töltéeloszlásnak felvennie, hogy a megfelelő multipólsugárzás létrejöhesse. Bár nincs dipólmomentuma a mának (3.4 megállapítás), a sugárzás szimmetriatulajdonságai (polarizációja, szögeloszlása) az antenasugárzásának felelnek meg, a kvadrupól pedig “piskóta”-alakú polárdiagramot mutat. Így is lehet azonosítani a nívók spinjét.

5.2. táblázat. A γ -átmenetek multipolaritása

$ I_k - I_v $	L	$I_k + I_v$	$P_k/P_v = -1$	$P_k/P_v = +1$
$0 - 0 = 0$	0	$0 = 0 + 0$	NINCS γ	NINCS γ
$1/2 - 1/2 = 0$	1	$1 = 1/2 + 1/2$	E1	M1
$1 - 1 = 0$	1 2	$2 = 1 + 1$	E1 M2	M1 E2
$3/2 - 3/2 = 0$	1 2 3	$3 = 3/2 + 3/2$	E1 M2 E3	M1 E2 M3
$1 - 0 = 1$	1	$1 = 1 + 0$	E1	M1
$3/2 - 1/2 = 1$	1 2	$2 = 3/2 + 1/2$	E1 M2	M1 E2
$2 - 1 = 1$	1 2 3	$3 = 2 + 1$	E1 M2 E3	M1 E2 M3
$5/2 - 3/2 = 1$	1 2 3 4	$4 = 5/2 + 3/2$	E1 M2 E3 M4	M1 E2 M3 E4
$2 - 0 = 2$	2	$2 = 2 + 0$	M2	E2
$5/2 - 1/2 = 2$	2 3	$3 = 5/2 + 1/2$	M2 E3	E2 M3
$3 - 1 = 2$	2 3 4	$4 = 3 + 1$	M2 E3 M4	E2 M3 E4
$7/2 - 3/2 = 2$	2 3 4 5	$5 = 7/2 + 3/2$	M2 E3 M4 E5	E2 M3 E4 M5



5.4. ábra. Az $A=60$ izobár atommagjainak bomlás- és nívósémája

Az E - és M -állapotok keveredhetnek is, amint az az egyszerűsített 5.4. ábrán látható. Ez a rajz a *bomlásséma*, amely a nuklidok energianívóit, azok kvantumszámait és felezési idejét, valamint a bomlások jellemzőit tartalmazza: Q -érték keV-ben, a β^- -bomlás $\log ft$ -faktora, γ -átmenetek %-os elágazási aránya, energiája, multipolaritása. A rajz a nikkelnél csak a kobalt bomlásából táplált nívóit tünteti fel, a rézből eredőket nem, és hiányzik a magreakciókban gerjesztett állapotok sokasága. A $^{60}_{27}\text{Co}$ (a gyógyászatban és más besugárzásoknál híressé vált „kobalt-hatvan”) alapállapotból történő β^- -bomlásában a stabil $^{60}_{27}\text{Ni}$ gerjesztett nívói keletkeznek, amelyekből γ -emisszióval jut alapállapotba. A *kaszkád-átmenetek* egymást követik nívóról-nívóra: 346 – 826 – 1332 keV. Az *áthidaló (cross-over)-bomlás* egy vagy több nívót kihagy: 2158 és 2505 keV-es sugárzások.

A nívókról történő legerjesztődések, átmenetek relatív intenzitása a *BR elágazási arány* (branching ratio). A β -bomlás (vagy α -átalakulás) és az azt követő, végmagból származó γ -sugárzás együttes elágazási arányaiból lehet meghatározni az anyamag γ -detektorral mért aktivitását (a hatásfok és egyéb korrekciók ismeretében). A ^{60}Ni 346,93 keV-es fotonja $0,000076 \cdot 99,925\% = 0,0075943\%$ -ban képviseli a ^{60}Co anyamag aktivitását. (A nívóról nemcsak γ -sugárzással, hanem konverziós elektronnal is lehet legerjesztődés kis E_γ esetén.)

b) Izomerállapotok. A fenti adatok szerint nagy ΔI különbségeknél a nívók élettartama jelentősen megnő. A XX. század elején külön magnak tekintették az ilyeneket, hiszen felezési idejük különbözött (pl. ^{234}Pa 6,70 h: UX1, 1,17 m: UX2). Weizsäcker mutatott rá: a magizomériát metastabil állapotok hozzák létre.

Mágikus Z és N környékén halmozódnak az ilyen nuklidok. $A > 50$ -tól kezdődően egyre több az izomer. $A \sim 90$ -tól egy izobáron több is található, főleg pl-A esetén. Gyakran a stabil mag $\Delta Z = \pm 1$ környezetében vannak, amelynek szintén lehet metastabil állapota. Különösen érdekes a 110 – 130 tartomány, ahol 7 magnak 2 izomerje is van ps-A izobáron. Különösen jeleskedik az indium, $Z = 50-1=49$: $A=114, 116, 118, 120, 122$ izotópjainál az $I^\pi=1^+$ -os alapok fölött 5^+ és 8^+ állapotok életideje nagy (két izomer). Ilyen még. a $Z = 50+1=51$ Sb 124-es izotópjá és a $^{122}_{55}\text{Cs}$ mag.

Ha az izomernívóról az alapra (is) van átmenet, az *IT* (Isomeric Transition) jelzést kap. Az 5.4 ábrán csak ez az egy szint van bejelölve a ^{60}Co magnál az áttekinthetőség miatt. Bomlása mind *IT*-tel, mind β^- -átmenettel lehetséges. Látható a kiválasztási szabályok és az átmeneti intenzitások, $\log ft$ -értékek megfelelése. Az izomerek kialakulása éppúgy a héjmodellel értelmezhető, mint az a tény, hogy a mágikus Z -mag, $^{60}_{28}\text{Ni}_{32}$ első gerjesztett állapotának nagy az energiája (1332 keV) szemben a $Z = 28 -1$ Co nuklid alacsonyán fekvő nívóival (58 keV és a fel nem rajzolt 277, 288, 435 keV...) A héjlezárodás előtti-utáni jelenségek magyarázataként utalunk a 4.§.3 fejezetre és a 4.2. ábrára, ahol a Z ill. N 50, 82, 126 értékeinél a lezáró (telített) és alatta a mágikus -1 nukleonszámhoz tartozó nívók spinjei jelentősen különböznek: $1g_{9/2} - 2p_{1/2}, 1h_{11/2} - 3s_{1/2}$ ill. $1i_{13/2} - 3p_{1/2}$.

A ^{60}Ni is sok metastabil nívóval rendelkezik, melyekre $T_{1/2} \sim 10^{-13}$ s rendű. A kísérleti technika fejlődésével még rövidebb élettartamokat is meg lehet mérni. Ezért önkényesnek látszik az izomer megkülönböztetése csupán ilyen alapon. Jobb kritérium a nívók közötti különbségre a $\Delta I \geq 3$ feltétel. A metastabil állapotok felezési ideje mintegy 23 nagyságrendet ölel át: $10^{-13}\text{s} - 100$ év.

Izomerállapotból α -bomlás és *spontán hasadás* is történhet. Metastabil nívók nemcsak radioaktív bomlás után, hanem magreakciókban is keletkeznek.

c) Belső konverzió. A γ -átmenetek közül a $\Delta I = 0, 0 \rightarrow 0$ átmenet $l = 0$, azaz „monopol-sugárzás” mellett történhetne. Ilyen elektromágneses jelenséget nem észleltek. Az $E0$ -lal jelölhető átmenet oly módon keletkezik, hogy a magátrendeződés során az elektromágneses mező kölcsönhatásba lép a legbelső atomi héjjal, a gerjesztési energia

elektron emisszióját eredményezi. Az E bomlási energiájú folyamatban E_{el} kinetikus energiája lesz az elektronnak, ha a héj E_B kötését legyőzi: $E_{el} = E - E_B$. Az energiaeloszlás éppúgy vonalas mint a γ -spektrumé. Legjobban a K -elektronok hullámfüggvénye fed át a magéval, ennek kibocsátása a legnagyobb valószínűségű. Ha ez energetikailag tiltott, akkor L , M , ... héjelektronok lépnek ki.

A *belső konverziós együttható(k)*: $\alpha = N_{el}/(N_\gamma + N_{el}) = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M \dots$ Az átmenet energiájával csökken, Z -vel nő. Általában $\alpha_L \sim 0,1 \cdot \alpha_K$. A bomlássémákon néha az *átmenetek* valószínűségét tüntetik fel, *nem* a γ -sugárzásét, amelyet a belső konverzió csökkent, és így korrigálni kell.

Kísérő jelenségek. A K -héjról emittált elektron helye az L , M , ... héjakról töltődve be $h\nu_K = E_K - E_L$ energiájú *karakterisztikus röntgensugárzás* keletkezik. Ez néha nem jelenik meg: az elektromágneses tér kölcsönhatásba lép az L -héjjal és *Auger-elektront* vált ki onnan, melyre $E_{Au} = h\nu_K - E_L = E_K - 2E_L$.

Elektron-pozitron pár keletkezik, ha az átmenet energiája $\Delta E > 2 \cdot m_{el}c^2$. Ennek valószínűsége függ a rendszámtól és az energiától, nagyságrendben $\sim 10^{-3}$ része a foton kibocsátásának.

d) Mössbauer-effektus. A γ -kvantum emissziójakor az M tömegű atommag az impulzusmegmaradásnak megfelelően E_R energiavesztést okozva a fotonnak, *visszalökődik*. A $\pm v$ sebességű forrás/észlelő a foton frekvenciájában (longitudinális) *Doppler-eltolódást* okoz kölcsönös közeledéskor (+) illetve távolodáskor (-). A T hőmérsékleten az M tömegű részecskékből emittált fotonok *Doppler-kiszélesedést* mutatnak, mely az $1/e$ -nél vett $\Delta\nu$ szélességgel jellemezhető:

$$E_\gamma = E_{\gamma_0} - [E_R \pm h\nu_0(v/c)] \quad E_R = E_{\gamma_0}^2/(2Mc^2) = 532,5 \cdot E_\gamma(\text{MeV})/A \text{ [eV]}$$

$$v = v_0(1 \pm v/c), \quad (v \ll c) \quad \Delta\nu_D = 2v_0 \cdot [2kT/(Mc^2)]^{1/2} \quad (5.22)$$

Az atomfizikában előforduló $\sim \text{eV}$ nagyságrendű fotonokra $E_R/E_{\gamma_0} < 10^{-9}$, míg a magfizikai $\sim \text{MeV}$ -esekre $E_R/E_{\gamma_0} > 10^{-3}$. Így érthető, hogy az atomoknál könnyű kimutatni a fotonok *rezonanciaabszorpcióját*, ami a fénykvantumnak az azonos típusú egyik atom által történő kibocsátását és a másik ugyanolyan által ugyanabba az állapotba való elnyelését jelenti (az ilyen vonalakat a spektroszkópiai táblázatok R -rel jelölik): $E_{2c} - cE_{1c} = E_{\text{foton}} = h\nu$. Az alap- és első gerjesztett állapot között lehet a legegyszerűbben kimutatni: a Na híres kettős sárga-vonala (589,6–590,0 nm) a nátriumgőz-lámpában a melegedés miatti nyomásnövekedés során emissziós színeképből abszorpciósba fordul (a spektroszkópban a sárga helyett annak hiánya, fekete látható). A felénk száguldó fotonok egy része elnyelődve gerjeszti a nemvilágító atomokat. A legerjesztődés során viszont egyenletesen minden irányban emittálódnak, így hiányoznak a fluxusból (sötétebb lesz).

A nagyenergiájú (keV – MeV) fotonok frekvenciája annyira „elhangolódik”, hogy a „fordított” *Bohr-feltétel* (5.20) nem teljesül. Egyébként mind az emisszió, mind az abszorpciónál visszalökődik a mag („nuclear recoil”), tehát $\Delta E = 2E_R$ hiányzik. Kétféleképpen lehet visszapótolni a fotonenergiát a 5.22-ben vázolt *Doppler-effektus* segítségével:

- (i) egymásfelé mozgatjuk a forrást és/vagy a detektort,
- (ii) magas hőmérsékleten megnövelve a természetes vonalszélességet „átfedésbe hozzuk” a vonalak emissziós és abszorpciós kiszélesedését.

Mindkettővel sikerült demonstrálni a rezonanciaabszorpciót. A mozgítás sebessége:

$$2v = E_{\gamma_0}/(Mc^2) \sim 3,132 \cdot 10^7 \cdot E_\gamma(\text{MeV})/A \text{ cm/s.} \quad (5.23)$$

Forgó koronggal (centrifugával) ilyen sebesség elérhető.

Mössbauer 1958-ban kristályrácsba beépített ^{191}Ir -nél 88 °K-en *visszalökésmentes rezonanciaabszorpciót* észlelt a 129,4 keV-es vonalra. Ilyenkor M szinte az egész kristályrács tömege lehet, ami miatt elhanyagolható a veszteség! De a rezonanciáról éppen a *Doppler-*

effektussal lehet finoman elhangolni a rendszert, ezzel „letapogatva” az abszorpciós görbét. Vagyis zseniális módon megfordította a problémát és addig elképzelhetetlenül nagy energiafeloldású spektroszkópiát hozott létre! Az 5.22-ből kapjuk (a v sebességet cm/s-ban mérve):

$$\Delta E = h(\nu_0 - \nu), \quad \Delta E/E = v/c \sim 3,335 \cdot 10^{-11} \cdot \nu \quad (5.24)$$

$E_\gamma \sim 100$ keV-re 1 cm/s mellett $\Delta E \sim 3 \cdot 10^{-6}$ eV, ami már a nívó természetes Γ szélessége! Ebből az élettartamot meg lehet határozni (1.14). Itt a lassú, egyenletes mozgató hangszóró membránjával vagy piezoelektromosan oldják meg.

A méltán Nobel-díjas módszer felhasználási területe rendkívül széles: magnívók hiperfinom felhasadása, gerjesztett mag sugarának mérése, kémiai eltolódás, mágneses környezet, szerkezetvizsgálat. A legszebb kísérlet az általános relativitáselméletet bizonyító *gravitációs vöröseltolódás* földi kimutatása volt 22,6 m magasságkülönbségnél: $v = 0,75 \mu\text{m/s}$ lassúság mellett $\Delta E/E \sim 10^{-15}$ a ^{57}Fe 14,4 keV-es fotonjaira (*Pound és Rebeka*). A csillagászati megfigyelések 10^9 -szeres effektust adnak ehhez képest!

5. Bomlási sorok. Kormeghatározás.

A természetben a nehézelemek izotópjai hosszú felezési idejű anyamagként 3 bomlási sor kiinduló atommagjai. A leányelemek rövid életidejűek. A 5.2 képletekből számíthatók az aktivitások. A sorok α -átalakulással kezdődnek, néhány lépcsőben β^- -bomlás történik, izomerállapot is keletkezik. Mindegyik anyaelem spontánhasadó is. Az ^{238}U ezek mellett

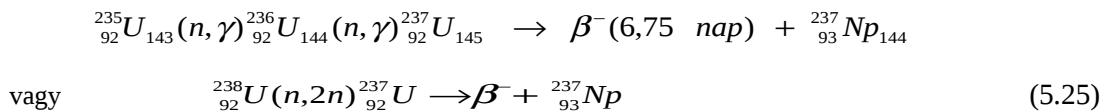
Sorozat	Anyamag	Izotóp %	$T_{1/2}$ 10^9 év	Végmag	Képlet
Tórium	$^{232}_{90}\text{Th}_{142}$	100	1,4050	$^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$	$4 \cdot 58 + 0$
Aktinium-urán	$^{235}_{92}\text{U}_{143}$	0,7200	0,7038	$^{207}_{82}\text{Pb}_{125}$	$4 \cdot 58 + 3$
Urán	$^{238}_{92}\text{U}_{146}$	99,2745	4,468	$^{206}_{82}\text{Pb}_{124}$	$4 \cdot 59 + 2$
Neptunium	$^{237}_{93}\text{Np}_{144}$	mesterséges	0,00214	$^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$	$4 \cdot 59 + 1$

kettős β^- -bomló, az ^{235}U pedig ^{20}Ne -emitter. Mindhárom utolsó átalakulás elágazási aránya $10^{-5} \% - 10^{-10} \%$ körüli. A 3 természetes sorozat végterméke a $Z = 82$ mágikus számú Pb-izotóp, a negyediké Bi ($N = 126$). A tórium-sor végterméke pedig kétszer mágikus ólomizotóp. Mindegyiknek tagja a Rn nemesgáz valamelyik izotópja. A sorozat magjainak tömegszáma a „ $4n+n_0$ ” képlettel számítható. A radioaktivitás vizsgálatának hőskorában az egyes tagokat kémiaiilag azonosították. *Atommagtérkép* alapján végigkövethetők a leányelemek és bomlásaik. A sorozatokat a 5.3 táblázat mutatja be.

5.3. táblázat. A radioaktív bomlási sorok adatai

A 4. sorozat kezdő tagja mesterségesen állítható elő, pl. termikus neutronokkal reaktorban kétszeres sugárzásos neutronbefogással, illetve 6,2 MeV-nél nagyobb energiájú

gyorsneutronos folyamattal, amiket majd β^- -bomlás követ (a transzuránok előállításának egyik lehetősége):



A bomlási sorokban a nemesgáz radon az ércből, kőzetekből elillanhat. Más elemek kémiai folyamatok révén szelektíven abszorbeálódhatnak. Ilyenkor a 5.2d-beli egyensúly nem jön létre. Ha a kiinduló- és végmag mennyiségét ilyen külső hatások nem befolyásolták, akkor a befogadó kőzet életkora megállapítható az urán és ólom t -beli mennyiségeivel:

$$t = (1/\lambda) \cdot \ln[1 + (N_U(t)/N_{\text{Pb}}(t))], \quad N_U(t) + N_{\text{Pb}}(t) = N_U(t=0).$$

Tömegspektrometria és/vagy aktivitásmérés alkalmazható a méréshez. A két uránizotóp eltérő felezési idejéből és a két Pb-izotóp arányából ugyancsak datálható a kőzet. Ilyen mérésekből állapították meg a Föld, a Hold, a Naprendszer életkorát.

Kormeghatározásra elvileg az α -átalakulás miatt felszaporodó He-gáz is megfelel, de itt a termék vesztesége sokkal nagyobb lehet. A spontánhasadó nuklidok mellett felszaporodó hasadványok (roncsolásos nyomaikkal átlátszó kristályokban) ugyancsak alkalmasak kormeghatározásra.

A kutatások azt mutatják, hogy a Föld $\sim 4,5 \cdot 10^9$ éve szilárd. A Hold megszilárdulása is nagyjából ennyi idővel ezelőtt történhetett. A meteoritek is hasonló korúak.

A $1,277 \cdot 10^9$ év felezési idejű ${}^{40}\text{K}$ és a stabil ${}^{40}\text{Ar}$ arányából más jellegű kőzetek kora állapítható meg. Jó módszer a ${}^{87}\text{Rb}$ ($47,5 \cdot 10^9$ év) / ${}^{87}\text{Sr}$ arány mérése is.

A ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$ reakcióval a légkörben végbemenő folyamat egyenletesen termeli a radiokarbont (ha a kozmikus sugárzás a neutronok fluxusát állandó szinten tartja). Az egyensúlyi állapot 2,4 Bq/gC fajlagos aktivitást jelent, $T_{1/2} = 5730$ év. A ${}^{14}\text{C}$ az élő szervezetbe folyamatosan beépül, halála után csak bomlik. A fajlagos aktivitások összehasonlításából a halál ideje megállapítható. Legfeljebb 100000 év távlatában használható. Az előbbihez hasonló módon a légköri nitrogénből ${}^{12}\text{C}$ és ${}^3\text{H}$ (trícium) keletkezik, $T_{1/2} = 12,33$ év. Ez a vizek, víztartalmú anyagok (pl. bor) korának mérését teszi lehetővé mintegy 130 év intervallumban.

6.§ Magreakciók

Az első mesterséges magátalakítást *Rutherford* végezte 1919-ben radioaktív forrás α -részecskéit használva lövedékként: ${}^{14}_7\text{N}_7 + {}^4_2\text{He}_2 \rightarrow {}^{17}_8\text{O}_9 + {}^1_1\text{H}_0$. Később a hasonló módon előállított neutronokkal kísérleteztek. A részecskegyorsítók kifejlesztése adott hatalmas lendületet a magszerkezetkutatásnak és az alkalmazásoknak.

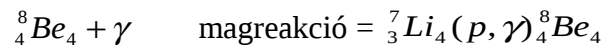
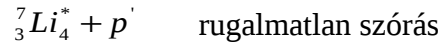
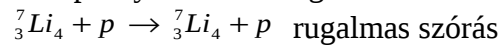
1. Általános leírás

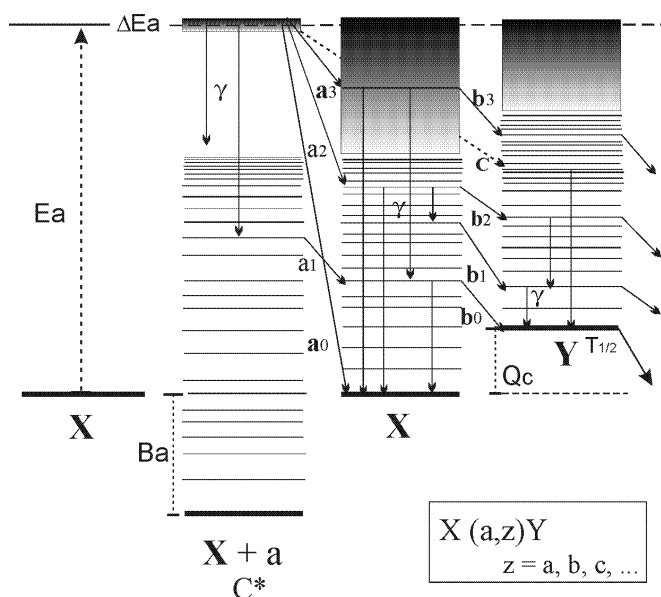
Az 1.7 séma általános változatából a magreakciók konkrét alakja



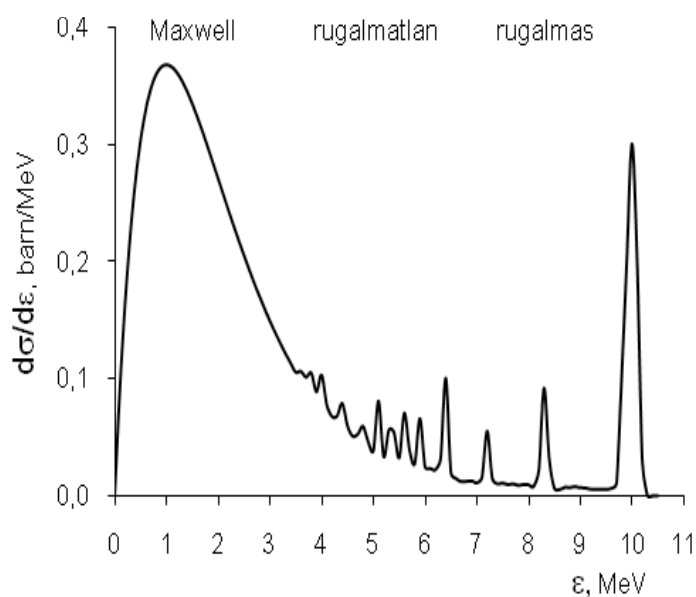
A bemeneti oldalon az a lövedék bármi lehet, pl. ${}^1_1\text{H}_0 = p$, ${}^4_2\text{He}_2 = \text{He}^{++} = \alpha$, ${}^3_2\text{He}_1$, d^+ , ${}^3_1\text{H}_2$, sokszoros töltésű nehézion, n , γ -kvantum ... A kimeneti csatornában a b - és Y -részecskék csak formálisan vannak megkülönböztetve. Az új atommagoknak, esetleg csak rövid életű nukleonrendszereknek széles választéka keletkezhet. A 6.1 ábra az ütközés után lehetséges folyamatok gazdagságát mutatja, a 6.2. pedig a kibocsátott részecske energiaeioszlását. Az a lövedék E_a energiával létrehozza X gerjesztett állapotát (a gyorsítótól eredő ΔE_a szórással), alapszintje a B_a kötési energiával mélyebben van. Ez a C^* „mag” (ha létezik) elbomlik különböző, egymással vetélkedő és különböző valószínűségű csatornákon. A keletkező $b=a$ részecskék a_0 csoportja a rugalmas szórásnak felel meg, a többi pedig a rugalmatlannak, ami

gerjesztett nívókat hoz létre. Ezek elbomlásában a γ - és részecskeemisszió verseng. A stabil vagy radioaktív Y -mag egymásutáni a - és b -emisszióval keletkezik, esetleg közvetlenül egyetlen c -vel. Izomer állapotok is létrejöhetnek. A valamelyik fázisban emittált részecske spektrumában az egyes állapotokra történő rugalmatlan szóródást a megfelelő csúcsok jelzik. A *Maxwell-eloszlású* rész csak olyan esetben jön létre, ha hosszú életű C^* -mag keletkezett, melynek elbomlásakor nagy (folytonos) nívósűrűségű végállapotok keletkeztek. Az Y -ra vezető reakció $Q_c < 0$ endoerg is lehet (mint az ábrán), és csak megfelelő minimális energiájú ütközésben mehet végbe. A ${}^7\text{Li} + p$ folyamat lehetséges kimeneti csatornái példaként:





6.1. ábra. A magreakciók általános sémája.



6.2. ábra. A közbenső magból emittált részecskék spektruma

2. Kísérleti eredmények

a) Hatáskeresztmetszetek

A kölcsönhatás teljes vagy *totális* hatáskeresztmetszete az *elasztikus* (*rugalmas*) és *non-elasztikus* vagy *reakció* részfolyamatokéból így tevődik össze:

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{nonel}} \quad \text{és} \quad \sigma_{\text{nonel}} = \sigma_R = \sigma_{\text{inel}} + \sigma_\gamma + \sigma_{\text{részecske}}, \quad (6.2)$$

ahol σ_{inel} a *rugalmatlan szórás* hatáskeresztmetszete. Különválasztva szerepelhet a foton-és részecskeemissziós folyamat, mely utóbbi maga is további részfolyamatok összege. A vég-állapot megvalósulásának valószínűsége annak eV-ban mérhető Γ csatornaszélességétől függ és az (1.14) és (1.15) képlet alapján az egy céltárgymagra vonatkozó, egységnyi fluxus által okozott R reakciósebességgel vagy az egy részecskére eső A aktivitással, illetve a σ hatáskeresztmetszettel kapcsolatos:

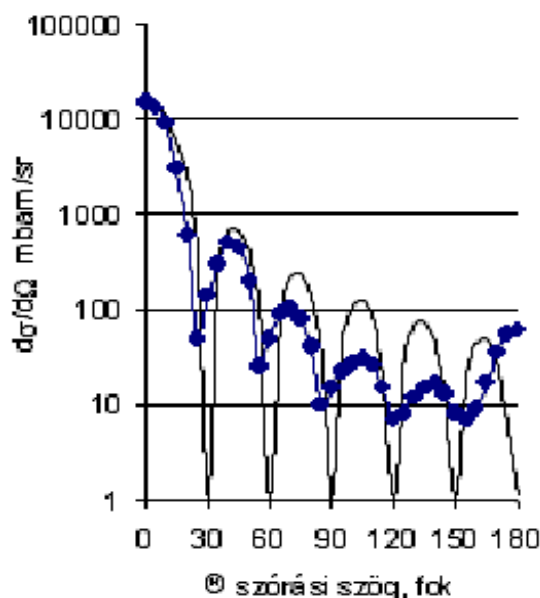
$$A/N = 1/\tau = \Gamma / \quad \sim R/(N \cdot \Phi) = \sigma. \quad (6.3)$$

A hatáskeresztmetszet a bombázó energiától függ, ez a gerjesztési függvény, $\sigma(E_a)$, melynek mértékegysége az 1 barn = 10^{-24}cm^2 . A közbenső rendszerből kilépő részecskék energiaeloszlása a spektrum, az energia szerinti $d\sigma/d\varepsilon$ [barn/MeV] differenciális hatáskeresztmetszet. A bemenő impulzushoz viszonyított irányokban meghatározott szögeloszlás ugyan-csak differenciális mennyiség: $d\sigma/d\Omega$ [barn/sterad]. Kétszer differenciális hatáskeresztmetszet az adott szögben felvett energiaspektrum: $\partial^2\sigma/(\partial\varepsilon\partial\Omega)$ [barn/(MeV·sterad)]. Mindezeket a bombázó energia függvényében mérve kapjuk a folyamatokról a teljes képet, amit aztán összehasonlítunk a modellszámításokkal.

Az erős kölcsönhatásra a 1.§4. részben leírt *megmaradási törvények* érvényesek. A magnívók állapotait az izospin is jellemzi. $\mathbf{T}_X + \mathbf{T}_a = \mathbf{T}_Y + \mathbf{T}_b$ formában.

A *rugalmas szórás* szögeloszlásának $d\sigma/d\Omega$ differenciális hatáskeresztmetszete az optikai elhajláshoz hasonló szerkezetet mutat, amint ez a 6.3 ábrán látható. A különbségek a magerők sajátosságait, a diffúz felületet jelzik: a maximumok gyorsabban csökkennek, ugyanakkor a hátraszórás sokkal nagyobb a mag esetében, a minimumok nem mennek le 0-ra. Az atommagok mérete és a lövedék hullámhosszának összehasonlítására szolgál az R/λ arány (5.10), ami az l pálya-impulzuszmomentum maximális értékének klasszikus becslésére is szolgál (parciális hullámok). A „Pb” jelölés a kísérleti nehézségeket jelzi: természetes össze-

tételű ólomcéltárgyon végezték a méréseket (a $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ izotóp relatív gyakorisága 52,4%; a 207-esé: 22,1%; a 206-nál: 24,1% és a 204-esnél pedig: 1,4%).



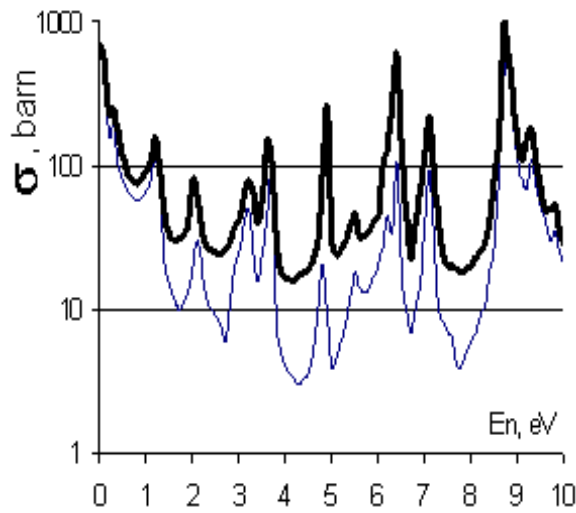
6.3. ábra. Rugalmas szórás szögeloszlása: „Pb” + 14 MeV energiájú neutron

A folytonos vonal az akadályon történő fényelhajlás intenzitáseloszlását jelöli. A pontok a magfizikai mérés kísérleti eredményét mutatják.

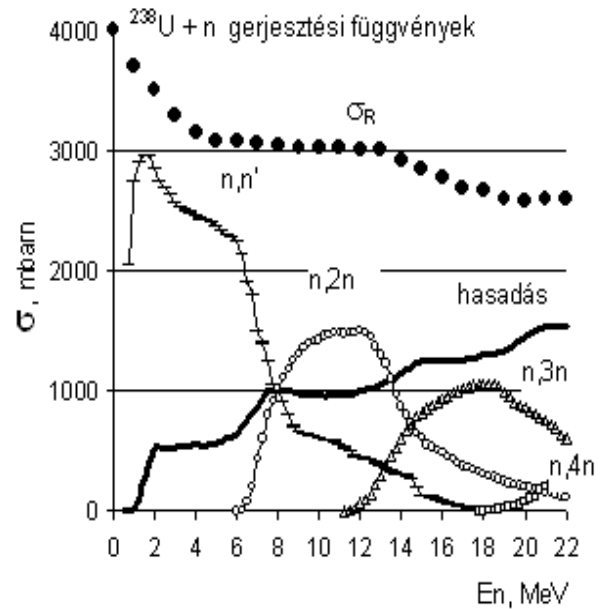
$\square = 1,2 \text{ fm}$; $R/\square = 6,9$

A 6.4. rajz gerjesztési függvényt mutat az $^{235}_{92}\text{U}_{143}$ nuklidra kisenergián. A felső görbe a *totális hatáskeresztmetszet*, amelynek 13 rezonanciája van a hasadással (és a rugalmas szórással) valamint a nagy hatáskeresztmetszetű (n,γ) -val együtt. Ezek szélessége $\sim 0,1 \text{ eV}$, ami $\tau \sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ élettartamot ad (1.4 képlet). Mihez lehet ezt viszonyítani? A nukleon átmérőjének megfelelő távolság fénysebességgel $\sim 10^{-23} \text{ s}$ alatt futható be. A *nukleáris időegység* $\tau_N \sim 10^{-22} \text{ s}$, ennyi idő alatt megy át a magon egy nagyenergiájú nukleon, ha nem lenne kölcsönhatása a többivel. A γ -fotonokkal gerjesztett „óriás dipólrezonanciák” szélessége $\sim \text{MeV}$ rendű és így $\tau \sim 10^{-22} \text{ s}$.

Nagyenergiájú ütközéseknél sok reakciócsatorna nyílik ki, megjelennek a küszöb-reakciók. A 6.5 ábrán neutron indukált magreakciók $\sigma(E_n)$ gerjesztési függvényei láthatók az inelasztikus folyamatok σ_R hatáskeresztmetszetével együtt. Nagy rendszámú atommagokon a töltött részecskék abszorpcióját és emisszióját a Coulomb-gát megnehezíti (ld. α -átalakulás), ezért σ_R -hez alapvetően csak a neutronos csatornák adnak járulékot: neutron bombázással többszörös neutronemisszió, maghasadás. Csak kis energiákon jelentős a sugárzásos befogás (n,γ) . A nonelasztikus csatorna a 2 – 20 MeV bombázó neutron energia tartományban átlagosan 3 barn hatáskeresztmetszetű, keveset változik. Érdekes, ahogyan az egyes folyamatok versengenek egymással, melyiknek jusson több a reakció-hatáskeresztmetszetből. Az (n,n') rugalmatlan szórással a MeV-es tartományban először csak az (n,f) hasadás konkurrál, mely az $^{238}_{92}\text{U}_{146}$ -nál $\sim 1 \text{ MeV}$ -es küszöbenergiájú. $E_n \sim 6 \text{ MeV}$ -nél leválasztható még egy neutron, s az $(n,2n)$ reakció indul be. Ugyanekkor egy újabb hasadási részfolyamat kezdődik a „plato” emelkedése szerint: (n,nf) , azaz egy neutron kibocsátása utáni mag hasadása. Ez 11 és 18 MeV-nél megismétlődik az $(n,3n)$ és $(n,4n)$ illetve $(n,2nf)$, $(n,3nf)$ reakciókkal. Amikor egy újabb neutron kibocsátása lehetővé válik energetikailag, az meg is történik a korábbiak rovására. Minden lépésben a γ -emisszió is jelen lehet (6.1. séma). Érdeemes megfigyelni azt az általános jelenséget, hogy az $\sim \text{eV}$ tartományban vagy alatta sokkal nagyobb hatáskeresztmetszetűek a neutronreakciók mint a $\sim \text{MeV}$ -esben. Az $\sim \text{eV}$ körüli (un. “rezonancia”) energiákra $\sigma(E_n) \sim 1/E$, a termikusra pedig $\sigma(E_n) \sim 1/v$.



6.4. ábra. Gerjesztési függvények rezonancia neutronokkal ^{235}U -re
Vastag vonal: totális kölcsönhatás, vékony vonal: (n, hasadás)

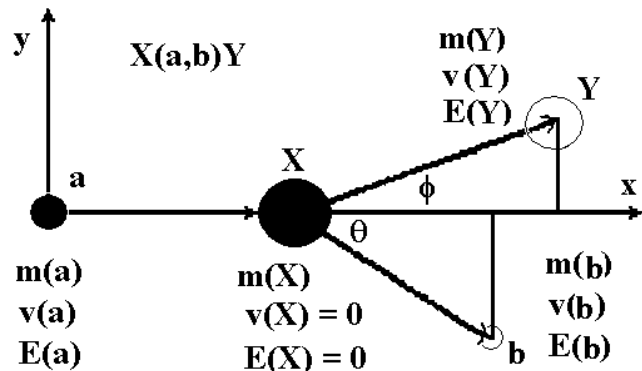


6.5. ábra. Versengő reakciók a nagyenergiájú gerjesztések tartományában

Az erős kölcsönhatásra a 1.§4. részben leírt *megmaradási törvények érvényesek*. A magnívók állapotait az izospin is jellemzi. $\mathbf{T}_x + \mathbf{T}_a = \mathbf{T}_Y + \mathbf{T}_b$ formában teljesül a megmaradási törvény. „Tiltott” nívó is gerjesztődhet, mert az elektromágneses kölcsönhatásban az izospin nem megmaradó mennyiség (Coulomb-gerjesztés). A magerők által teljesített paritás-megmaradás az impulzusmomentumra átlagolt szögeloszlástól 90° -ra vonatkozó szimmetriát követel.

b) Reakciókinematika

6.6. ábra. Magreakcióban résztvevő részecskék és adataik



A megmaradási törvényekből a nyugalmi tömegekkel, impulzusokkal és kinetikus energiákkal nemrelativisztikus közelítésben, laboratóriumi rendszerben álló X céltárgyra a 6.6. ábra jelöléseivel felírható egyenletek:

$$(m_X + m_a) \cdot c^2 + E_a = (m_Y + m_b) \cdot c^2 + E_Y + E_b$$

$$p_a = p_b \cdot \cos\theta + p_Y \cdot \cos\phi$$

$$0 = -p_b \cdot \sin\theta + p_Y \cdot \sin\phi$$

Ezekből a θ irányban kilépő b -részecske E_b energiája kiszámítható:

$$(m_Y + m_b) \cdot E_b^{1/2} = [(m_a m_b E_a)^{1/2} \cdot \cos\theta] \pm \{m_a m_b E_a \cos^2\theta + (m_Y + m_b) \cdot [m_Y Q + (m_Y - m_a) E_a]\}^{1/2}$$

és

(6.4)

$$Q = [(m_X + m_a) - (m_Y + m_b)] \cdot c^2 = E_Y + E_b - E_a$$

$$\text{Ha } Q < 0: E_a^{\text{küszöb}} = -Q \cdot (m_Y + m_b) / (m_Y + m_b - m_a) \quad \text{a küszöbenergia.}$$

$Q > 0$ jelenti az energiatranszformációval járó, *exoerg* magreakciókat. $Q = 0$ a *rugalmas szórás* esete. A $Q < 0$ endoerg folyamatok a *küszöbreakciók*. A minimális kinetikus energia közelében E_b kétértékű: $E_{\text{küszöb}} < E_a < -Q \cdot m_Y / (m_Y - m_a)$. A magreakciók energiaviszonyait lehet tanulmányozni a „[Kinematika](#)” Excel-állomány táblázataival.

$E_a > E_{\text{küszöb}}$ esetén a *potenciálgátak* (4.1. ábra) azért még „megnehezíthetők” a részecske bekerülését a magba. A centrifugálgát $l = 1$ -re $A = 100$, $Z = 40$ esetén nukleonra ~ 1 MeV, a Coulomb-gát ~ 8 MeV. Így a legtöbb esetben $l = 0$, azaz *s-hullámú* nukleonok kölcsönhatása a legvalószínűbb, illetve ezekre nagy a hatáskeresztmetszet.

Nehéz atommagokkal a lassú neutronok kölcsönhatása intenzív: az (n, γ) reakció hatáskeresztmetszete több ezer barn. Komplex részecskék, könnyű és nehéz magok abszorpciója, emissziója egyaránt lehetséges az energiától függően (nehézion-reakciók, maghasadás).

A relativisztikus kinematika elemeit a 24.§1.a) fejezetben tárgyaljuk a nagyenergiájú gyorsítókval végzett ütközőnyalábos kísérleteknél.

3. Optikai modell

A rugalmas szórás szögeloszlása, a totális hatáskeresztmetszet energia- és tömegszám-függése optikai analógiát mutat. A *Schrödinger-egyenletben* az $U(r)$ potenciál komplex-függvény, *Saxon – Woods* formában (4.2a). A valós rész a vonzó tag mellett figyelembeveszi a Coulomb-taszítást a magon belül és kívül, valamint az erős spin-pálya kölcsönhatást. Az imaginárius tagok felelősek a térfogati és felületi abszorpcióért. A potenciál sok paramétert tartalmaz, melyeknek értékeit a kísérleti adatokkal való összevetésből határozzák meg. A térfogati rész mélysége energia-, rendszám és részecskefüggőnek bizonyult. Az E energiájú részecske a magot $n = [(E - U)/E]^{1/2}$ törésmutatójú közegnek érzi, melyben az l pályaimpulszumomentumú *parciális hullám* η_l fázisváltozást és amplitúdócsökkenést szenved. Az abszorpció rezonanciaszerkezetet mutat (*Lorentz-forma*), ami a gerjesztési függvényeken jól látható. A σ_s rugalmas szórás és a σ_R reakcióhatáskeresztmetszet a parciális hullámokra való összegzéssel nyerhető:

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \pi \cdot \left\{ \sum_l (2l + 1) \cdot |1 - \eta_l|^2 \right\} \\ \sigma_R &= \pi \cdot \left\{ \sum_l (2l + 1) \cdot [1 - |\eta_l|^2] \right\}, \quad T_l = |1 - \eta_l|^2 \end{aligned} \quad (6.5a)$$

A T_l transzmissziós koefficiens az l -ik (pályaimpulszumomentumú) parciális hullámnak a magba való bejutási valószínűségét jelenti. Az összegzést l_{max} -ig végezve (5.10) az R -sugarú magra:

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_s + \sigma_R \sim 2\pi \cdot (R + \quad)^2 \sim 2\pi R^2 \quad (6.5b)$$

A R melletti félklasszikusan a részecske helybizonytalanságát jelenti. A $2\pi R^2$ egyszerű forma az „abszolút fekete mag”-ra vonatkozó feltevés („black nucleus”).

Az optikai modell a szögeloszlás diffrakciós szerkezetét értelmezni tudja. A fenti σ_s azonban csak egy részét tartalmazza a rugalmas szórásnak. Ez a *potenciálszórás* („shape elastic”), amelyre a jellemző reakcióidő $\sim 10^{-22}$ s. Nagy szögeknél egy $\sim 10^{-16}$ s élettartamot mutató folyamat izotróp komponense megemeli az eloszlást („compound elastic”). A kísérletek a kettőt együtt érzékelik. A σ_R „abszorpció” hatáskeresztmetszetenként mérhető, részleteit a modell nem érzékeli.

4. Közbersőmag modell

Kis- és közepes bombázó energiákon a magreakciók jellemző tulajdonságai statisztikus egyensúlyban levő nukleongáz kialakulására utalnak:

- (i) a gerjesztési függvényben keskeny rezonanciák vannak (6.4 ábra), ami nagy élet-tartamra utal, $\sim 10^{-16}$ s;
- (ii) az emittált részecskék energiaspektruma *Maxwell-eloszlás* (6.1 ábra), ami párolgó folyadékcseppre emlékeztet;
- (iii) szögeloszlásuk izotróp: minden irányba azonos valószínűséggel lépnek ki;
- (iv) az (X + a) rendszer állapotai nagyon hasonlóak, ha különböző úton jöttek is létre.

N. Bohr szerint a bombázó részecske hatására magasan gerjesztett, hosszú életű *köz-benső mag* (KM), „Compound nucleus” (CN) jön létre, amelynek jelölése a 6.1 ábrán C*. A magreakció lefolyása két lépcsőben történik:

– α) A KM kialakulása. A bombázó részecske kötési- és kinetikus energiája, impulzusa sok ütközésben a mag nukleonjai között szétesztódik. Egy idő után a beeső részecske eredetisége megszűnik, beleolvad a céltárgymag egészébe. Egyensúlyi állapot alakul ki. Az egy nukleonra jutó átlagos energia nem elegendő az azonnali kilépéshez. Létrejön egy magas hőmérsékletű folyadékcsepp, a KM, amelynek keletkezési körülményeit a rendszer már teljesen elfelejtette.

– β) A KM elbomlása. Sok ütközés alatt a véletlenszerű eloszlás nagyenergiájú részére kerülő nukleon(csoport)ok ki tudnak lépni a KM-ből. Szögeloszlásuk a véletlenszerű impulzusok miatt izotróp, energiaspektrumuk a párolgó folyadékéhoz hasonló. Az elbomlás jellemzői csak a KM tulajdonságaitól függenek, a kialakulás körülményeitől nem. Ez a *függetlenség elve*.

Az 1.7 szerinti **b+Y** végállapotrendszer valamelyik *k* csatornájába történő bomlás σ_k hatáskeresztmetszete a függetlenség elve miatt a KM képződési hatáskeresztmetszetének és elbomlási valószínűségének szorzataként számítható ki:

$$\sigma_k = \sigma_{KM} \cdot G_k, \quad G_k = \Gamma_k / \sum_j \Gamma_j, \quad \sigma_{KM} \sim \sigma_R \quad (6.6)$$

A KM-on keresztül is végbemehet rugalmas szórás. A kétféle szórási folyamat interferálhat egymással.

A G_k valószínűség a 1.14 képlet szerint a bomlási sebességek arányától függ. Tehát az optikai modellből vett σ_R értéket elosztjuk az egyes részfolyamatok között. A gerjesztési függvények szintjén a *Bohr-elméletet Goshal* igazolta. A ${}^{63}_{29}\text{Cu}_{34} + p$ és ${}^{60}_{28}\text{Ni}_{32} + \alpha$ folyamatok ugyanazt a ${}^{64}_{30}\text{Zn}_{34}^*$ KM-ot hozzák létre az $E_\alpha = 8 - 40$ MeV és $E_p = 4 - 33$ MeV bombázó energia tartományban. Három kimeneti csatorna van mindkét esetben: a ${}^{63}_{30}\text{Zn}_{33} + n$, a ${}^{62}_{30}\text{Zn}_{32} + 2n$ és a ${}^{62}_{29}\text{Cu}_{33} + d$. Az ugyanolyan végállapotra vezető reakciók páronként egyező gerjesztési függvényt adtak. A KM keletkezésétől függetlennek bizonyult annak elbomlása.

A *rezonanciákat* a *Breit–Wigner-formalizmussal* veszik figyelembe, amely *Lorentz-függvénnyel* írja le E_0 helyen a csúcsokat az optikai modellt is felhasználva. A rugalmas szó-rási- és reakció hatáskeresztmetszet az *R* sugarú nuklidra az egymástól távoli nívók tarto-mányában *E* energiájú bombázó részecskékre:

$$\begin{aligned} \sigma_S &= 4\pi \cdot \left| \left[\exp(ikR) \right] \cdot \left[\sin(kR) \right] + (\Gamma_S/2) / [i \cdot \Gamma/2 + (E - E_0)] \right|^2 \\ \sigma_R &= \pi \cdot \Gamma^2 \cdot \Gamma_R \cdot \Gamma_S / [(\Gamma/2)^2 + (E - E_0)^2], \\ \delta E &\gg \Gamma = \Gamma_S + \Gamma_R, \quad k = 2\pi/\lambda = 1/\lambda = [2M(E - U)]^{1/2}/\hbar \end{aligned} \quad (6.7)$$

(δE a nívók közti távolság.) A leírás (σ_R -nél különösen tisztán) a rezgőkörök rezonancia-görbéjével nemcsak matematikailag egyezik meg, hanem fizikai értelmét tekintve is. A σ_S -ben a potenciál- és KM-szórás látható, ami a korábban jelzett interferenciát adja. Nagyobb energiákon a *többnívós Breit–Wigner-formulát* kell használni.

A statisztikus reakciómodell a KM hipotézist alkalmazza a nonelasztikus folyamatok gerjesztési függvényének kiszámítására a 6.5 képlet alapján nagy bombázóenergiákon, ahol $\delta E < \Gamma \sim \Gamma_s$ és $\Delta E_a > \delta E$ (6.4 ábra). A 6.1 sémából látható, hogy egy bomlási mód valószínűsége az emittált részecskének a végállapotban rendelkezésre álló nívók $\rho(E)$ sűrűségétől függ. A *kontinuum statisztikus modellszámítás* alapjai egylépcsős folyamatra $\rho(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/T)$ közelítéssel:

$$\Gamma_b \sim \int_{E^*}^0 \epsilon \cdot \frac{e^{-\epsilon/T}}{T} d\epsilon, \quad (6.8)$$

ahol E^* a gerjesztési energia, T a „maghőmérséklet”, ϵ az emittált részecske energiája, amely ilyen végállapotú nívósűrűség esetén *Maxwell-eloszlást* ad (a 6.2 ábrán $T = 1$ MeV). A Γ elbomlási sebesség a b részecske spektruma alatti területtel arányos. A nívók spineloszlását Gauss-függvénnyel adják meg. Magasabb U gerjesztéseknél a *Fermi-gáz modell*ből számítható $a \sim A/8$ paraméterű nívósűrűséget használják inkább: $\rho(U) \sim \exp[2(aU)^{1/2}]$. Az a kísérleti értékei a mágikus számoknál sokkal kisebbek $A/8$ -nál! (Ezek „nehezen” gerjesztődnek a lezárt héj miatt).

A diszkrét végállapotra történő átmeneteknél Γ_b meghatározásához a 6.5a-beli, az optikai modelltől számított T_l transzmissziós tényezőket kell használni az adott $j = l \pm s$ nívókra az emittáló- és végmagra egyaránt a *parciális statisztikus modell* formalizmusában. A teljes leírás így az összegzést és az integrált egyaránt tartalmazza a megfelelő tartományokból.

A KM-modell sikeresen leírja a reakciók főbb jellemzőit, az izotópeffektusokat. Paramétereit kísérleti adatokból kell meghatározni és ezekkel olyan tömegszám- és energia-tartományokra lehet inter- és extrapolálni, ahol nehéz a mérés.

5. Nemegyensúlyi folyamatok

A bombázó részecskék energiájának növekedésével a nukleonok közötti kölcsönhatás valószínűsége csökken, a közepes szabadúthossz megnő a magban..

a) Preekvilibrium modell. Az ütközések között megvan a valószínűsége részecskék emissziójának a „termikus” egyensúlyi állapot elérése előtt. Ezek spektruma nem párolgási, szögeloszlásuk előreirányuló. Természetesen, az „igazi” KM-folyamat is lejátszódhat részben: a jelenségek keverednek. A modell ezt úgy tárgyalja, hogy a bejövő részecske felgerjeszt egy nukleont a Fermi-szint fölé, alatta így egy „lyuk” keletkezik (félvezetők leírása). Ezáltal [két-részecske – egy-lyuk] állapotrendszer alakul ki, ezek kölcsönhatásaként pedig újabbak jönnek létre („excitonok”). Minden fázisban megvan a lehetősége a nukleon(csoport)nak a kilépésre. Végül a mag eljut a KM-állapotig. A szögeloszlást, energiaspektrumot, gerjesztési függvényt jól írja le $E_a \sim 0 - 30$ MeV között az elsősorban statisztikus megfontolásokon alapuló elmélet, eléggé konzekvens paramétersorral.

b) Direkt reakciók. Nagy energiákon a bombázó részecske hullámhossza (5.10) kicsi, $\lambda < R$, nem látja egészen az atommagot. Egyes nukleonokkal lép csak kölcsönhatásba (a fotoeffektus analógiájára). A gerjesztési függvény széles rezonanciákat mutat ($\Gamma \sim \text{MeV}$), ami rövid élettartamú rendszert feltételez ($\tau \sim 10^{-22}$ s). Nagy energiájú nukleonok, nehéz ionok hatására megy végbe. Formái:

- (i) *gyors szórási folyamatok*, rugalmas és rugalmatlan;
- (ii) *kiütés*, „knock-out”: (p,n), (n,p), (α ,p), ..., közvetlen kölcsönhatás nukleonokkal;
- (iii) *felcsípés*, „pick-up”: (p,d), (n,d), (^3H , α), ..., nukleonokat fog be a bombázó és magával viszi;
- (vi) *vetkőztetés*, „stripping”: (d,p), (d,n), (^3H ,d), ..., komplex részecskéből nukleon válik le és beépül az atommagba. Az utóbbi két esetben a Coulomb-térnek jelentős szerepe

lehet a töltött részecskék viselkedésében, amelyek esetleg be sem tudnak kerülni a magba az elektromos taszítás miatt.

A szögeloszlás előreirányuló és diffrakciós képet mutat. A bombázó és az emittált részecskék között erős korreláció van, a szabadsági fokok száma kicsi. Elméleti leírásuk az *optikai modell* kiterjesztésével történik. A rugalmas szórás komplex potenciállal való leírása első közelítés, ehhez *perturbációként* jönnek a nonelasztikus folyamatok a nuklid „passzív” magján felüli „aktív” nukleonok részvételével. Az egyszerűbb eljárás a *síkhullámú Born-közelítés* (Plane Wave Born Approximation, *PWBA*), amely a felületre korlátozza a kölcsönhatást. Nagyon jó leírást ad a reakciókról a térfogati folyamatokat figyelembevevő, bonyolultabb *torzított hullámú Born-közelítés* (*DWBA*).

Az a) modellről sok vita folyt: valóban önálló elmélet-e; szükség van-e rá, ha a KM- és a direkt kölcsönhatás elmélete jól ki van dolgozva. Ez utóbbi nagy számítástechnikát igényel, ami a sokprocesszoros gépek korszakában megoldható.

6. Alkalmazások

Az alap kutatáson túlmenően a magreakcióknak rendkívül széles felhasználási területük van. A magfizikán belül egyrészt az *új nuklidok előállítása* fontos terület. Másrészt *neutronforrásként* alkalmazhatók a (töltött részecske,n), (γ ,n) reakciók (és a maghasadás). A *nukleáris analitika* izotópszelektív módszer kismennyiségű anyag nagy pontosságú meghatározására (környezetvédelem, ipar). Nagyon elterjedt a mesterségesen előállított rövid felezési idejű izotópok nyomjelzésre való felhasználása (ipar, orvosi biológia, orvosi diagnosztika). Régi és új lehetőség a lokálisan alkalmazható sugárzásos roncsolás (orvosi terápia, anyagtudomány) és a szennyező anyagok átalakítása, „transzmutációja” (anyagtudomány, radioaktív hulladékok kezelése).

7.§ A magerők tulajdonságai

Az atommagok alapállapotú jellegzetességei és a magreakciók a soknukleon-rendszereken keresztül mutatták meg a kölcsönhatás legfontosabb tulajdonságait. A kétnukleon-rendszerek, illetve a nukleon-nukleon ütközések tisztábban láttatják a magerőket.

1. Két-nukleon rendszerek

A nukleonok a $T=1/2$ izospin-család tagjai, melyeket a vetület különbözteti meg (1.§.3c). Két nukleon esetén $T = 1/2 \pm 1/2 = 1$ és 0 lehet. A 7.1 táblázat a lehetséges állapotokat foglalja össze a T izospinnel, annak T_z vetületeivel és a $Q = q \cdot e$ elektromos töltéssel. A tapasztalat szerint a ${}_0^2n_2$ dineutron és ${}_2^2He_0$ diproton nem létezik. Az n-p rendszerből csak a $T = 0$ „antiparallel” izospinű, parallel spinű állapot kötött, a ${}_1^2H_1$ deuteron, melynek tulajdonságait a 7.2. táblázat sorolja fel.

7.1. táblázat. Két-nukleon állapotok

Rendszer	T	T_z	q	Kötött?
n – n	1	-1	0	Nem
n – p	1	0	1	Nem
p – p	1	+1	2	Nem
n – p	0	0	1	IGEN

7.2. táblázat. A deuteron adatai

Kötési energia, B	2,22457 MeV
Alapállapot, I^π	1^+
Mágneses m., μ	0,85743823 μ_N
Kvadrupól m., Q	+0,002865 barn

A két nukleon közötti kölcsönhatás a **T** izospinvektor abszolút értékétől függ, de független annak forgásától, T_z vetületétől. Ez a *magerők izotópinvarianciája*, ami a töltés-függetlenségből ered. Ez utóbbit a Z és N azonos mágikusszámai jelezték korábban. A kísérletek szerint a $T = 1$ -hez tartozó három kölcsönhatás (szórási kép) megegyezik, a $T = 0$ különbözik: itt van csupán kötött állapot. Az *izospin* és *vetületének megmaradása* jellemzi az erős kölcsönhatást, amit a komplexebb magreakciók is igazoltak. A *B barionszám* és az *S strangeness* (ritkaság) kvantumszám megmaradó mennyiség, azaz a részecsketípus nem változik meg. Ezeket a q *elektromos töltéssel* összekapcsolva általánosabb megmaradási törvény adódik, amiből az izospin és vetületének megmaradása származik:

$$q = T_z + (B + S)/2 = T_z + Y/2, \quad (7.1)$$

ahol $Y = B + S$ a *hipertöltés* (részletesebben: 14.§, 14.3. képlet). A *Pauli-elv* a nukleonokra az összes kvantumszámot tekintve érvényesül. A magerők fenti tulajdonságai miatt a neutron és proton csak az izospinvetülettel különböztethető meg az erős kölcsönhatásban.

A *deuteron* kötött két-nukleon rendszer tulajdonságait a 7.1-2 táblázat tartalmazza. Impulzusmomentuma $I = s_n + s_p = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ az előbbieket szerint a magerők spinfüggésével és a kizárási elvvel összhangban van. Különböző alakú, mélységű potenciálgödrökre megoldva a *Schrödinger-egyenletet*, az adódik, hogy a két nukleon nagyon „magasan” van a gödör fenekétől, gerjesztett állapot már nem is alakulhat ki. Konzekvens eredmények adódnak $U_0 \sim 38$ MeV és $r_D \sim 2,0$ fm értékekkel a potenciál mélységére és a sugárra. Az „átlagos”, kívül-belül közös hullámfüggvény alakja $\psi(r) \sim [\exp(-\gamma r)]/r$, $\gamma = f(B, U_0)$. Ha $I = 0$, akkor $B < 0$ adódna.

A mágneses momentum a proton és neutron összegétől eltér: $2,792847 - 1,913043 = 0,885427 \cdot \mu_N$. Ez $I \sim 0$, s állapot mellett kicsi, 2–8%-os *d-állapot keveredést* mutat, 6,8 % legvalószínűbb értékkel. Tehát az alapállapot $^3S - ^3D$. Pozitív kvadrupolmomentuma a két nukleon speciális elhelyezkedésére utal: „majdnem” gömbszimmetrikus (!) a mag, de mégis a spin-irányban megnyult alakkal rendelkezik. (Lehetne diszkosz alakú.) Végül is, a legkisebb kötési energiával, de stabil mag így jön létre. A szokásos centrális erőkterekhez (pl. gravitációshoz) képest irányfüggő a nukleáris kölcsönhatás a részecskék között: ez a *tenzor-jelleg*. Ilyen a mágneses dipólok közötti erő is. Ez az effektus annyira komoly, amilyenre a Q -értéket minősítjük: a deuteronénál csak a 6Li_3 magé kisebb a $Q \neq 0$ eseteket véve. Ennek ellenére a tenzor-kölcsönhatás járuléka jelentős. Hatótávolsága $\sim 2,2$ fm, ami a centrálisénál kicsit nagyobb. (A nem tisztán centrális jelleg megmutatkozik a spin-pálya csatolás miatt is.)

A diproton hiányát a Coulomb-taszítással még meg lehetne magyarázni, hiszen a 2H is éppencsak kötött. Viszont a dineutron nemlétezése azt mutatja, az $I = 1$ spin fontos a kötött állapothoz, de akkor minden kvantumszám megegyezne s-állapotban, beleértve T_z -t is, és így a *Pauli-elv* sérülne. A diprotonra ugyanez vonatkozik, ha csupán a magerőket tekintjük.

2. Nukleon-nukleon ütközések

Kísérletileg a $p-p$ és $n-p$ szórás jól tanulmányozható energiafüggés, szögeloszlás és polarizáció vizsgálatával. A $p-p$ ütközésnél a Coulomb-kölcsönhatás mellett a magerők jelenléte egyértelműen látszott: $E_p < 0,1$ MeV bombázó energián még az előbbi dominál, 0,4 MeV-nél a kettő nagyjából kiegyenlíti egymást, 0,65 MeV fölött pedig a magerők uralkodnak. Ez a menet a 4.1. ábrának megfelelő, a mag(=nukleon) sugaránál „kissé lekerekített” formában. A $p-p$ kísérleteknél a szögeloszlás 90° -ra szimmetrikus, mert az eredeti és a szórt protont nem lehet megkülönböztetni.

A 3.§.2. részben mondottaknak megfelelően a céltárgyban az orto- és parahidrogén molekulák spinállapota $I = 1$ illetve 0. A szórási folyamatokra $\sigma(p,p)$ és $\sigma(n,p)$ esetében $\sigma_{\text{orto}} \gg \sigma_{\text{para}}$ adódott, ami bizonyítja a *spinfüggést*. A *spin-pálya* kölcsönhatás nagyenergiákon észlelhető, amikor az s-hullámú részecskék mellett az $l > 1$ parciális hullámok járuléka jelentőssé válik. A *tenzor-jelleg* az ütközéseknél is igazolódott.

A n - n szórás közvetlenül nem tanulmányozható a megfelelő céltárgy hiánya miatt. Következtetések vonhatók le a $n + d \rightarrow p + n + n$ kísérletekből. Ezek alapján is bebizonyosodott a nukleon-nukleon kölcsönhatások azonossága, azaz a *töltésfüggetlenség*.

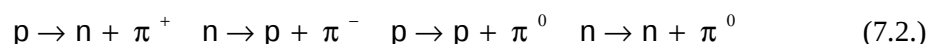
Gyors részecskéknél $\lambda < R_{\text{nukleon}}$ lesz: 5.9-ből számítva pl. $E = 100$ MeV körül a redukált hullámhossz $\sim 0,5$ fm. A nukleonok „letapogatják egymást”, illetve nagyon közel kerülhetnek egymáshoz. A magpotenciál kistávolságú viselkedése megismerhető. Itt két új jelenség lép fel. Az egyiknél a szórás kép azt mutatja, mintha lenne egy „kemény mag”: a potenciál $r \sim 0$ környékén *vonzóból taszítóba* megy át. Vagy legalábbis valami megakadályozza, hogy a nukleonok „teljesen közel” kerüljenek egymáshoz. A magban a nukleonok átlagos távolsága $\sim 2,6$ fm (2.13), nagyenergiás szórási kísérletekből a kölcsönhatás sugara $\sim 0,5$ fm-nek adódik. A másik hatás a *töltéscsere*. A szórás képet csak akkor lehet értelmezni kinematikailag, ha a nukleonok töltésüket kicserélve protonból neutron lesz és fordítva. Ugyanis a tömegközépponti rendszerben a szembehaladó nukleonok látszólag hátrafelé szóródnak. Ezek a *kicserélődési erők* a kölcsönhatás kétrészecskés jellegéből erednek: nincs mindegyik minden másikkal kapcsolatban, ami a *telítődési tulajdonságot* magyarázza. A kötési energia 2.11 képletében a térfogati tag A -függése is ezt mutatja.

A nukleonszórásban is teljesül a korábban említett izotópinvariancia. A p - p folyamat $T = 1$, az n - p viszont $T = 1$ és 0 mellett is végbemehet, erősségét csak a T határozza meg továbbra is és nem T_z . Most azonban $T = 1$ esetén a kölcsönhatás erősebb mint $T=0$ -nál.

Nagyobb energiákon a π -mezonok keletkezése nyit új reakciócsatornát a rugalmas szórás mellett: $E_N > M_{\pi^\pm} \cdot c^2 = 139,6$ MeV, vagy $E_N > M_{\pi^0} \cdot c^2 = 135,0$ MeV. A szórás kép tanúsága szerint a magerők függenek a részecskék sebességétől, ami erős ($\mathbf{I} \cdot \mathbf{s}$) spin-pálya csatolást mutat (a nem-centrális jelleg itt is megjelenik).

3. A nukleáris kölcsönhatás fenomenológiája

A nukleonok anomális mágneses momentuma (3.3) magyarázható azok komplex voltával. Fenomenológikus szinten: egyrészt töltött mezonok és „ideális” nukleonokból felépíttetnek gondolható a neutron és a proton. Másrészt a $\pi^\pm$ és π^0 -mezonokkal azonosítható részecskék körülveszik a nukleonokat, amelyek azokat kicserélik egymás között a reakciókban. A kölcsönhatást a pionok *közvetítik*:



Ennek elméletét Yukawa dolgozta ki 1935-ben. A kvantumelektrodinamika a Coulomb-erőhatást töltött részecskék közötti fotoncserés folyamatként írja le, melynek hatótávolsága végtelen a közvetítő 1-spinű bozon zérus nyugalmi tömege folytán. (Közvetítő kvantumként mindig csak a *Pauli-féle kizárási elv* nem teljesítő bozon szerepelhet, hogy egyik állapotot „átvihesse” a másikba saját jelenlétével.) A nukleonok között cserélt, ugyancsak 1-spinű pion $M_\pi \cdot c^2$ energiaváltozást („bizonytalanságot”) jelent a folyamatban. Maximálisan c fénysebességgel történhet a kicserélődés. A *határozatlansági reláció*ból megbecsülhető a kölcsönhatás r_0 hatótávolsága, „ameddig eljut a pion” Δt idő alatt (a tömeg GeV-ben) :

$$c \cdot \Delta t = r_0 = \hbar / (M_\pi c) = \hbar / c \sim 0,197 / (M_\pi c^2) \sim 1,45 \text{ fm.} \quad (7.3.)$$

Ez éppen a pion redukált *Compton-hullámhossza*, ami számértékében is jól jellemzi a magerőket, a nukleon méretét. A magban a pionok folyamatosan keletkeznek és eltűnnek, amihez a pion-tömegnek megfelelő E energiát biztosítani kell. Igazából az energiamegmaradás sérül a kölcsönhatás közvetítése közben, de csak a *határozatlansági elv*nek megfelelő $\Delta t \sim \hbar / E \sim 4,7 \cdot 10^{-24}$ s idő alatt megengedett fluktuációként. A Coulomb-erőknél a potenciál $U(r) = kq/r$, és $k = 1/(4\pi\epsilon_0)$. Yukawa számítása szerint a magpotenciál sokkal erősebben függ a távolságtól:

$$U_0(r) = g \cdot e^{-r/r_0} / r \quad (7.4)$$

Itt g a „magerő-töltés”. Yukawa elméletében a bozon közvetítő hipotetikus részecskeként jelent meg eredetileg. A pionokat Powell 1947-ben fedezte fel..

A közvetítő bozonok tömegétől, illetve számától függ az erő hatótávolsága. Ezért $r < 1$ fm tartományban a *több-pion* (vagy nehéz mezon) cserés folyamatok dominálnak; $1 \text{ fm} < r < 2$ fm között *két pion cseréje* történik, $r > 2$ fm esetén az *egypionos* kölcsönhatás megy végbe.

A magerők tulajdonságai a kísérleti tapasztalatok tükrében:

(7.5)

- (i) Nagyon erős
- (ii) Alapvetően vonzó jellegű
- (iii) Rövid hatótávolságú
- (iv) Telítés
- (v) Nagyon kis távolságoknál erősen taszító
- (vi) Spin-függés
- (vii) Spin-pálya kölcsönhatás
- (viii) Nemcentrális, tenzorjellegű komponense is van
- (ix) Töltésszimmetria az n - n és p - p kölcsönhatásban
- (x) Töltésfüggetlenség (izospininvariancia)
- (xi) Kicserélődési tulajdonság

Megjegyzendő azonban, hogy az erős kölcsönhatásnál az izospin-szimmetria kis mértékben sérül az u - és d -kvarkok tömegének különbözősége és kvark–elektromágneses effektusok miatt.

A nukleon-nukleon kétrészecske potenciál legfontosabb elemei:

$$U(r) = U_0(r) + U_1(r) \cdot (\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2) + U_2(r) \cdot [3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r})/r^2 - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2] + U_3(r) \cdot (\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) \quad (7.6.)$$

1: spin-spin csatolás, 2: tenzor-jelleg, 3: spin-pálya kölcsönhatás

Szokták külön feltüntetni a spin mellett a t izospin tagokat is az 1.- 2.-höz hasonlóan. A kicserélődést leíró részt pedig a fenti 4 tagra ható felcserélési operátorral szorzott formában adják meg.

A magerők mikroszkópikus természetét a részecskefizika színekölcsönhatás elmélete, a nukleonok szerkezetét a kvark–gluon-leírás adja meg.

III. NUKLEÁRIS ENERGETIKA

A magreakciókban, radioaktív bomlásban felszabaduló energia néhány MeV, a maghasadásban ~ 200 MeV. Ez a mindennapi életben megszokott, makroszkópikus értékeknél (joule) $\sim 10^{13}$ – 10^{11} -szer kisebb. *Rutherford* 1937-ben abban a tudatban halt meg, hogy a nukleáris energia a tudományos kereteken túlmenően nem játszhat szerepet. Ugyanakkor az atom- és molekulafizikában milliószor kisebbek a kötési energiák, az égésben mégis jelentős hő szabadul fel. Vagyis egy önfenntartó láncreakcióban Loschmidt-számnyi részecske vesz részt, ami makroszkópikussá teszi a folyamatot. Közben 1934–35-től kezdve szaporodtak az akkor még nem helyesen értelmezett kísérleti eredmények a neutronok által kiváltott atommaghasadásra ...

8.§ Neutronfizika

Chadwick 1932-ben a protonokkal közel azonos tömegű, semleges részecskéknek tulajdonította az ólmon könnyen áthatoló, hidrogéntartalmú közegből protont kiváltó sugárzást, amit a ${}^9\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^{12}\text{C}$ reakcióból nyert. A *neutronnak* elnevezett részecskék tömegére azt kapta ütközési kísérletekből, hogy $M_n > M_p$ (2.§.2.c). *Rutherford* 1920-tól kezdve „várta” ezt a semleges részecskét az atommag felépítéséhez. *Heisenberg* és *Tamm* 1932-ben megalkotta a Z protonból és $N = A - Z$ neutronból felépített atommag elméletét.

1. Alaptulajdonságok

A neutronra vonatkozó mennyiségek mérése nehéz, de éppen ezért izgalmas feladat. Nyugalomban lévő szabad neutron céltárgy nincs, csak nagyon lassú, „hideg” neutronokból álló „gáz”. A részecskék előállítására magreakcióban történhet csupán, ami eleve másodlagos, véges hatáskeresztmetszetű folyamat: kicsi a részecskeáramsűrűség (pl. a hidrogén ionizációjával könnyen előállítható protonok szinte tetszőlegesen nagy áramához képest), ráadásul nem kollimált nyalábban keletkeznek. A neutronok detektálása szintén csak magreakcióban történhet, azaz közvetve, kis valószínűséggel. A magreakciók hatáskeresztmetszete viszont a Coulomb-gát hiánya miatt nagyon nagy. A magról nyerhető információk és az alkalmazási lehetőségek rendkívül sokoldalúak. Ezért van a magfizikán belül külön *neutronfizika* „tudomány” és fejezet.

a) Energiatartományok. A neutronok magreakciókban keletkezvén azok kinematikája szerint meghatározott energiával rendelkeznek (1.8). A MeV-keV-es tartományba esők a *gyors neutronok*. Az $\sim \text{eV}$ intervallumba a *rezonancia* neutronok tartoznak. A kondenzált anyagú közeggel való kölcsönhatásban a *n-p* szórás révén termikus egyensúly alakul ki és „neutrongáz” keletkezik, ami (a töltött részecskékkel ellentétben) hosszú ideig fennmaradhat. A *Maxwell-eloszlású* energiaspektrum legvalószínűbb értéke $E = kT$, amihez 300 K foknál $E \sim 0,025$ eV tartozik. Az ilyen energiájú *termikus neutronok* átlagsebessége 2200 m/s, hullámhossza $\sim 1,888 \cdot 10^{-8}$ cm. Egyensúlyban csak diffúzió van, amíg a neutron be nem fogódik valamelyik atommagba. A *Maxwell-eloszlás* kisenergiájú (és kisintenzitású) nyúlványát nagyon alacsonyenergiájú neutronok töltik ki. Ha a közeget még hűtik is (pl. cseppfolyós nitrogénnel ~ 77 K-re, vagy folyékony héliummal ~ 4 K-re) és „szűrik” a spektrumot, „ultrahideg” neutronok állíthatók elő reaktor mellett. Sebességük < 1 m/s (!) is lehet. Ezekkel a fundamentális jelenségek vizsgálata könnyebben elvégezhető.

b) Fizikai mennyiségek.

A *neutron tömegét* magreakciókból, kötési energia különbségekből nagy pontossággal meghatározták (2.§.2.c). Az ugyanahhoz a $T = 1/2$ izospin-családhoz tartozó nukleonok

tömegspektruma szerint így a proton az „alapállapot”, a nehezebb neutron „magasabban” helyezkedik el.

A *neutron spinje* $\hbar/2$ értékűnek adódott a kísérletek szerint: orto- és parahidrogénen való szórás, mágnesezett tükrőről diszkrét szögekben való visszaverődés, *Stern–Gerlach*-féle mérés a neutronokra. Az atommagok eredő alapállapotú impulzusmomentumai ezzel az értékkel értelmezhetők.

Elektromos töltés. A neutron semlegessége az atom-, atommag felépítéséből és a töltésszimmetriából nagy pontossággal igazolható. Kísérleti felső korlát: $q_n < 10^{-13}e$. A mezon-felépítés (7.2) a semlegességet csak időátlagra „garantálhatja”: az *elektron–neutron* kölcsönhatás potenciálját neutronoknak kristályokon történő szórásából $U_{n-e} = (3900 \pm 400)$ eV-nak mérték.

Elektromos dipólmomentum. A paritásértés szempontjából fontos kérdés tanulmányozása ultrahideg neutronokkal különösen kedvező. Elektromos térben való periódikus eltérítésből az (1.2)-ben definiált $p_n < 10^{-8}$ fm. A P (és T) szimmetria sérülésének (5.§.3e) mértékét a nukleonhoz való hasonlításból ítéltük meg: $2r_n \sim 2,5$ fm. Elektronra a felső határt $p_e < 10^{-9}$ fm-nek mérték.

Mágneses momentum létezése és anomális értéke (3.3) a nukleonok szerkezetére fontos adat (7.2). Negatív előjele szerint a spinnel ellentétes irányú.

c) *Kölcsönhatások*

Az *elektromágneses kölcsönhatás* jellegzetességei a töltés és a momentumok alapján ítélték meg az előbbieket alapján. Fontos tulajdonság: a neutronnak semlegessége ellenére negatív előjelű mágneses momentuma van.

Erős kölcsönhatás: a protonokkal együtt résztvesz az atommagok felépítésében, reakcióiban.

Gyenge kölcsönhatás. A szabad neutron β^- -bomlása az 5.13 séma szerint protont eredményez ($Q_\beta = 782,354$ keV, 2.§.2c). Felezési idejének meghatározása állandó neutronsűrűségű térfogatban a bomlástermékek számlálásával történhet. A H-gáz felhalmozódásának mérése pontatlan módszer. A protonok, elektronok (esetleg gyorsítás utáni) detektálása, illetve mindkettő egyszerre (koincidenciában) történő észlelése révén nyert eredményekből: $\tau = 885,7 \pm 0,8$ s, $T_{1/2} = 613,9$ s.

A *gravitációs kölcsönhatást* ultrahideg neutronok vízszintes hajításhoz hasonló kísérletével igazolták. A g -gyorsulást hibahatáron belül visszakapták.

2. Neutronforrások

A *(töltött részecske, n)* és (γ, n) magreakciók a maghasadással együtt elvben alkalmasak neutronok előállítására. A protonokhoz, α -részekhez hasonló minőségű kísérletek nagy fluxussűrűséget, jól ismert (lehetőleg monoenergetikus) energiaeioszlást kívánnak. Jól kollimált nyalábot rendkívül nehéz előállítani. A kísérletek annyiban egyszerűbbek, hogy többnyire nem szükséges vákuumkamrába helyezni a céltárgyat és a detektor(oka)t. Ugyanakkor jelentős nehézséget okoznak a nem kívánt neutronok, melyek forrásai: szóródás a laborban, a forrásban, a céltárgyban és a detektorban; a gyorsító technikai alkatrészein bekövetkező neutron-termelő folyamatok; a forrás-reakció mellett fellépő más folyamatok neutronjai. A neutronok rugalmatlanul is szóródnak az atommagokon, ami erős γ -hátteret okoz az amúgy is kis hatásfokú, fotonokra érzékeny neutrontetektoroknak.

A neutronenergiát a 6.4 képletből lehet kiszámítani. Értéke függ a kilépés irányától is: tehát nemcsak a bombázó energiával lehet változtatni, hanem a szöggel is. A szögeloszlást a „magfizika” határozza meg. A Coulomb-gát miatt elsősorban a könnyű elemek izotópjait lehet alkalmazni céltárgyként.

a) (α, n) reakciók. A leggyakrabban használt folyamatok (a céltárgy %-os izotópgyakoriságával):

${}^7_3\text{Li}_4$ (92,5%)	Q= -2,79 MeV; gerjesztett állapotok miatt több n-csoport;
${}^9_4\text{Be}_5$ (100%)	Q= 5,71 és 1,27 MeV, több gerjesztett állapot is;
${}^{10}_5\text{B}_5$ (19,9%)	Q = 1,07 MeV; több gerjesztett állapot;
${}^{19}_9\text{F}_{10}$ (100%)	Q = -1,928 MeV, több gerjesztett állapot.

Az α -részecskéket kezdetben radioaktív források szolgáltatták, ma gyorsítók. Néha szükség van ma is „radioaktív n-forrásra”: terepen, hordozható eszközökben. Ilyenkor a ${}^{239}\text{Pu}$ ($T_{1/2} = 24110$ év, $E_\alpha = 5,2$ MeV); ${}^{210}\text{Po}$ (138,4 nap, 5,4 MeV); ${}^{241}\text{Am}$ (432,2 év, 5,6 MeV); ${}^{226}\text{Ra}$ (1600 év, 4,8 MeV) α -források anyagával keverik el a céltárgyanyagot. Ezek „végtelen vastagok”, így a neutronspektrum folytonos eloszlású lesz egy maximális értékig, amit az E_α határoz meg. Gyakrabban használatos n-források: Pu-Be, Pu-Li, Am-Be.

b) (p,n) források. Ezeknél a megfelelő energiájú töltött részecskéket gyorsítóknál állítják elő. Néhány, gyakrabban alkalmazott magreakció:

${}^3\text{H}$ (12,33 év)	Q= -0,764 keV teljesen monoenergiás n-forrás;
${}^7\text{Li}$ (92,5%)	Q= -1,646 keV, gerjesztett állapotok.
${}_{74}\text{W}$ (term.)	Spalláció: $E_p \sim 1$ GeV, szétaprózódás sok n-ra, $\langle E_n \rangle \sim 3$ MeV.

c) (d,n) folyamatok. Gyorsítókkal főleg a következő reakciókat alkalmazzák:

${}^2\text{H}$ (0,015%)	Q= 3,266 MeV, monoenergiás Q= -4,5 MeV-ig
${}^3\text{H}$ (12,33 év)	Q=17,586 MeV.

A deutérium és trícium céltárgy gázként vagy fémbe abszorbeáltatva készül. Az előbbi nehézvíz-jégként is alkalmazzák.

A részecskegyorsítókkal változtatható energiájú, folyamatos- és impulzusüzemű, nagy intenzitású neutronforrások építhetők. A „[Kinematika](#)” táblázatban a neutronforrások kinematikája tanulmányozható.

d) Magfotoeffektussal (γ, n) források készíthetők. A természetes radioaktív anyagok közül a ${}_{90}^{232}\text{Th}$ sorában van a legnagyobb energiájú foton, 2614,5 keV. A deutériumnál $S_n = 2,22457$ MeV a kötési energia. Mesterséges radioaktív forrásokkal sokfajta monoenergiás n-forrás képezhető. Elektron gyorsítókkal folytonos fékezési sugárzás kelthető, ami (γ, xn) forrásként alkalmazható. Ekkor a n-spektrum folytonos. Hátrány a nagy γ -hátér.

e) Atommaghasadás neutronok, fotonok révén kelthető nagy hatáskeresztmetszettel, főleg az U és Pu izotópjain. Folytonos a n-spektrum, $\langle E_n \rangle \sim 2$ MeV. Reaktorok nagy-intenzitású forrásként alkalmazhatók. Spontánhasadó („radioaktív”) n-forrás a ${}_{98}^{252}\text{Cf}$ ($T_{1/2} = 2,645$ év α -bomlásra; elágazási arány: α 96,908%, hasadás 3,092%).

3. Neutronok által indukált magreakciók

Az erős kölcsönhatás tisztán ezeken a folyamatokon észlelhető. A neutronok által létrehozott folyamatok közül a 6.3–4–5 ábrák mutatnak be néhányat. A termikus tartományban kis rendszámoknál az (n, α), (n,p), (n, ${}^3\text{H}$), (n, ${}^3\text{He}$), közepes és nagy tömegszámoknál inkább az (n, γ), nehéz elemeken az (n, γ) és hasadás folyik le nagy hatáskeresztmetszettel. (Ez nagy energián a szórt neutron háttér okozta hamis reakciósebességhez vezethet.)

A rugalmas n - p-szórás gerjesztési függvénye nagy pontossággal mérhető, standardként használatos a többi folyamathoz. A ϕ szögben meglökött proton energiája: $E_p = E_n \cdot \cos^2 \phi$. A szögeloszlása $E_n \sim 10$ MeV-ig izotróp. Így a protonnak „téglalapspektruma” lesz. Ez a folyamat nagyon fontos a neutron-lassításban. Nagyenergián az ütközés rugalmatlanná válik mezonok keletkezése folytán. Az (**n,töltött részecske**) folyamatok gerjesztési függvényét a Coulomb-gát és az E_n viszonya befolyásolja. Nagy rendszámú nuklidokon lecsökken a hatáskeresztmetszet, melynek értéke az (n,p) és (n, α) reakcióra a legnagyobb. Hasonló folyamatok-

kal lehet a neutronokat észlelni. A „[Kinematika](#)” táblázattal a folyamatok energiaviszonyai tanulmányozhatók.

Az (n, γ) sugárzásos befogás termikus és rezonancia ($\sim eV$) neutronokra nagyon nagy hatáskeresztmetszetű ($\sigma^{135}\text{Xe} = 2,6 \cdot 10^6$ barn, $Q > 0$). Az előbbi tartományban $\sigma(n, \gamma) \sim 1/v_n$ („ $1/v$ -törvény”), az utóbbiban $\sim 1/E_n$. Éles rezonanciák jellemzik itt, nagy energiákon viszont $\sigma \sim mb$ és sima függvény. A nehéz magokon az előbbi csatorna konkurrens az $(n, \text{hasadás})$.

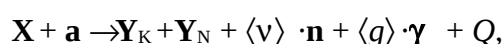
9.8 Maghasadás és energiatermelés

A nehéz atommagokban az egy nukleonra eső kötési energia $\sim 7,6$ MeV. Ha két közepes nuklidra hasad, akkor $\sim 8,5$ MeV (2.6 ábra). Ez a különbség az ${}_{92}^{235}\text{U}$ esetén ~ 205 MeV-et ad, ami „felszabadulhat” a részek kinetikus energiájaként. Lefékeződve a közegnek (uránnak és környezetének) adódik át ez az energia, ami melegít. Egy atommagból nem sok, de $1\text{ g } {}^{235}\text{U}$ -ból már $22,8$ MWh energia termelhető, ami 2400 kg szén elégetéséből származó hőnek felel meg. A Paksi Atomerőmű hazánk villamosenergia termelésének 40% -át adja CO_2 és egyéb szennyezés nélkül ...

1. A maghasadás fizikája

A transzuránok kutatása során 1938-ban neutronnal besugárzott uránban Ba, La, Ce elemet azonosított Hahn és Strassmann. Értelmezésük szerint az *uránmag hasadását* észlelték. A jelenség a magfizika csúcspontja ...

a) Kísérleti adatok. A hasadás mint magreakció:

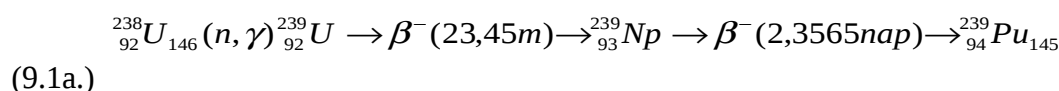


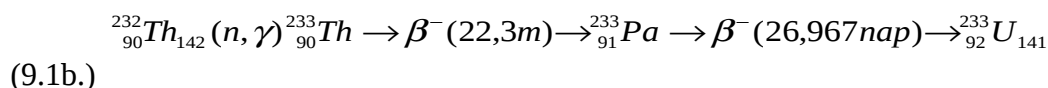
ahol $\mathbf{Y}_i$ a két, könnyű és nehéz *hasadvány*, $\langle v \rangle > 1$ az egy folyamatban keletkezett azonnali vagy prompt neutronok, $\langle g \rangle$ a prompt fotonok átlagos száma. Az $\mathbf{a}$ bombázó részecske a továbbiakban neutron, ami nem megszorítás a folyamatok értelmezésénél. A *spontán hasadás* a radioaktivitás egyik formájaként fordul elő a nehéz magoknál.

Az ${}_{92}^{235}\text{U}_{143} + n \rightarrow C^*$ magban $N/Z = 1,565$. A neutronfőlöslég a stabilitáshoz szükséges. A *hasadványokban* egy A izobár stabil magjában ez az arány kisebb: $A_N = 134$, $Z = 54$ (Xe): $1,48$, $A_K = 98$, $Z = 42$ (Mo): $1,33$. A kibocsátott $\sim 2,4$ neutron ezt nem befolyásolja. A *hasadványok* (fragmentumok) neutronfőlösléggel keletkeznek tehát: β^- -bomlók, magasan gerjesztett állapotúak. A neutronemisszió utáni magokat *hasadási termékeknek* nevezik. (A prompt neutronok egy része együtt keletkezik a hasadványokkal, másik része ezekből emittálódik.) A *hasadási termékek tömegeloszlása* jellegzetesen aszimmetrikus a 9.1. ábrán látható módon. Egy $(A; Z, N)$ nuklid kétféleképpen keletkezik: *független módon* a hasadásban közvetlenül, és β^- -bomlással a megelőző(k)ből: *kumulatív úton*. Ezek együtt adják a fenti eloszlást. (A *prompt keletkezést* nehezebb vizsgálni; eloszlásának alakja hasonló, csak a neutronemisszió miatt el van tolódva a görbe.) Egy $A = \text{konst.}$ mentén a Z *töltéseloszlás* Gauss-függvénnyel írható le.

A *hasadási reakció gerjesztési függvénye* szerint a $\sigma_f \sim 1/v_n$ a termikus tartományban, $\sigma_f \sim 1/E_n$ az eV-os neutronokra. A céltárgy nuklidok két csoportja különböztethető meg:

- (i) *hasadóképes* („fisszilis”) nuklid: termikus neutronok hasadást idéznek elő;
- (ii) *szaporító mag* („fertilis”): csak gyors ($\sim \text{MeV-es}$) neutronra hasad el, de termikus neutronokkal (n, γ) reakcióban új *hasadóképes anyagot* képes előállítani:





Természetesen, a közbenső lépésben is bekövetkezhet radiációs neutronbefogás és újabb nuklidok keletkeznek.

A hasadóképes magokat jellemezni lehet az $\alpha = \sigma_{\gamma} / \sigma_f$ viszonyzámmal. Ugyanis az (n, γ) reakció elfogyasztja azokat a neutronokat, amelyek hasíthatnak volna. Az ^{233}U - ^{235}U - ^{239}Pu -ra rendre $\alpha \sim 0,087 - 0,168 - 0,363$. Az ^{235}U 0,72%, az ^{238}U 99,28 %-os izotópgyakoriságú a természetes uránban. Az ^{233}U -nak a nukleáris fűtőanyagciklusbeli különleges voltára *Teller Ede* hívta fel a figyelmet. A hasadási gerjesztési függvényekre a 6.4–5. ábrák mutatnak példákat.

A tömegeloszlási görbe. A termikus, $E_n \sim 0,025$ eV kisenergiájú neutronok által az $E^* \sim B_n \sim 6$ MeV gerjesztésű közbenső magon létrehozott hasadásra nagyon aszimmetrikus. A 9.1 rajzon láthatóan az $^{236}_{92}\text{U}_{144}$ rendszerben $A_0 \sim 116$ -nál a „völgy” hozama $\sim 0,01\%$, a csúcoké $\sim 6\%$. A $^{252}_{98}\text{Cf}_{154}$ spontánhasadásánál az $A_0 \sim 124$ -hez 0,008%, a maximumokhoz $\sim 6,5\%$ tartozik, 9.2. ábra. Ha 14 MeV energiájú neutronokkal történik a hasítás, vagyis $E^* \sim 20$ MeV, a szimmetrikus hasadás valószínűsége 100-szorosára (!) nő. $E^* \sim 150$ MeV gerjesztésnél csak egy, szimmetrikus csúcs alakul ki. Ugyanolyan gerjesztés esetén a C* mag tömegszámának növekedésével a könnyű csúcs helye a nagyobb tömegszámok felé eltolódik, míg a nehézé alig változik. Ez utóbbi maximuma $A_N \sim 134$ körül van. Az $^{238}_{92}\text{U}_{146} + n$ „gyorshasadó” rendszer tömegeloszlása hasonlít az ^{235}U -éhez az aszimmetrikus/szimmetrikus hasadás arányának a bombázó energiától való függésében. A $^{232}_{90}\text{Th}_{142} + n$ esetén 2 MeV-es neutron bombázó energiánál a völgyben egyértelműen elkülöníthető egy kis szimmetrikus csúcs, amely aztán nagyobb gerjesztésnél kiszélesedik és jelentősen megnő. A $^{226}_{88}\text{Ra}_{138}$ tömegeloszlásában három egyforma nagyságú csúcs jelzi a szimmetrikus és aszimmetrikus hasadás viszonyát. Nagyon kis valószínűséggel „repeszek” is keletkeznek: *hármás hasadás* (He, Li, Be, B,...).

Az elsődleges tömegeloszlás kísérletileg a hasadványok közvetlen észlelésével és online tömegspektrometriával tanulmányozható. A promptneutron-emissziót követő, béta-bomló hasadási termékeket radioaktivitásuk alapján lehet vizsgálni (sugárzás fajtája, energiája, felezési idő). Sokáig ez radiokémiai feladat volt: a mérőberendezések gyenge energia (tömeg) megkülönböztetőképessége miatt először vegyileg el kellett különíteni egymástól a termékcsoportokat. A különösen jó energiafeloldású félvezető gamma-spektrométerek megjelenése forradalmasította a hasadás kutatását és „roncsolásmentes” technikával lehetővé vált a közvetlen izotópszelektív analízis. (Ennek alkalmazott változata a reaktor fűtőelem analízis.)

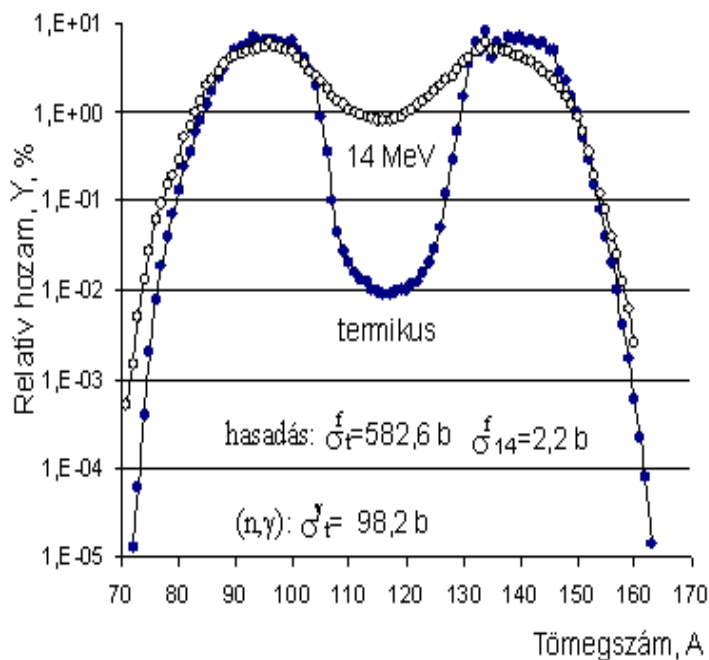
A kinetikus energiaeloszlás is két csúccsal rendelkezik a 9.3. rajzon látható módon: $\langle E_K \rangle \sim 100$ MeV és $\langle E_N \rangle \sim 68$ MeV-nél. Félértékszélességük ~ 12 MeV illetve ~ 20 MeV.

A prompt neutronok energiaspektruma több forrás párolgási eloszlásához hasonlít. Ez az ún. Watt-spektrum, amelynek alakja a 9.4. ábrán látható. Maximuma $\sim 0,7$ MeV, átlagértéke ~ 2 MeV. Az ^{235}U -nél $\langle v \rangle \sim 2,43$ prompt-n/hasadás és nő a C* mag tömegével valamint a bombázó részecske energiájával. Az 1-nél több neutron a *lánreakció* lehetőségét adja!

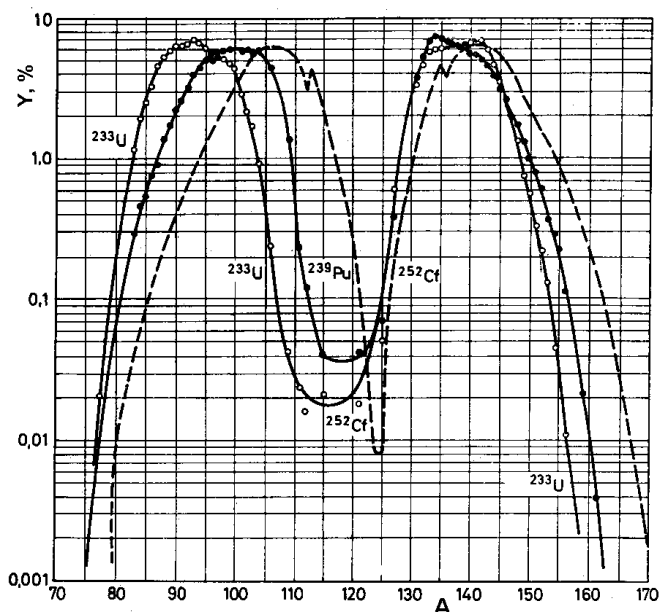
A késleltetett vagy késő neutronok a hasadási termékek β -bomlásával versengenek a nagy gerjesztési energiák elvitelében (2.§.2c, 5.§3c). A felezési idő a β -bomló „előfutár” (precursor, anya) magra jellemző. Mintegy 6 csoportjuk van a 0,2 – 56 s tartományban. A lehetséges előfutárok: $^{87,88,89}_{35}\text{Br}$, $^{94}_{36}\text{Kr}$, $^{137,138,139,140}_{53}\text{I}$, $^{143}_{54}\text{Xe}$, $^{142,145}_{55}\text{Cs}$. $\langle E_n \rangle \sim 0,2 - 0,6$ MeV. ^{235}U -nél 0,0158/hasadás a gyakoriságuk, azaz a promptakhoz az arányuk $\beta =$

0,65%. Alapvetően fontosak a szabályozható láncreakció megvalósíthatóságához! (9.§ 2. fejezet)

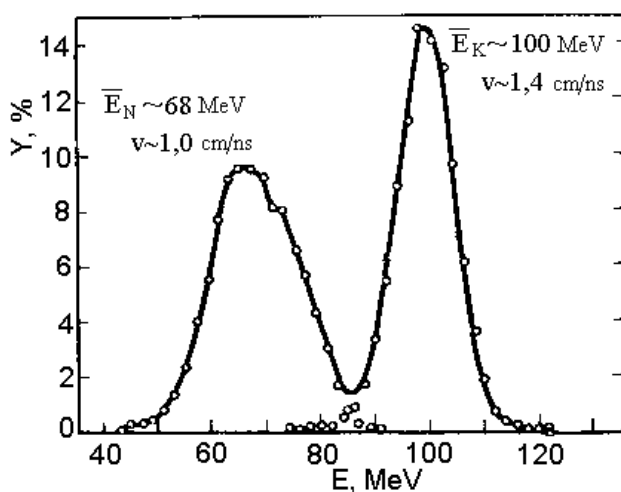
A prompt γ -fotonok száma hasadásonként $\sim 7,4$. Maximális energiájuk ~ 9 MeV, az átlagenergia $\sim 0,7$ MeV.



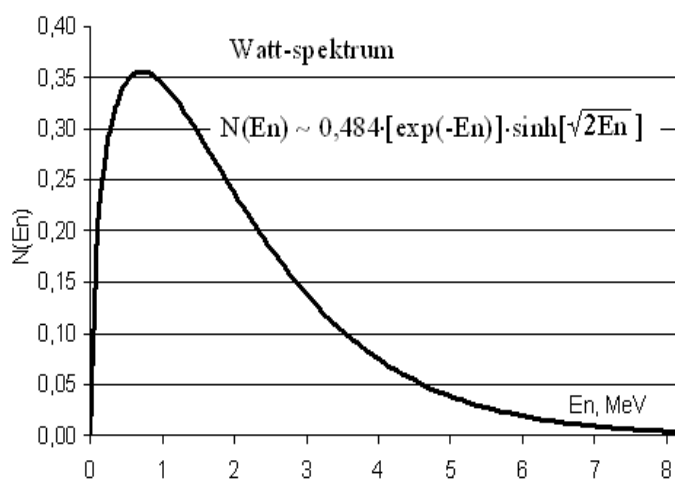
9.1. ábra. Az ^{235}U hasadásának tömegeloszlási görbéje termikus és 14 MeV energiájú neutronokra. σ_f^t , σ_γ^f és σ_f^{14} : termikus hasadási és (n,γ) , valamint 14 MeV-es hasadási hatáskeresztmetszet.



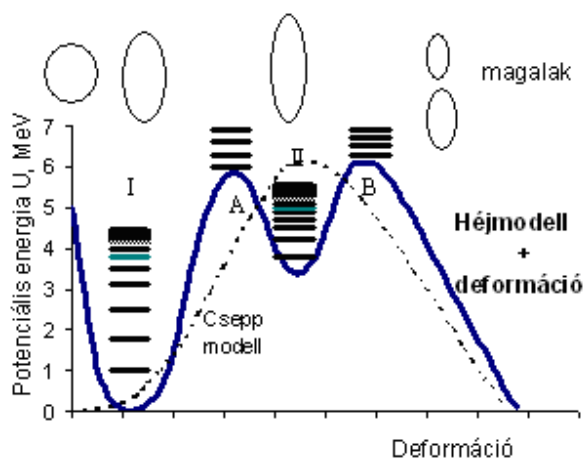
9.2. ábra. Tömegeloszlás különböző termikus hasadó rendszerekre. A spontánhasadó ^{252}Cf mag görbét szaggatott vonal jelöli.



9.3. ábra. Hasadványok kinetikus energia-eloszlása



9.4. ábra. Elsődleges (prompt) hasadási neutronok spektruma



9.5. ábra. A hasadási folyamat a deformáció és potenciális energia nyelvén elmesélve

A maghasadás energetikája.

A hasadásonként felszabaduló	205 MeV eloszlása:
Hasadványok kinetikus energiája	168 MeV
Neutronok	5
Prompt gamma-sugárzás	7
Hasadási termékek béta-bomlása	8
antineutrínók	10
gamma-fotonok	7

b) A hasadás elmélete. A folyamat első leírását *Meitner, Frisch és Bohr* 1939-ben alkotta meg a cseppmodell alapján. A teljes megértést elősegítő fontos eredmények születtek *V.M. Sztrutyinszkij*, majd *A. Bohr és B.R. Mottelson, S.G. Nilsson* kutatásai alapján a deformáció és héjmodell felhasználásával.

A töltött folyadékcsepp modell szerint a gerjesztési energia alakváltozást okoz. Rezgésbe jön a magfolyadék. Az E_C Coulomb-taszítás és az E_F felületi energia arányától függ, szétszakad-e csepp. A 2.6-beli sorfejtésben az alakot az α_2 -paraméterrel jellemezve és $E_F(\text{gömb}) = E_F^0 \sim A^{2/3}$, $E_C(\text{gömb}) = E_C^0 \sim Z^2/A^{1/3}$ felhasználásával

$$\Delta E = E_F - E_C = (1/5) \cdot \alpha_2^2 \cdot (2E_F^0 - E_C^0) < 0: \text{hasadás}$$

$$\text{és} \quad X = E_C^0 / (2E_F^0) = (Z^2/A)/48,4 > 1: \text{hasadás}, \quad (9.2)$$

ahol X a *Bohr-Wheeler hasadási paraméter*. A deformációs α_2 és α_4 függvényében kiszámítható a potenciális energia felület. Ennek völgyében, $\alpha_2 = 0$ -ban stabil a hasadó mag, gömbalakú. Energiaközlésre a kollektív állapotok gerjesztődnek, az egyrészecske-állapotok nem. A deformáció növekszik, a mag a tengelye irányában megnyúlik, piskóta-alakú lesz. A potenciális energia dombon „felmászik” a rendszer. Ennek magassága a B_f hasadási gát. A csúcson „hideg” a mag az egyrészecskeállapotokat tekintve: minden energiát a deformációra, a kollektív szabadsági fokok gerjesztésére használt el. A csúcs után lefelé halad a lejtőn a „hasadás irányában”. A hasadás pillanata előtti alak $X = 1$ esetén gömb: ekkor deformáció nélkül magától szétesik a mag. $X = 0$: két éppen érintkező gömb a (triviális) hasadó rendszer. $X = 0,6$ körül „piskóta” alakú. A 9.2 feltétel csak $Z = 126$ és $A \sim 330$ -nál teljesül. A ma ismert sok nehéz elem izotópjai pedig spontánhasadók! A modell a B_f értékét elég jól közelíti, a páros-páratlan effektust nyilván nem tudja értelmezni. Szimmetrikus tömegeloszlást jósol. Bár az X -hez kapcsolódó kép nem reális, ezt a számot a „hasadóképesség” jellemzésére ma is használják.

Egyesített magmodell a hasadás leírására. A tömegeloszlás aszimmetriája a kis-energiájú hasadásban héjeffektusokra utal. A nehéz csúcs helyének kvázifüggetlensége a hasadó rendszer tömegétől (9.2. ábra) a $Z = 50$, $N = 82$ -es mágikus törzs szerepét mutatja. A könnyű csúcs az $N = 50$ héj közelében van. A nehéz magok kvadrupólmomentumai nagyok, tehát már alapállapotban deformáltak és a 9.5 diagram szerinti I. potenciálgödörben vannak. Az egyes állapotokra az értékek: $Q(^{235}\text{U}, 7/2^-) = 4,55$ barn; $Q(^{238}\text{U}, 0^+) = 13,9$ b; $Q(^{241}\text{Pu}, 5/2^+) = 5,6$ b; $Q(^{242}\text{Am}, 1^-) = -2,4$ b. Gömbtől erősen eltérő alakjuk gerjesztésre tovább nyúlik és az „A” helyzet alakul ki. Az egyrészecskeállapotok „befagyta”, mert az energia deformációra, kollektív mozgásformákra fordítódik. A II. gödörbe jutva viszonylag stabil állapotok alakulnak ki (4.§.4): *alakizoméria*. Ezeket kísérletileg kimutatták. Innen γ -emisszióval bomolhat le a mag, vagy alagút-effektussal elhasad. Tovább deformálva a magot, gát („B”) fölötti hasadás jön létre. Ez a *kettős potenciálgát-modell*. A 9.5 rajz a *cseppmodell* szerinti potenciális energiát szaggatott görbével mutatja. Spontánhasadás az I. potenciálgödörből is alagút-effektussal következhet be. Ennek kicsi a valószínűsége, ami a nagy felezési időt magyarázza. Az aszimmetrikus tömegeloszlás csúcsain a páros-páratlan effektusból származó „csipkék” is magyarázatot nyernek ezzel a modellel. Az is természetes, hogy nagy bombázó energiákon a héj-

effektus szerepe csökken és egyre szimmetrikusabb lesz a tömegeloszlási görbe. Alakja Gauss-függvényhez hasonlít: a mag szétfroccsen, véletlenszerűen rendezve el a nukleonokat atommagokká.

Kísérletileg „gát alatti” hasadással vizsgálják az alakizoméria egyes jelenségeit. A (d,pf) reakciónál a deuteronban kötött neutronnak „negatív” energiája van, amellyel feltérképezhetők az alacsonyan fekvő állapotok. Kettőnél több potenciálgát jelenlétét sikerült kimutatni könnyebb hasadó magokon, pl. a ^{232}Th esetében.

2. Energiatermelés maghasadással

A maghasadás során felszabaduló energia termelésének folyamatosságát, önfenntartó képességét az biztosítja, hogy egynél több neutron keletkezik, és így újabb hasadás jöhet létre. Az égetéssel mint kémiai folyamattal történő energiatermeléshez ugyancsak önfenntartó láncreakció szükséges.

a) Kritikus rendszerek. A hasadásban keletkezett neutronok egy része kiszökhet a makroszkópikus hasadó anyagból (pl. urántömbből). Másik része ugyan befogódik, de nem hasít, hanem pl. (n,γ) reakciót kelt a hasadóképes („fissile”) izotópon éppúgy mint a szaporítón. Ha inhomogén a rendszer, vagyis az urán mellett más anyag is van a térfogatban, akkor az is elnyelheti a neutron. Az összes, nem hasadáshoz vezető folyamatot túlélő $s > 1$ számú neutron valamilyen hatáskeresztmetszettel maghasadást kelt, így további neutronok keletkeznek hasonló jövővel és újabb energia szabadul fel. Számuk az m -ik folyamatban már s^m . Ez a **nukleáris láncreakció**. Ha nincs „fék”, elvileg az összes rendelkezésre álló hasítható atommag elhasad, ami hatalmas energiafelszabadulással járna. Az atommagok száma azonban csökken hasadás és más reakciók révén. Emellett a keletkező energia magas hőmérsékletre hevíti, szétrobbantja az anyagot olyan darabokra, amelyekből már könnyen kiszöknek a neutronok, és így leáll a láncreakció.

A folyamatok egyszerűsítve a következők mennyiségekkel jellemezhetők:

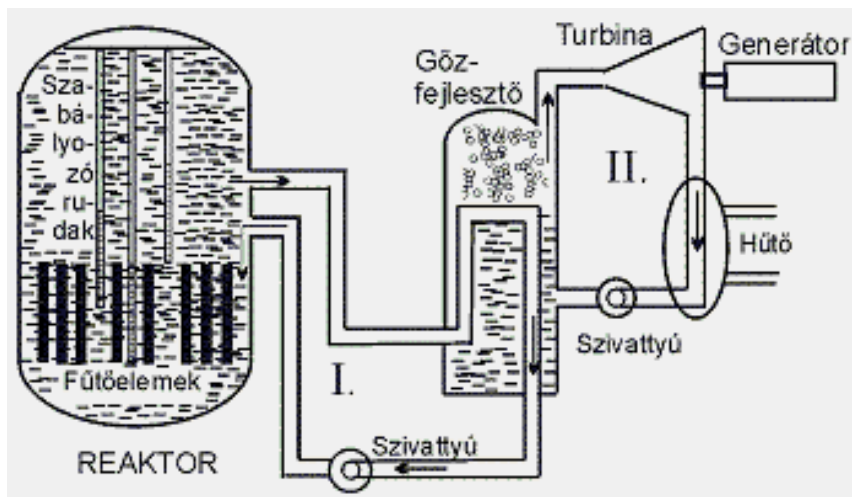
- sokszorozási tényező: két generációra $k = n_i/n_{i-1}$
- reaktivitás: $\rho = (k-1)/k$
- kétszerezési idő: T_{2x} , ez alatt a neutronfluxus megduplázódik
- periódusidő, T_0 , ez alatt a neutronfluxus e-szeresére növekszik. (9.3)

A hasadó anyag, a geometria és a környezet elrendezése miatt a **rendszer**

- szubkritikus: $k < 1$, $\rho < 0$
- kritikus: $k = 1$, $\rho = 0$
- szuperkritikus: $k > 1$, $\rho > 0$
- promptkritikus: $k > 1$, $\rho = \beta$ (késleltetett neutronok aránya). (9.4)

A tiszta, homogén hasadó anyag **kritikus tömege** az eredeti gyorsneutronokra szuperkritikus rendszert hozhat létre (fém- ^{235}U : ~23 kg?). Ezt hosszabb ideig együtt tartva **nukleáris (atom)robbanás** keletkezik. Az „**atombomba**” a kritikus mennyiséget a tárolás során több darabban tartalmazza, amelyeket felhasználáskor egymásba kell lőni. A folyamat gyors beindítására radioaktív neutronforrást is alkalmaznak.

b) Atommagreaktorok. A lánreakció önszabályozott és szabályozott, ellenőrzött módon stacionárius energiatermelésre használható fel a **reaktorokban**. Ez többféleképpen valósítható meg. A legelterjedtebb (~65%) és hazánkban Pakson is alkalmazott **nagynyomású kétkörös, víz moderátoros – vízhűtéses (könnyűvízes)** rendszerben a hasadás által termelt magas hőmérsékletű és nagynyomású víz által fejlesztett gőz hajtja a turbinát, mely a villamos áramot termelő generátort forgatja (9.6 ábra).



9.6. ábra. Atomerőmű elvi felépítése.
Kétkörös, nagy nyomású, könnyűvízes rendszer.

A reakciósebesség (1.15) képletéből következik, hogy a termikus neutronokkal létrehozott hasadás (vagy más hasonló folyamat) nagy hatáskeresztmetszete miatt kevesebb cél-tárgymagra van szükség. A nagyenergiájú neutronok sokkal kisebb valószínűséggel hoznak létre reakciót, ezért sok anyagot kell besugározni. Az $^{235}\text{U}(n,f)$ folyamatra $\sigma_{\text{gyors}} \sim 6$ barn hasadási spektrumú neutronok esetén, ami kb. 1/100 része a termikusénak (9.1. ábra). A moderátoros reaktorokban tehát kevesebb ^{235}U -re van szükség az önfenntartó folyamathoz mint egy atombombában, ahol nincs lehetőség hatalmas mennyiségű lassító közeg használatára. Ezért a gyors neutronos bombák nagy dúsítású, >90 % ^{235}U tartalmú üzemanyagot igényelnek. (Gyors reaktorok is működnek, de ezeknél elegendő 20–40 %-os dúsítású fűtőelemet használni.)

A neutronlassítást a 8.§3 szerint a leghatékonyabban a protonokkal lehet elvégezni. A közeg atomjaival termikus egyensúlyba kerül és átlagenergiája $E_n \sim kT$ lesz ($k=8,6173 \cdot 10^{-5}$ eV/K). Ez 300 K fokon $\sim 0,025$ eV, a sebesség $\langle v \rangle = 2200$ m/s. Hogy az izotóparány a szükséges $\sim 3,5\%$ legyen, az uránt *dúsítani* kell (termodiffúzióval, centrifugálással vagy lézergyújtással válogatással). A dúsított, ~ 2700 C olvadáspontú uránoxid-kerámia tabletták $\sim 2,5$ m hosszú cirkónium *üzemanyagcsövek*be kerülnek, amelyeket *fűtőelemkazetták*ba rendeznek. Az *aktív zóna* a hasadóanyagon kívül a moderátort is magában foglalja, amely *hűtőközegként* és *hőhordozóként* is szolgál. Ez utóbbi (~ 300 C, 125 bar) *zárt* csőrendszerben szivattyúval keringtetve jut el a hőcserélőbe, azaz a *gőzfejlesztő*be. A reaktor és a csatlakozó csőhálózat a főkeringtető szivattyúval alkotja a *primerkört* („I.” a 9.6 ábrán), míg a turbina gőzellátó rendszere a kondenzátátó hűtővel a *szekunderkör* („II.”). Ez a leválasztás nagy biztonságot jelent az esetleges radioaktív környezetszennyezéssel szemben.

A „kóbor”, spontánhasadásból (vagy más forrásból) származó neutronok indíthatják el a láncreakciót. A leállást és a reaktivitás gyors változtatását *szabályozó rudak* mozgatásával végzik. A neutronok keletkezése, a hasadás bekövetkezése, a moderálás statisztikus ingadozásnak kitett folyamatok. A prompt neutronok a hasadás pillanatában keletkezve a 10^{-16} s időskálán ingadoznak. A termalizáció $10^{-5} - 10^{-3}$ s-os ideje sem teszi lehetővé a reaktivitás szabályozását mechanikus módszerekkel. A 0,65 %-ban jelenlévő *késleltetett neutronok* az 1 – 50 s tartományra „hozzák le” a beavatkozási időt. $p=0,001$ esetén $T_{2X} \sim 60$ s, $p = 0,003$: $T_{2X} \sim 10$ s, $p = 0,006 \leq \beta$: $T_{2X} \sim 0,2 - 0,8$ s.

c) Az energiatermelés biztonsága. A reaktorbiztonságnak több szintje van. Az *önszabályozás* két formában valósul meg mint *belső biztonság*. *Magfizikai*: a hasadás hatáskeresztmetszete csökken, ha a neutronok átlagos energiája nő. Ez akkor következik be, ha valami miatt a hőmérséklet (teljesítmény) növekszik. A *negatív visszacsatolás* folytán a reaktivitás csökken, a láncreakció megszűnik. *Reaktorfizikai* önszabályozást a moderátor és anyaga, a fűtőelemek elhelyezése, az üzemmód biztosíthat – a típustól függően. A Pakson is

üzemelő nyomottvizes reaktorokban a hőmegfutás miatt a moderátor hőmérséklete nagyobb, a sűrűsége kisebb lesz (forrásnál még inkább). Mindkettő a termikus neutronháztartást befolyásolja kedvezőtlenül: nő az energia, kevesebb lesz a lelassított részecske. A negatív visszacsatolás lecsökkenti a reaktivitást, és a láncreakció leáll.

Az önszabályozásra jó példa az Oklo-i (Francia Gabon) uránbánya körül felfedezett *ősreaktor*. Az urán izotópösszetétele ma: 0,72 % ^{235}U és 99,28 % ^{238}U . Az 5.3. táblázat adataiból kiszámítható, hogy a felezési idők jelentős eltérése folytán a kb. 3 %-os dúsítás $\sim 1,8 \cdot 10^9$ évvel ezelőtt még rendelkezésre állt egy könnyűvizes reaktor működéséhez. Ha a valamilyen bemélyedésben lévő uránércet víz borította be, akkor a megnövekedett termikus neutronfluxus hatására beindult a láncreakció. A keletkezett hő elpárologtatta a vizet, mire a folyamat önmagától megszűnt. Újabb „vizes” időszakban megint beindult a láncreakció, majd ismét leállt a „reaktor”. Számítások szerint mintegy $10^5 - 10^6$ évig működhetett kb. 25 kW teljesítménnyel (kisebb kutató-oktató-kísérleti reaktor jellemző adata). A környéken talált uránban az ^{235}U „csupán” 0,717 %-os előfordulása, hosszú felezési idejű hasadási termékek jelenléte, illetve a $^{142-150}\text{Nd}$ -izotópok maitól eltérő aránya vezetett az „Oklo-jelenség” felfedezéséhez.

A *külső biztonságot* a zónába bevihető (vészhelyzetben automatikusan, gravitációsan beejthető) *biztonságvédelmi és szabályozó rudak* adják (9.6 rajz). Ezek nagy neutronelnyelő hatásuk révén lecsökkentik a reaktivitást (kadmium, bór, acél). Ugyanakkor a neutronteret nagyon inhomogénné teszik. Bórsav vizes oldatát adagolva a moderátorba egyenletesen, a fűtőelemek helyén is csökken a neutronfluxus. Ezt a homogén szabályozást alkalmazzák a teljesítmény állandó szinten tartásához. A működés kezdetén ugyanis még sok az üzemanyag, ami idővel „kiég”. A neutronelnyelő oldat induló koncentrációját fokozatosan csökkentik az éves működés során. A kiégett fűtőelemeket 1 – 1,5 évente kicserélik.

A reaktor semmilyen körülmények között nem válhat atombombává! A legnagyobb működési hiba a hűtés megszűnéséből származhat, amit csőtörés, tartálytörés okoz. A rendszer ilyenkor automatikusan leállítja magát a külső és belső szabályozás révén, illetve póthűtést indít. A magas hőmérséklet miatt a fűtőelemrudak felnyílhatnak, esetleg a zóna megolvad. Radioaktív szennyezés kerülhet ki a tartályba vagy a reaktorterembe. A hermetikus védelmek, betonfalak megakadályozzák a külső környezetszennyezést. Kémiai robbanást okozhat magas hőmérsékletű fém felületen a vízbontásból keletkező hidrogén-oxigén gáz-elegy, a „durranógáz”.

Az eddig bekövetkezett angol, amerikai és szovjet *reaktorbalesetek mind a működtetés során elkövetett emberi hibákból származtak*: az automatikus védelmi- és hűtőrendszer lekapcsolása, a biztonsági rendszer tudatos kiiktatása, az üzemeltetési szabályok megszegése volt az ok. A csernobili katasztrófában (1986) az is közrejátszott, hogy a csatorna-típusú, grafit-moderátoros, vízforraló típusú zóna *reaktorfizikai biztonsága* eleve kisebb mint a vizes reaktoroké: pozitív visszacsatolású. Ám itt is nagyon komoly védelmi rendszert kellett hatás-talanítani, tönkretenni a balesethez. Az ilyen típusú reaktorokat *Teller Ede*, a „reaktor-biztonság atyja” kemény harcának eredményeképpen állították le korábban az USA-ban és a többi nyugati országban.

A biztonságos energiaellátás fontos elemei a hasadással üzemelő atomreaktorok. Részarányuk a villamosenergia-ellátásban világszerte 17 %, hazánkban 40% (EU: 36%, Franciaország: 87%). Az atomerőművek *nem szennyezik a környezetet*. A radioaktív kibocsátás a természetes háttérhez képest elhanyagolható. A kiégett fűtőelemek, illetve fel nem használható anyagaik kezelése viszont kétségkívül nagy probléma. Erre már van több biztonságos megoldás, amelyeknek rutintechnológiává fejlesztése elhatározás és pénz kérdése. Zárt üzemanyag ciklus esetén a kiégett fűtőelemeket feldolgozzák, a hasznosítható hasadóanyagokat kinyerik és újra felhasználják, a többit megfelelő eljárással eltemetik. Nyílt folyamatban a reaktorokból kikerült kazetták hosszú felezési idejű anyagai végleges tárolásra kerülnek.

A szént, szénhidrogéneket égető erőművek CO₂ emissziója az üvegházhatás fokozásával globális felmelegedést okozhat; más káros anyagaik savas esőt, egyéb szennyezéseket eredményeznek. A szénerőművek mindezen felül jelentős radioaktív kibocsátással terhelik a környezetet: a szenek aktivitása 100-300 Bq/kg az U, Ra, Th, K tartalom miatt (füst; pernye, salak – bedúsulás ... építőanyagok!?). Egy jól működő atomerőmű egységnyi megtermelt energiára mintegy 6000-szer kevesebb radioaktív anyagot bocsát ki, mint egy szénrel üzemelő egység.

d) A Paksi Atomerőmű. Nyomottvizes, vízmoderátoros-vízhűtéses típusú reaktorokból épül fel (VVER-440/213 típus, orosz tervezés, nemzetközi kivitelezés). A négy egység eredeti hőteljesítménye egyenként 1375 MW, elektromos teljesítménye 440 MWe (hatásfok ~ 32%), korszerűsítés után ~500 MWe. A reaktortartály teljes hossza mintegy 21 m, legnagyobb átmérője 4 m. Az aktív zóna 2,5 m magas (az urántöltet hossza), átmérője 3 m. A 300 C hőmérsékletű, 125 bar nyomású vizet a 6 ágból álló primerkörben mozgatják a hidegágakban működő főkeringtető szivattyúk. A szekunderkörbeli két turbogenerátort 3-3 gőzfejlesztő látja el a keletkező 47 bar nyomású gőzzel (hőmérsékletkülönbség a primerkörben 31 C, a szekunderben 23 C). A 42 tonna uránból álló ösztöltés maximális dúsítása ²³⁵U-ban ~ 4%. Az üzemanyag 349 darab hatszög-alakú acél kazettában, ezen belül 126 darab ZrNb(1%) anyagú fűtőelemcsőben van ~10 mm hosszú és 8 mm átmérőjű, középen fúrtos uránoxid-kerámia tabletták formájában. Maximális fűtőanyagkiégés ~30 MWnap/kgU. A szabályozó rudak száma 37. A kezdeti reaktivitástartalék 18 %. A teljesítménysűrűség az aktív zónában 83 kW/liter, a fűtőelemen 39 W/cm. Évi működés ~7900 óra. Az első blokkot 1982. decemberében helyezték üzembe. A közeljövő fontos feladata a 20 éves üzemidő hosszabbítás az I. blokkra. Az ország távlati energetikai helyzete miatt felmerült két új, 1000 vagy 1600 MWe egység építésének terve.

[Felépítés, adatok, fényképek.](#)

<http://www.atomeromu.hu>

e) Fejlesztési irányok

A még működő energiatermelő reaktoroknál a teljesítmény növelhető a zóna optimalizálásával (dúsítási arány növelése, elrendezés, neutronter homogenizálása), és a turbogenerátorok modernizálásával. Amennyiben a biztonsági követelmények teljesíthetők, az eddig 30 – 40 évre tervezett reaktorok élettartamát további 20 évre meg lehet hosszabbítani. Ezeket a lehetőségeket sok helyen (így Pakson is) kihasználják.

A jelenlegi atomerőművekben un. *II. generációs reaktorok* működnek. Ezeknek a 10-szeresre növelt biztonságú, gazdaságosabb, rövidebb építési idejű változatai jelentik a *III. generációt*. Ezek kifejlesztése, tipizálása megtörtént, építésük elkezdődött Európában. Magyarország tervezi két ilyen egység (1000 vagy 1600 MWe) építését.

A *IV. generációs reaktorokkal* kapcsolatos kísérletek és tervezési munkák nemzetközi együttműködés keretében folynak több irányban. Mindenhol alapvető cél a biztonság még további fokozása, a hatásfok növelése, a fajlagos építési költségek csökkentése, az építési idő lerövidítése, a nagyaktivitású hulladékok (elsősorban az aktinidák) mennyiségének csökkentése. A nyomottvizes reaktorok továbbfejlesztése a *szuperkritikus állapotú vízzel* hűtött berendezések irányában történik a nagyobb hatásfok eléréseért. A *nagyon magas hőmérsékleten működő reaktor* a hőn és villamosenergián kívül hidrogént is termel majd. A moderátort nem tartalmazó, un. „gyorsreaktorok” közé tartozó *gázhűtéses* berendezések új változatai nagyobb teljesítményűek lesznek, továbbá a technológiai célokra használható hő mellett elektromos energiát is szolgáltatnak és hidrogént is előállítanak. A már régóta használt, eddig főleg kísérleti célú, *nátriummal hűtött szaporító reaktorok* új változatai energiatermelő rendszerként is működnek majd. A főleg kisméretű, mobil, *ólomhűtésű reaktorok* feladata energiatermelés és hidrogénfejlesztés lesz. A *sóoldadékos*, szinte folyamatos üzemű rendszerek a *tórium-ciklusban* termelik az ²³³U hasadóanyagot a keletkező aktinidák „elégítése” mellett.

A távoli jövő tervei közé tartoznak a nagyenergiájú gyorsító neutronforrással kritikus-sá tett, éppen ezért nagy biztonságú (hibrid) reaktorok, melyekben a radioaktív hulladékok nagy része transzmutációval rövid felezési idejű vagy stabil izotóppokká alakítható.

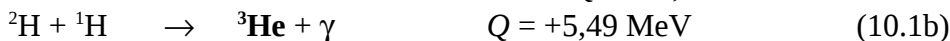
10.§ Fúziós reakciók az égen és a Földön

A könnyű elemek egyesülése erősebben kötött atommagot eredményez a 2.6 ábrán látható görbe szerint. Ez is energiefelszabadulással jár, mint a nehézelemek hasadása, de azokhoz viszonyítva kevesebb a reakciónkénti nyereség. A nukleononként felszabaduló energia viszont a fúziónál nagyobb. Energiatermelésre történő felhasználása nagy tudományos és technológiai kihívás, hiszen a csillagokban régóta jól működik. Iongyorsítókkal a reakciók létrehozása napi rutin feladat. A Naphoz hasonló „egyszerű” megoldás azonban még várat magára ...

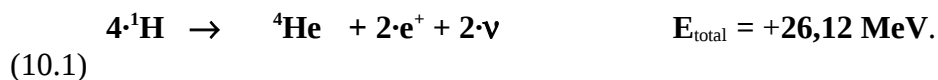
1. Asztrofizikai folyamatok

A Nap sugárzási teljesítménye $3,76 \cdot 10^{20}$ MW, azaz ~ 56 MW/m². A földi légkör külső rétegén ez 1353 W/m², a felszínen már csak 840 W/m². A csillagok „örökös” fénylését 1938-ban *H. Bethe* magyarázta meg magfizikai alapokon. A magreakciók a nagy mennyiségben jelenlévő protonok és termékeik közöttmennek végbe. Az exoerg folyamatokhoz a Coulomb-taszítás miatt nélkülözhetetlen energiát a magas hőmérsékletű plazmában bekövetkező ütközések adják.

Az erős- és gyengekölsönhatás a következő folyamatokon keresztül termel energiát és épít fel atommagokat:

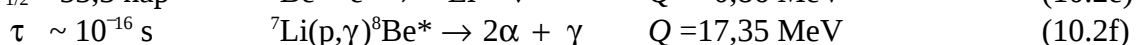
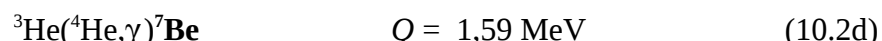


Az *a*) folyamat másik formája: $p + e^- + p \rightarrow ^2\text{D} + \nu$ (a „diproton” ^2He legfeljebb virtuálisan létezik), $Q = 0,93$ MeV. Az *a*) és *b*) folyamatnak kétszer kell végbemennie, hogy a *c*) befejezhesse az α -részecske felépítését. A pozitronok a plazma elektronjaival kétszer annihilálódva növelik a „magfizikai” energiát ($2 \cdot 0,511$ MeV) az elektromágneses kölcsönhatás folytán, az elszökő neutrínók pedig csökkentik azt átlagosan $\sim 2 \cdot 0,3$ MeV értékkel. A fotonok által elvitt energiától eltekintünk, mert a fenti folyamatok a csillagok plazmájának legsűrűbb részén, a legnagyobb hőmérsékletű centrumban mennek végbe (a Napban $T \sim 15 \cdot 10^6$ K). A végeredmény a **ppI-lánc**, amelyben az [*a* + *b*] reakció 86%-ot jelent. Ez formálisan:

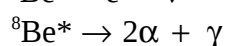
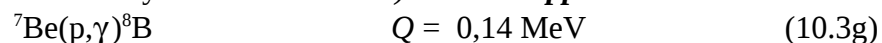


A Napban minden $\sim 10^{22}$ $p + p$ ütközésből 1 eredményez magreakciót. A „lassú” gyengekölsönhatás miatt a (10.1) folyamat, illetve az *a*) részfolyamat átlagos ideje $1/\lambda = \tau \sim 1,4 \cdot 10^{10}$ év, *b*)-re ez csak ~ 6 s, a *c*)-re pedig $9 \cdot 10^5$ év. A hatalmas mennyiségű nyersanyag miatt mégis nagy a reakciósebesség, de a „lassú” folyamatok miatt hosszú ideig (csillag élete) tart.

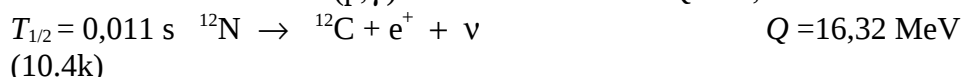
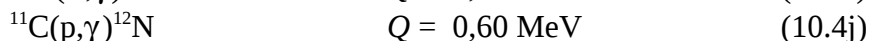
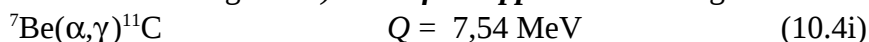
A már keletkezett α -részecskékkel 14%-ban létrejön a *b*)-ből a **ppII-lánc**:



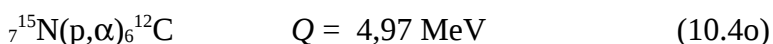
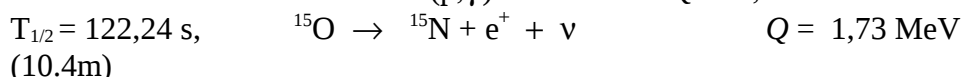
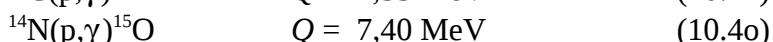
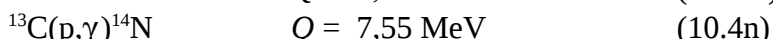
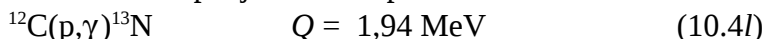
A Napban csak $\sim 0,02$ %-ban folytatódik az előbbi *d*) reakció a **ppIII-lánc**ban:



Sokkal nagyobb hőmérsékleten lehetséges a *d*)-ből a **forró-pp láncba** az elágazás:



A **C–N–O-ciklus**nál a szén katalizátor-szerepet játszik a $4 \text{ p} \rightarrow \alpha$ konverzióban:

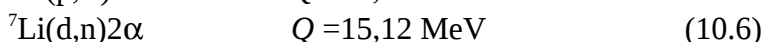


A gyengeköölcsönhatást e^- -befogás (EC) és β^+ -bomlás képviseli a folyamatokban.

A deutériumból másként is termelhető hélium a 10.1 a), b) reakciók után vagy helyett, miközben trícium, a hidrogén 3-as izotópjá is keletkezik:



A lítium-izotópok reakciói:



(A folyamatok energiatermelésének számításánál a Q -érték mellett figyelembe kell venni az adott bombázó részecske energiaeioszlásához tartozó hatáskeresztmetszetet és a spektrumbeli arányát, a céltárgy nuklidok mennyiségét, az elágazási arányokat.)

A fúziós folyamatok további magokat állítanak elő egészen a Fe-ig, mint legjobban kötött rendszerig. A csillagfejlődés, elemkialakulás további folyamatait itt most nem tárgyaljuk.

2. Energiatermelés termonukleáris fúzióval a Földön

A csillagokban végbemenő reakciókat *termonukleáris fúzió*nak nevezik, mert a részecskék a rendkívül nagy hőmérsékleten ütközve szerzik kinetikus energiájukat. A megfelelő reakciósebesség ezen kívül nagy sűrűséget is követel. Az egyes folyamatok hatáskeresztmetszete erősen különbözik egymástól és függenek az energiától. A Coulomb-erők miatt két proton között $\sim 1,1 \text{ MeV}$ -es taszító gát lép fel. A Nap $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ bar}$ nyomású belsejében a hőmérséklet 15 MK , ami $1,5 \cdot kT \sim 1,94 \text{ keV}$ átlagos és $1,29 \text{ keV}$ legvalószínűbb energiának felel meg.

A Nap belsejében uralkodó részecskesűrűséget nehéz földi plazmában előállítani. A *pp-láncok* helyett a nagyobb hatáskeresztmetszetű $\text{D} + \text{T}$ folyamat reményteltebb (10.5 többi reakciója is lejátszódik, de kisebb valószínűséggel). A részecskék $n \sim N \cdot \Phi$ sűrűsége és a σ hatáskeresztmetszet szorzata határozza meg 1.15 szerint az R reakciósebességet. Így $n \sim \exp(-E/kT)$ a Boltzmann-eloszlás, $\sigma \sim \exp(a \cdot E^b)$ az alagúteffektus miatt (5.11); $10\text{--}13 \text{ keV}$ körül R „elfogadható” nagyságú a $\text{D}+\text{T}$ -reakciókra, amihez $70\text{--}100 \text{ MK}$ tartozik („Gamow-csúcs”). A hidrogén plazmaállapotú lesz $T > 1,5782 \cdot 10^5 \text{ K}$ hőmérsékleten ($E_{\text{ion}} = 13,6 \text{ eV}$).

a) Hidrogénbomba. Földi körülmények között fegyverként sikerült eddig makroszkópikus mennyiségben felszabadítani a termonukleáris fúzió energiáját. A D+T folyamatához szükséges nagy hőmérséklet hagyományos, (egyfázisú) hasadási („atom-“) bombával érhető el. Sok műszaki problémát okozott a szerkezet megfelelő ideig történő összetartása, a *kétfokozatú nukleáris bomba* kifejlesztése. A 10.5 folyamatokban keletkező neutronok az impulzusmegmaradásból következően 3–14 MeV energiát visznek el „haszontalanul”. A *háromfokozatú atombomba* természetes urán köpenyt kap még, amelyben a gyorsneutronok hasadást idézve elő megnövelik a hatásfokot. A nagy urán- és hasadvány tartalom súlyos radioaktív szennyezést is okoz a környezetben. Ennek cinikus megoldása a *neutronbomba*, mely kis kritikus tömegű hasadóanyaggal gyűjtja be a LiD-en a fúziót (10.6). A robbanás „tisztán” hagyja a környezetet, a termelt nagyenergiájú neutronok „csak” az embert ölik meg. (És felaktiválják a környezetet ... –a fúzió mégsem teljesen „tiszt”!)

A „békés”, földalatti nukleáris robbantásokat neutronforrásként (is) használták az alap kutatásban ritka folyamatok tanulmányozására, amelyekhez óriási neutronfluxus szükséges rövid idő alatt (többszörös neutronbefogás, új izotópok).

b) Szabályozott termonukleáris fúzió. A D+T gázkeverékű plazmát τ ideig kell összetartani olyan n ionsűrűséggel, ami lehetővé teszi annyi energia felszabadulását, amennyivel stacionárius működés érhető el. Ennek feltétele:

$$\text{Lawson-kritérium: } n\tau \geq 2 \cdot 10^{14} \text{ s/cm}^3 \quad \text{D+T plazma, } T = 10^8 \text{ K} \quad (10.7)$$

A feltételek biztosítására két megoldás lehetséges..

Kis plazmasűrűség. A veszteségek, a fogyás miatt bevitt új gázmennyiséget fel kell melegíteni, sugárzása miatt a plazma hűl. Instabilitások is fellépnek a plazmában:

- a magas hőmérséklet és nagy nyomás miatt nagyok a sűrűségfluktuációk,
- a fellépő elektromos tér ezt kiegyenlíti (oszillációk),
- az azonos töltések taszítása miatt a plazma kitágul és deformálódik (a tartály falával ütközve lehűl és nehéz ionokkal szennyezve tovább csökken az átlagenergia),
- a párhuzamos és egyirányú áramfonalak mágneses terük miatt vonzzák egymást és ezzel összehúzzák a plazmát (pinch-effektus).

A nagy τ eléréséhez mágneses térrel tartják össze a plazmát. A legjobb megoldás a szovjet-orosz tervezésű *tokamak* rendszer, mellyel világszerte folynak a kutatások (néhány helyen, így hazánkban is, már megszűntek). A körgyűrű (toroid) alakú vákuumkamrában a plazma egy- menetes transzformátor szekundereként működik, ld. 10.1. ábra. Tengelyirányú és korrekciós mágneses tér van a belsejében. Időben változó primerköri árammal elektromos teret keltenek a gázban, és kisülés révén plazma alakul ki, melyet a nagy áramsűrűség és esetleg injektált atomnyaláb felfűt. Az α -részecskék az energiának csak a 25%-át viszik el, a többi a neutronokra jut. Ezek a 14 MeV körüli energiájú részecskék a hűtésre (is) szánt folyékony Li-köpenyben termelik a tríciumot:

$$\begin{array}{lll} \text{termikus neutronokkal} & {}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He} & ({}^6\text{Li} \text{ 7,5 \%}) Q = 4,783 \text{ MeV} \\ \text{gyors neutronokkal} & {}^7\text{Li}(n, {}^3\text{H}+n){}^4\text{He} & ({}^7\text{Li} \text{ 92,5 \%}) Q = -2,466 \text{ MeV} \end{array} \quad (10.8)$$

Az instabilitások miatt csak rövid időre sikerült eddig a stacionárius működés, akkor is legfeljebb 65 %-át adva vissza a felfűtésre fordított energiának (JET-EU project, 1997, 16 MW, $t \sim 1,3$ s). Nemzetközi összefogással épül az ITER, (2020?) egy 500 MW-os kísérleti berendezés, amely a tervek szerint a fűtési teljesítmény $Q = 10$ -szeresét termeli majd.

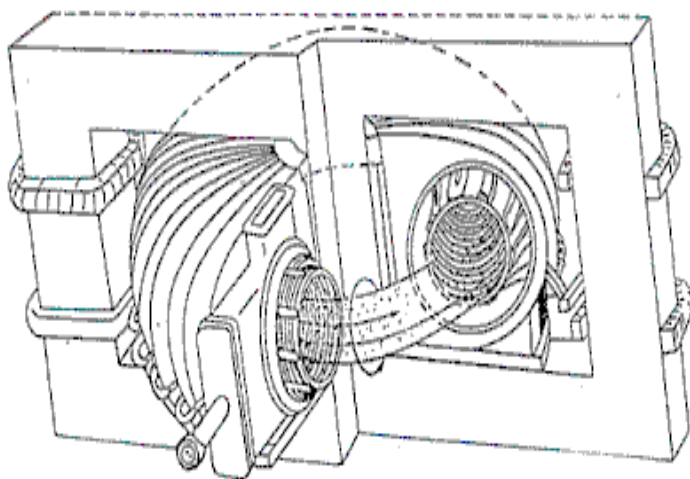
$$\begin{array}{l} \text{Tervezett paraméterek: } I_{\text{plazma}} = 13,3 \text{ MA,} \\ \tau \sim 4 \text{ s, égési idő } \sim 400 \text{ s} \\ T \sim 200 \text{ MK} \\ n\tau \sim 10^{15} \text{ s/cm}^3 \\ \text{Tokamak toroid sugarak: } R_{\text{külső}} = 6,2 \text{ m, } R_{\text{belső}} = 1,9 \text{ m} \\ B_{\text{toroid}}(R=6,2\text{m}) = 5,3\text{T; } V_{\text{plazma}} = 837 \text{ m}^3 \end{array}$$

$$P_{\text{fúzió}} = 500 \text{ MW}, Q=10.$$

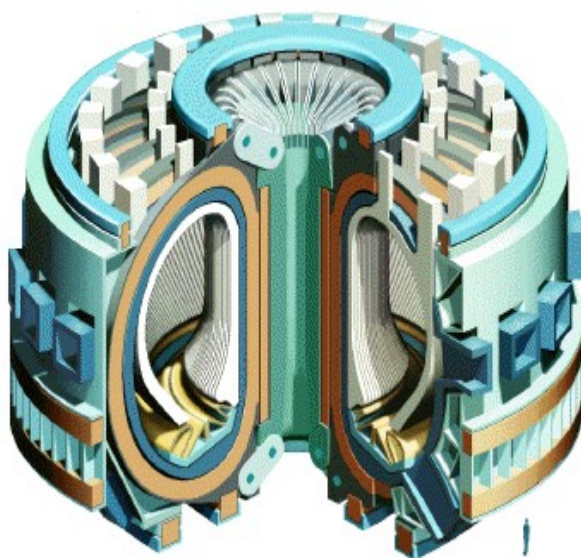
Nagy plazmasűrűség. Ezt szilárdhalmazállapotú D+T keverékből álló tabletták mikro-robbantásos felhevítésével lehet megvalósítani. Az üzemanyagot lézer- vagy elektronnyalábal bombázzák minden oldalról. Gyorsan kell nagyon nagy energiát bepumpálni, hogy egyrészt a kialakuló plazma ne kezdjen el tágulni addig, amíg be nem indul a fúzió, másrészt a nyomáshullámok megnöveljék a sűrűséget. Ezért nevezik *inerciális* (tehetetlenségi) *fúciónak* ezt a megoldást. Az impulzusokkal szembeni követelmény: időtartam $\sim 10^{-9}$ s, energia $\sim 10^6$ J, a pumpálás szög szerinti aszimmetriája $<1\%$ legyen, ismétlődési gyakoriság $\sim 10/\text{s}$. A laboratóriumi kutatások biztatónak látszanak, bár itt még nagyon sok technikai problémát kell megoldani.

Az energiamérleg javítására *fúziós–fissziós hibrid reaktorra* is gondoltak korábban: a keletkező gyorsneutronokat természetes urán köpenyben hasadási energiatermelésre lehet felhasználni.

A deutérium vízből nyerhető, amiben minden 6000. molekula nehézvíz. A lítium köpenyben a ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ reakcióval ($Q = 4,783 \text{ MeV}$) a szükséges trícium (részben) megtermelhető lenne. Az üzemanyag a Li (és a nehézvíz) miatt sem áll „végtelen” mennyiségben rendelkezésre. A neutronok abszorbeálása alapvető, hiszen a reakcióenergia nagy részét ők viszik el. Emellett hatalmas térfogatban mindent felaktiválnak (bár nem túl hosszú felezési idejű hulladékot okozva), ami nagy sugárveszéllyel jár, továbbá a technikai anyagokban jelentős sugárkárosodást keltenek. A fúziós reaktorok fejlesztése az alapkutatási fázist alig hagyta el. Rengeteg technológiai nehézséget kell még legyőzni, hogy stabilan működő *laboratóriumi* szerkezet szülessen. Nagy kihívást jelent ez ugyanakkor az energiagondok megoldására irányuló kutatásoknak!



10.1. ábra. A Tokamak kísérleti elrendezés



10.2. Az ITER nemzetközi építésű termonukleáris teszt-reaktor

IV. A RÉSZECSEKÉFIZIKA KÍSÉRLETI ALAPJAI

Az atommagokon és a nukleonokon végrehajtott elektronszórás kísérletek az energia növelésével egyre több részletet tártak fel az anyag szerkezetével kapcsolatban. A proton és a neutron sem bizonyult végső építőkönek. A nagyenergiájú nukleon–nukleon ütközések során új részecskék keletkeznek, melyek szintén összetettek. Egy részük a fermionok, más részük a bozonok közé tartozik. Végülis eljutottunk a „pontoszerűnek” tekinthető, tovább már nem osztható alkotórészekhez, melyeknek két nagy *fermion* csoportja van: a *leptonok* és *kvarkok*. Ezeket *elemi részecskéknek* nevezzük.

A részecskék fontos csoportja a kvantumtérelméletek szerint a kölcsönhatásokat közvetítő *bozonok*. Az *elektromágneses kölcsönhatást* a *fotonok* közvetítik, a *gyenge kölcsönhatást* a W^+ , W^- és Z^0 bozonok, az *erőt* a *gluonok*.

Az alapvető kölcsönhatások közül az elektromágneses, gyenge és erős (vagy szín) közösen kezelhetőnek bizonyultak. A kísérletek tanúsága szerint erősségük energiatfüggő, azaz az alaplmenyiségek kombinációjaként adódó csatolási állandók értéke megváltozik. A finomszerkezeti állandó $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137,036$ értéke 100 GeV energian 1/128 körüli lesz (a 17.5. ábrát). A kölcsönhatások várhatóan azonos erősségűek lesznek nagyon nagy energian. Ilyen állapot az Ősrobbanás idején létezhetett. Mindezek a jelenségek és kérdések kitűzik a célokat a kutatások irányára vonatkozóan.

11.§ Részecskeforrások

A látható világot felépítő protont, neutront és elektront, valamint a fotont földi laboratóriumokban, viszonylag egyszerű módszerekkel lehetett megtalálni. Tulajdonságaik teljességének feltárása azonban még nem fejeződött be. Új részecskék és kölcsönhatásaik megismeréséhez a lehetőséget a nagyenergiájú fizika adja a kozmikus és földi gyorsítóknak létrejövő folyamatok révén. A közvetlen ütközések vagy az azokban keletkezett részecskék bomlásai szolgálhatnak forrásként.

1. Részecskék a kozmoszból

Az égi gyorsítók akár 10^{20} eV energianjú részecskéket is szolgáltatnak. Ezek elektromágneses és nukleáris kölcsönhatásaik révén további részecskéket keltenek, amelyek a Föld légkörébe, felszínére kiterjedt kozmikus záporok formájában érkeznek. A kozmikus sugárzás összetétele: 89%-ban H, 10% He, 1% egyéb (C, O, Mg, Si, Fe, ...). A $2,2 \cdot 10^{-6}$ s élettartamú müonokból érkezik le a legtöbb a Föld felszínére. Függőleges fluxusuk $\Phi \sim 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$.

Az 1932–1953 közötti időszakban a következő részecskéket találták meg magas hegyekre vagy léggömbökre telepített detektorokkal (a teljesség igénye nélkül):

pozitron, e^+ :	1932, <i>Anderson</i> , ködkamra (elméleti jóslat az elektron antirészecskéjére: 1931, <i>Dirac</i>)
müon, μ^- :	1937, <i>Anderson</i> és <i>Neddermayer</i> , esemény kiválasztóval indított (triggerelt) ködkamra
kaon K^0 -mezon	1946, <i>Rochester</i> és <i>Butler</i> : „V-részecskék” $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \dots$
hiperon, Λ^0 :	... $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ és $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
pion, π^+ :	1947, <i>Powell</i> , fotoemulzióban bomlásból, pl: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
Ξ^- :	1952
Σ^+ :	1953.

Természetesen, később mindezeket gyorsítók segítségével is előállították és tulajdonságaikat részletesen tanulmányozták.

2. Részecskék előállítása gyorsítókkal és bomlással

A laboratóriumban végzett kísérletek nemcsak a gyorsítók felhasználásával bővültek, hanem a detektálás új eszközeivel is: buborékkamra, helyzetérzékeny elektronikus detektorrendszerek, kaloriméterek. Ez utóbbiakat sokezer gázöltésű és szcintillációs számlálóból valamint félvezető detektorokból építik fel. Egyre több nehézséget okoz a sokkal nagyobb arányban jelenlevő, más részecskétől eredő háttér. Ezt különleges elektronikus megoldásokkal, informatikai módszerekkel igyekeznek kezelni. Néhány ilyen jellegzetes megoldás: több millió detektorcsatorna; esemény szerinti adatgyűjtés a detektorokból érkezett összes adat rögzítésével; a huzalozott logikájú trigger mellett szoftveres eseményválogatás alkalmazása; összehasonlítás szimulált eseményekkel; több laboratóriumban, mérőhelyen ugyanaz a végeredmény (részecske, folyamat) vizsgálata más kezdeti feltételekkel.

Néhány érdekesebb esemény:

- A semleges pion annihilációja (1950) $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$: 330 MeV-es szinkrotron-sugárzás Be-targeten.
- Kozmikus sugárzásban korábban felfedezett részecskék létének ellenőrzése, Σ^- felfedezése 3 GeV-es protonokkal (1954, Brookhaven National Lab, USA).
- Antiprotonok észlelése (Berkeley Bevatron 6,2 GeV-es protonok).
- J/ψ mezon független felfedezése: 1974 S.Ting, BNL: p+Be, illetve

B. Richter, Stanford: $e^- + e^+$ ütköztetés.

- Gyenge kölcsönhatás közvetítő bozonjai, $W^\pm$ és Z^0 : 1983, C. Rubbia, S. van der Meer, CERN, $p + \bar{p}$ ütköztetés (majd $e^- + e^+$)

– A τ leptonhoz tartozó ν_τ neutrínó kimutatása: neutrínó–nyalábbal vas céltárgy bombázása, M. Perl, 2000, Fermi Lab.

- Kvarc–gluon plazma „kimutatása”: Au+Au, Au+p, d+p ütköztetés, 2000, BNL RHIC.

Másodlagos részecske- és antirészecskenyalábok keltésére használt folyamatok:

$$\begin{aligned}
 p^+ + \text{atommag} &\rightarrow \bar{P} \\
 p^+ + \bar{P} &\rightarrow n + \bar{n} \\
 \bar{P} + n &\rightarrow n + \bar{n} + \pi^- \\
 p^+ + p^+ &\rightarrow p^+ + n + \pi^+ \quad \text{és} \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
 p^+ + \text{atommag} &\rightarrow \pi^- \quad \text{és} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 \gamma + \text{atommag} &\rightarrow \pi^0 \quad \text{és} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \\
 \pi^- + p^+ &\rightarrow \Lambda^0 + K^0 \quad \text{vagy} \quad \rho^0 + n
 \end{aligned}$$

...

Ezekkel a forrásokkal ugyanolyan típusú, de sokkal nagyobb nehézséget kell leküzdeni, mint a neutronforrásoknál: a nyaláb kis intenzitású és térben szétszór. Megoldás: a gyorsított nyaláb intenzitásának növelése, speciális nyalábkezelési technikák, hosszabb idejű adatgyűjtés, impulzusszelekció vagy korrekció, triggerelés.

A sokszoros protontömegű részecskék keltésére, kimutatására a nagyon nagy energiájú ütköző nyalábok komplex technikáját fejlesztették ki. A legkülönbözőbb lövedékpárok előállítására van lehetőség: $e^- + e^+$, $p^{++} + p^+$, $p^+ + \bar{P}$, $e^- + p^+$, valamint nehézionok $Pb^{m+} + Pb^{m+}$, $Au^{m+} + Au^{m+}$ (m az ionizáltság foka, gyakran $m = Z_{\text{mag}}$, azaz teljes héjlefosztás).

Az orbitális ciklikus elektron–pozitron gyorsítók ma már elérték az optimális működtetés határát (kb. 200+200 GeV?), amit a körpályán keringő könnyű részecskéknél a szinkrotronsugárzásból eredő energiavesztés szab meg. A jövőben vissza kell térni a lineáris pályájú ciklikus berendezésekhez, ha sokkal nagyobb energiákat kívánunk elérni.

A földi gyorsítók ma látható korlátai miatt a különlegesen nagyenergiájú folyamatok vizsgálatára vissza kell térni a kozmikus sugárzáshoz. Egyik lehetőség a Földön kívüli laboratóriumok telepítése, ami már el is kezdődött.

12.§ Részecskék csoportosítása

Tulajdonságaik alapján a részecskék több féleképpen osztályozhatók. Egy ilyen összeállítást tartalmaz a 12.1. táblázat. Itt a tömeg M_0c^2 formában szerepel, MeV egységet használva. Az elektromos töltés az elemi töltés egységében van megadva, ami a hadronoknál -1 és $+2$ között változik. Az alapállapot spin-paritás értéke I^π formában látható. A közepes élettartam a „stabil” részecskéknél alsó határt jelent.

A korábban már érzékelt elkülönítés a típust jellemző lepton, barion, ritkaság, bájosság, és (egyéb) „töltés” alapján történik *foton*, *lepton*, *hadron* csoportokra. Az adott nagy egységen kívüli másikkhoz tartozó típusjelölők 0 értékei nincsenek feltüntetve a jobb áttekinthetőség kedvéért (pl. a foton vagy a hadronok leptontöltései triviálisan 0 értékűek).

Az egyes csoportokon belül továbbiak alakíthatók ki. A leptonoknál elkülöníthetők az *elektron*, *müon* és *tau* töltésdublettek: mindegyiknél van egy -1 és egy 0 töltésű tag, az antirészecskéknél $+1$ és 0 . A hadronok két nagy családra bonthatók: *mezonok* és *barionok*. Ez utóbbin belül nem túl lényeges a *nukleonokra* és *hiperonokra* való elkülönítés. Az adatokból és a csoportokból (valamint az elnevezésekből) látható, hogy a tömeg szerinti megkülönböztetés valamennyire érvényes a részecskék családjaira is, hasonlóan az elemek periódusos rendszerére. A tömeg azonban önmagában mégsem jellemző paraméter: a leptonok („könnyű”-ek) közé tartozó τ tömege több mint háromszorosa a mezonok („közepes”-ek) közé sorolt K-hadronénak és majdnem kétszerese a „nehéz” barionokénak (n és p). A mezonok között is vannak a hiperonoknál jóval nagyobb tömegű részecskék. A nehéz összetevők, a kvarkok szerint viszont „rendet” lehet teremteni.

A spin alapján a foton és a mezonok *bozonok*, a leptonok és barionok *fermionok*.

Az atommagfizikában bevezetett T izospin (1.§ 3.c) a részecskékre is kiterjeszthető. A pionokra $T = 1$, a család tagjai π^+ , π^- , π^0 . A Σ^0 , Σ^+ , Σ^- hiperonok is izospin tripletet alkotnak. (Az izospin így alkalmazott formája az *erős izospin* és I -vel is szokták jelölni, megkülönböztetésül a *T gyenge izospintól*, amely minden fermionra értelmezhető.)

A hasonló tulajdonságú hadronok elnevezésében a tömeg is szerepelhet a megkülönböztethetőség miatt, vagy más kiegészítő jelzéseket alkalmaznak. A 12.1 táblázatban szereplő ρ -rezonanciát $\rho(770)$ alakban is írják. Ugyanígy a táblázatban feltüntetett értékeiken túlmenően a $\Sigma(1385)$, $\Xi(1530)$ állapotú hiperonok is léteznek (ez utóbbinak a „mai” pontos tömege $1532 \text{ MeV}/c^2$). A Λ -hiperonnál a „c” és „b” index a megfelelő típus-kvantumszámra illetve kvarkösszetételre (charm, bottomness) utal.

A *leptonok* pontszerűnek bizonyultak kísérletileg és elméletileg egyaránt: ezek az „igazi”, szerkezet nélküli *elemi részek*. Jellemzőjük a *gyenge kölcsönhatással* történő átalakulás. Az elektromos töltésűek részt vesznek az elektromágneses kölcsönhatásban is.

A *foton* egyedüli mozgástere az elektromágneses kölcsönhatás, ő sem bontható tovább. Felső korlát a foton nyugalmi tömegére $M_0c^2 < 6 \cdot 10^{-17} \text{ eV}$, elektromos töltésére $Q/e < 5 \cdot 10^{-30}$.

A $J^P = 0^-$ értékkel a *pszeudoskalár mezonok* jellemezhetők, míg az 1^- értékűeket *vektormezonoknak*, $J \geq 2$ spinűeket *tenzormezonoknak* nevezik. A barionok között is vannak nagy-spinű állapotok: a $3/2$ -es Δ és Ω^- hiperonokon kívül akár $11/2$ értékkel bírókat is találtak. Ezeknek tehát belső szerkezetük van és $L > 0$ pályaperdülettel rendelkeznek az alkotórészek. A leptonoknál ilyen nem tapasztaltak, vagyis azok tényleg szerkezet nélküliek.

A *hadronok* véges méretét, belső szerkezetét, összetett voltát a szórási kísérletek is igazolják. Erre utal megjelenési formájuk, kölcsönhatásaik rendkívüli gazdagsága. Mindebből következik, hogy kell lenniük további „igazi” elemi építőköveknek! A *mezonok* és a *barionok* reakcióikban, bomlásaikban nagyon hasonlóan egymásra: egyaránt résztvesznek az *erős*-, a *gyenge*- és az *elektromágneses-kölcsönhatásban* (Minden részecskére hat a gravitáció, de ezt elhanyagoljuk a másik három mellett.)

12.1. táblázat. Részecskék csoportjai

<i>Részecske fajták</i>	Jel	Tömeg Mc^2 MeV	Közepes élettartam, τ , s	El. töltés $Q=q/e$	Spin Par. J^P	Izospin $T \quad T_3$	Lepton szám $L_e L_\mu L_\tau$	Barion B	Ritka- ság S	Valencia kvark össze- tétel		
Foton	γ	0	∞	0	1^-							
L E P T O N	e^-	0,511	$>10^{34}$	-1	$\frac{1}{2}$		1 0 0					
	ν_e	$<3\cdot 10^{-6}$		0	$\frac{1}{2}$		1 0 0					
	μ^-	105,66	$2,20\cdot 10^{-6}$	-1	$\frac{1}{2}$		0 1 0					
	ν_μ	$<0,19$		0	$\frac{1}{2}$		0 1 0					
	τ^-	1777,0	$2,91\cdot 10^{-13}$	-1	$\frac{1}{2}$		0 0 1					
	ν_τ	$<18,2$		0	$\frac{1}{2}$		0 0 1					
H A D R O N B A R I O N K	M	$\pi^\pm$	139,57	$2,60\cdot 10^{-8}$	± 1	0^-	1 ± 1		0	0	$u\bar{u}$ $d\bar{d}$	
		π^0	134,98	$8,4\cdot 10^{-17}$	0	0^-	1 0		0	0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	
	E	K^+	493,7	$1,24\cdot 10^{-8}$	+1	0^-	$\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2}$		0	+1	$u\bar{s}$	
		K_S^0		$8,94\cdot 10^{-11}$	0	0^-			0		$u\bar{u} - d\bar{d}$	
	Z	K^0	497,7		0	0^-	$\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}$		0	+1	$u\bar{s}$	
		$\bar{K}^0$	497,7		0	0^-	$\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2}$		0	-1	$\bar{u}s$	
	O	K_L^0		$5,17\cdot 10^{-8}$	0	0^-			0			
		K^-	493,7	$1,24\cdot 10^{-8}$	-1	0^-	$\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}$		0	-1	$\bar{u}s$	
	N	ρ	771,1	$4,4 \cdot 10^{-24}$	0 ± 1	1^-	1		0	0	$(=\pi)$	
		$D^\pm$	1869,3	$1,05\cdot 10^{-12}$	± 1	0^-	$\frac{1}{2} \quad \pm \frac{1}{2}$		$C=\pm 1$	0	$\bar{d}c$; $\bar{u}c$	
	O	$B^\pm$	5279,0	$1,67\cdot 10^{-12}$	± 1	0^-	$\frac{1}{2} \quad \pm \frac{1}{2}$		$B^*=\pm 1$	0	$\bar{u}c$ $\bar{d}c$	
		B^0	5279,4	$1,54\cdot 10^{-12}$	0	0^-	$\frac{1}{2} \quad \pm \frac{1}{2}$		$B^*=\pm 1$	0	$\bar{u}c$ $\bar{d}c$	
	K	J/ψ	3096,9	$7,6 \cdot 10^{-21}$	0	1^-	0 0		$C=1-1$	0	$c\bar{c}$	
	B	Nukleon	p^+	938,3	$>10^{39}$	+1	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2}$		+1	0	$u u d$
			n^0	939,6	885,7	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}$		+1	0	$u d d$
	H	Δ^{++}	~ 1232	$5,48\cdot 10^{-24}$	+2	$3/2^+$	$3/2 \quad 3/2$		+1	0	$u u u$	
	I	Λ^0	1115,7	$2,63\cdot 10^{-10}$	0	$\frac{1}{2}^+$	0 0		+1	-1	$u d s$	
	P	Σ^+	1189,4	$8,02\cdot 10^{-11}$	+1	$\frac{1}{2}^+$	1 +1		+1	-1	$u u s$	
	E	Σ^0	1192,6	$7,4 \cdot 10^{-20}$	0	$\frac{1}{2}^+$	1 0		+1	-1	$u d s$	
	R	Σ^-	1197,4	$1,48\cdot 10^{-10}$	-1	$\frac{1}{2}^+$	1 -1		+1	-1	$d d s$	
	O	Ξ^0	1314,8	$2,90\cdot 10^{-10}$	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2}$		+1	-2	$u s s$	
	N	Ξ^-	1321,3	$1,64\cdot 10^{-10}$	-1	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}$		+1	-2	$d s s$	
	O	Ω^-	1672,4	$8,21\cdot 10^{-11}$	-1	$3/2^+$	0 0		+1	-3	$s s s$	
	K	Λ_c^+	2284,9	$2,20\cdot 10^{-13}$	+1	$\frac{1}{2}^+$	0 0		+1	$C=+1$	$u d c$	
	K	Λ_b^0	5624	$1,23\cdot 10^{-12}$	0	$\frac{1}{2}^+$	0 0		+1	$B^*=-1$	$u d b$	

(A táblázat a nagy számú mezonból és hiperonból csupán néhányat mutat be példaként.)

A hadronokat felépítő d, u, s, c, b, t kvarkok (fermionok) adatait a 13.1. táblázat tartalmazza. A kölcsönhatásokat közvetítő γ, W^+, W^-, Z^0 és a 8 *gluon térkvantum* (bozonok), adatai a 17.1. táblázatban találhatóak. A Standard Modell fundamentális részecskéit a 17.2. táblázat foglalja össze.

Általánosabb rendezési elv szerinti csoportosítás:

elemi részecskék, melyek osztályai a leptonok, kvarkok, térkvantumok;
összett részecskék a hadronok, melyek fajtái a mezonok és barionok.

13. § A hadronok felépítése kvarkokból

A hadronokat felépítő, feles spinű, *kvarkoknak* elnevezett nehéz elemi összetevőket elméletileg M. Gell-Mann és G. Zweig találta meg 1964-ben a részecskék szimmetriáinak segítségével. Létüket, számukat közvetett, de egyértelmű kísérletek igazolják. Elgondolásuk szerint a mezonokat két, a barionokat három ilyen pontszerű elemirészből lehet összerakni meghatározott szabályok alapján.

1. Kísérleti igazolás

a) Semleges, pontszerű részecskékkel, elektron- és müon-neutrínókkal, anti-neutrínókkal végeztek szórási kísérleteket nukleonokon. A reakció teljes hatáskeresztmetszetének energiafüggése pontszerű szórócentrumokon végbemenő folyamatot jeleztek:

$$r = \sigma_{\text{pont-pont}}/E_v = \text{áll.} \quad (13.1)$$

Ezt az egyszerű arányosságot széles energiatartományban nagy pontossággal igazolták: a nukleonok belsejében pontszerű alkotórészek vannak.

b) A mezon és a nukleon a kvarkszámban (is) különbözik egymástól. Ezért pion-nukleon és nukleon-nukleon ütközéseket vizsgáltak. A „kvarkszámlálásnak” elméletileg

$$\sigma(\text{NN})/\sigma(\pi\text{N}) = 3/2 \quad (13.2)$$

arányt kell adnia. A 60 GeV energián végzett kísérletek eredménye $\sigma(\pi^+p) = \sigma(\pi^-p) \sim 25$ mbarn, illetve $\sigma(pp) = \sigma(pn) \sim 38$ mbarn. A kettő aránya 1,52, ami egyértelmű bizonyíték az összetevők számának különbözőségére. Más kísérletek is igazolták a kvarkok additív hatását.

c) A fenti kísérleteknél a mért szögeloszlásból az összetevők spinjére, azaz fermion voltára lehetett következtetni. A nukleonok belsejében talált kvarkokat és egyéb alkotókat (pl. az őket „összeragasztó” bozonokat, a gluonokat) *partonoknak* (részösszetevő) nevezték el.

d) A töltött és semleges leptonok rugalmatlan szórása nukleonokon 2/3 és 1/3 töltésegységet mutat a kvarkokra (az előjelet a hadronok megfigyelt töltéséből lehet megállapítani). Ezt az elmélet megjósolta ugyan, de azért a mérések eredménye mégis meglepő volt. Viszont kísérletileg addig még nem találtak törtszámú elektromos töltést.

A kvarkok szabad állapotban nem léteznek (kvarkbezárás), ezért a szórás-kísérletek tekinthetők fontos bizonyítéknak.

2. A kvark-ízék

A feles-spinű nukleonok sajátos tulajdonságait a $B = 1$ értékű *barionszám* jellemzi, amely az erős kölcsönhatásban megmaradó mennyiségnek bizonyult. Így jellemezhetők a 12.1. táblázatbeli hiperonok is. Az egész-spinű mezonoknak ez a paramétere zérus. Az elmélet szerint a barionok felépítéséhez 3 darab feles-spinű kvark, a mezonokéhoz kettő szükséges. Nyilván mindegyiknél $B = 1/3$ kell legyen, hogy a nehéz hadronoknál teljesüljön a $B = 1$. Viszont a mezonoknál az szükséges, hogy kvark-anti-kvark párokból épüljenek fel.

Az izospin és elektromos töltés további feltételeket szab. A Δ^{++} hiperonra $T_3 = 3/2$, vagyis 3 olyan kvark kell, amelynek mindegyikére $T_3 = 1/2$, illetve a töltés $Q = +2/3$. Ezt nevezték el „up” vagy *u-kvarknak* (az izospin iránya: „fel”). A $T_3 = -3/2$ értékkel jellemezhető Δ^- létezése megköveteli, hogy legyen $T_3 = -1/2$, $Q = -1/3$ részecske is. Ez a *d-kvark* („down”, „le”). Ilyen választással a proton és a neutron is kirakható ezekből a $T = 1/2$ izospinű könnyű kvarkokból:

$$p = uud, \quad n = udd.$$

A kvark-összetétel a 12.1. táblázat utolsó oszlopában található.

A részecskék egyik különleges, *ritka* bomlásának értelmezéséhez újabb kvarot kellett bevezetni. Ez az *s-kvark*, amely az $S = -1$ *ritkaság* (*strangeness*) kvantumszámot hordozza. Az Ω^- hiperon 3 ilyen *strange* kvarkból építhető fel (12.1. táblázat). A többi kvarknál $S = 0$.

A későbbiekben felfedezett hadronok összetételének magyarázatához szükséges volt további kvarkokat, illetve „ízeket” bevezetni. Ezek: c „charm” (bájós), b „bottom” (mély) és t „top” (magas) kvarkok. Az alapvető hadronikus építőkövek száma végül is *hat*. Ezekhez is az $1/3$ barionszámot kell rendelni. Jellemző tulajdonságaikat a C , B^* és T^* „típus-kvantumszám” fejezi ki: *charm* (bájosság), *bottomness* (mélység), *topness* (magasság). Abszolútértéke a megfelelő kvarknál 1, a többinél 0, előjele pedig követi az elektromos töltését. Az u , d és s építőkövet *könnyű*, a c , b és t részecskéket pedig *nehéz* kvarkoknak nevezik. Az S , C , B^* és T^* az adott kvarkok *íz* (*zamat*, *flavor*) kvantumszámai. A tulajdonságokat a 13.1. táblázat foglalja össze.

13.1. táblázat. A kvarkok jellemző tulajdonságai

KVARK <i>zamat</i> , (<i>Flavor</i>)	J el	Töme g Mc^2 MeV	Elekt r. töltés $Q =$ q/e	Szí n- töltés és R G B	Spi n Par. J^P	Izospin T T3	Ba - rio n B	Str a- nge S	Char m C	Bot tom B^*	Top T^*
Down	d	5,05	-1/3	1 1 1	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$ - $\frac{1}{2}$	1/3	0	0	0	0
Up	u	2,49	+ 2/3	1 1 1	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$ + $\frac{1}{2}$	1/3	0	0	0	0
Strange	s	101	-1/3	1 1 1	$\frac{1}{2}^+$	0 0	1/3	-1	0	0	0
Charm	c	1270	+ 2/3	1 1 1	$\frac{1}{2}^+$	0 0	1/3	0	+1	0	0
Bottom	b	4190	-1/3	1 1 1	$\frac{1}{2}^+$	0 0	1/3	0	0	-1	0
Top	t	172000	+ 2/3	1 1 1	$\frac{1}{2}^+$	0 0	1/3	0	0	0	+1

3. Színes kvarkok

A 12.1 táblázatból kiolvasható, hogy a fermion hiperonoknál *teljesen azonos* kvarkok is szerepelnek! Például az Ω^- esetén sss, a Δ^{++} -nál uuu. A kísérletileg tapasztalt $3/2^+$ állapot folytán a spinek is egyirányúak, $\uparrow\uparrow\uparrow$ A *Pauli-elv* sérülni látszik (protonnál és neutronnál is uud, ill. udd miatt)? Milyen tulajdonságot nem vettünk figyelembe?

A nagyenergiájú elektron–pozitron ütközések eredménye leptonokba, hadronokba történő annihiláció. A leptonos kölcsönhatás formája:

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (13.3)$$

A hadronos folyamat két lépcsőben megy végbe: először kvark-antikvark pár keletkezik, majd mezon:

$$e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}, \quad q \bar{q} \rightarrow \text{mezon}. \quad (13.4ab)$$

Az impulzusmegmaradás miatt a leptonpár megsemmisülésében keletkezett q és $\bar{q}$ ellentétes irányban repül szét. A vákuumból az előbbi egy antikvarkot, az utóbbi pedig egy kvarkot „csíp fel”, amellyel mezon-párokat alkotnak: a kvark *fragmentálódott*. A mezonok impulzusa a kezdetben szétrepült kvarkokéval egyezik meg: egymással szemben kirepülő két *jet*, részecske-raj (hadronnyaláb) jelenik meg a detektorokban. Vagyis a kvarkokat mindig közvetve, a rajok által figyelhetjük meg. Természetesen, szabad kvarkok nem észlelhetők: keletkezésük után nagyon rövid távolságot befutva hadronizálódnak.

A (13.3) és a (13.4) folyamatok totális hatáskeresztmetszetének elméletileg jól számolható arányához viszonyítva a kísérleti értékek ~ 3 -szor nagyobbak voltak. Ebből az következett, hogy minden egyes kvark-zamatot háromszoros súllyal kell figyelembe venni!

Ugyanilyen eredmény adódott a $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ annihiláció élettartamának számításánál is. Kétfajta kvark figyelembevételével $\tau \sim 7,5 \cdot 10^{-16}$ s-ot kaptak, ami a kísérleti érték ~ 9 -szerese (12.1. táblázat). Ha az u és d kvarknál a 3-as tényezőt figyelembeveszik, akkor a π^0 mezon 3^2 -szer gyorsabban bomlik a több lehetséges végállapot miatt.

A kísérletekkel összhangban akkor leszünk, ha egy új kvantumszámot vezetünk be a kvarkok *zamata* mellett: a *szín-töltést* (*colour charge*). Miért „szín”? A barionok három kvarkból épülnek fel. Ha mindegyiknél más szín-kvantumszámot követelünk meg, akkor a *Pauli-elv* korábban említett sérülése megszűnik. Az „igazi” színkeverésnek megfelelően választva az alapszíneket, a három különbözőből *színtelennek* kell lennie a barionnak: szín-szinglett. A mezonok esetén *szín* és *antiszín* legyen hasonló okok miatt a kvark–antikvark pár jellemzője, hogy a végeredmény ismét *színtelen* (egyesek szerint „fekete”) legyen.

A színtöltések jele: R , G , B , vagyis *piros* (Red), *zöld* (Green), *kék* (Blue). Mivel a kvarkok közötti erős kölcsönhatást ez a három szín hordozza, *szín-kölcsönhatásról* van szó. Közvetítő bozonjait *gluonoknak* („ragacs”) nevezik, melyek maguk is „színesek”. A 13.1. táblázatban ezek az új jellemzők is fel vannak sorolva.

4. A hadronok kvark összetétele

A hadronok felépítésének szabályai az $i, \dots, n$ hat részecskéből, melyek színe x_κ , $\kappa=R,G,B$, antiszíne pedig $\bar{x}_\kappa$:

$$\begin{aligned} \text{Mezon} &= q_i(x_\alpha) \bar{q}_j(\bar{x}_\alpha) && \text{kvark-antikvark állapot} \\ \text{Barion} &= q_k(x_\beta) q_l(x_\gamma) q_m(x_\delta) && 3 \text{ valenciakvark állapot} \end{aligned} \quad (13.5)$$

Feltételek: A kísérletek szerint a *hadronok színtelenek*.

Az *elektromos töltésnek* és a *részecske spinnek* a kísérleti eredményeknek megfelelően kell kiadódnia.

Három különböző színű kvark kell a barionoknál és szín-antiszín kombináció a mezonoknál. Az antibarionok az $\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$ színű antikvarkokból állnak (a típus-töltések ellentétes előjelűek). Az antimezonok a részecskék megfelelő „ellentett” kvarkjaiból épülnek fel a $q \rightarrow \bar{q}$ ill. $\bar{q} \rightarrow q$ cserével. A nukleonok összetétele részletesen kiírva: $p = u(R) u(G) d(B)$, míg $n = u(R) d(G) d(B)$. Vagy a pionnál $\pi^+ = u(R) \bar{d}(\bar{R})$. Mivel azonban a színekölcsönhatásban a gluonok állandóan cserélik a színtöltést, ezzel *ragasztván* össze a hadronokat, az előbbi felírás csupán egy pillanatot jelent.

A hadronok elektromos töltését a $2/3, -1/3$ szabálynak megfelelően kell kombinálni, spinjét pedig a kvarkok $1/2$ értékét (és az esetleges pályaperdületet) figyelembevéve. Ennek és a (13.5) előírásnak megfelelően készült a 12.1. táblázat utolsó oszlopa.

A (13.5) szabály az *összetevő* (constituent) *kvark-modellnek* felel meg, ami a kvarkokból felépíthető hadronokat írja le „kirakós játék” formájában, de mély fizikai alapokra építve. (A 4 vagy több kvarkból/antikvarkból álló *egzotikus* hadronok léte nem zárható ki.)

a) Mezonok

Az eredő spin $J = 0$ értékéhez a $q \bar{q}$ -pároké $\uparrow\downarrow$ alakban állhat be a pszeudoskalár-mezonoknál (pl. $\pi^\pm$). A $J = 1$ vektormezonoknál az egyirányba állás $\uparrow\uparrow$ adja ki a megfigyelt spint, pl. J/ψ . Magasabb spinű mezonokban a kvarkok $L > 0$ pályaperdületű állapotban vannak. Ez olyan mint a „gerjesztett állapot”, pl. $\rho(1450)$, $J^P = 1^-$.

A π^- elektromos töltése az $\bar{u} d$ összetételt követeli meg: $(-2/3) + (-1/3) = -1$. A semleges pion 12.1. táblázatbeli kvark-összetétele lineáris kombinációt sejtet: a π^0 életének egy részében $u \bar{u}$, a másokban pedig $d \bar{d}$ állapotú, a szuperpozíció hullámfüggvényének

alakja pedig $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$. Az u , d kvarkokkal és antikvarkokkal $2^2 = 4$ részecske képzelhető el: $T = 1$ izospin triplett (pionok) és $T = 0$ szinglett (η).

Az azonos típusú kvark–antikvark-párokból felépülő mezonokat összefoglalóan *kvarkóniumoknak* nevezik az elektron–pozitronból létrehozható *pozitrónium* mintájára. (A két rendszer nívószerkezete sok tekintetben hasonló, 17.1. ábra.) A $c\bar{c}$ összetételű *charmónium* egyike a 0^- -os η_c mezon (a kvarkok spinje: $\uparrow\downarrow$), a másik az 1^- -os J/ψ ($\uparrow\uparrow$). A $b\bar{b}$ *bottomónium* egyik megjelenési formája a még alig vizsgált η_b mezon (0^- , $M \sim 9300 \text{ MeV}/c^2$), a másik pedig az Y (üpszilon) részecske (1^- , $9460 \text{ MeV}/c^2$, $\tau \sim 10^{-20} \text{ s}$), melynek több gerjesztett állapota ismeretes.

b) Barionok

A (13.5) szabálynak megfelelően az összetétel pl. $p^+ = uud$: azaz $Q = 2/3 + 2/3 - 1/3$. Az $1/2$ spinű részecskékben a három kvark közül kettő azonos beállású: $\uparrow\uparrow$. A $3/2$ -es barionokban egyirányúak: $\uparrow\uparrow\uparrow$. Az ennél nagyobb saját perdület $L > 0$ pálya-perdület létét feltételezi, mintegy „gerjesztett állapot”-ban, pl. $\Sigma(2030)$, $J^P = 7/2^+$.

A kevert állapotok a barionoknál kevésbé jelentősek, alig találtak utalást rájuk. Annál jellemzőbb a rendkívül sok gerjesztett állapot egy-egy részecskénél. A kétfajta hadron közötti alapvető különbség: bozonok, illetve fermionok. A barionoknál a három kvark, a (13.5) szabály és a *Pauli-elv* kemény feltételeket szab a lehetséges összetételre, ami ezen részecskéknek a mezonokéhoz viszonyított kisebb számában nyilvánul meg.

c) Partonok a hadronokban

A gluonok által közvetített színekölcsönhatás „ragasztja össze” a pontszerű kvarkokat a hadronokban. A szórás kísérletek szerint a mezonok, barionok belsejében a (13.5) szerinti kvarkok mellett kvark–antikvark párok is jelen vannak. Az előbbi összetevők a „valenciakvarkok”, az utóbbiak a „tengerkvarkok”. Mindezek a gluonokkal együtt azonosíthatók mint *partonok*. A nukleonokon belüli tengerkvarkok és gluonok jelenlétét a lepton–nukleon szórás kísérletekből meghatározható ún. szerkezetfüggvény mutatja.

A nukleonokon történő νN és $\bar{\nu} N$ szórások a kvarkokon mennek végbe. Hatáskereszt-metszeteik viszonyából az antikvark/kvark nukleonbeli arányára $\sim 0,2$ adódik.

A mélyen rugalmatlan ütközésekben a kvark–antikvark pár által elvitt lendület a teljesnek a fele. Tehát a csak erősen (színesen) kölcsönható gluonok részesedése az impulzusból ugyancsak 50%. A gluonok közvetlenebb megfigyelése 31 GeV -es e^+e^- ütközésekben történt. A kirepülő kvarkok 2 részecszerajt keltenek (13.4ab), melyek mozgásiránya egymással 180° -ot zár be. A térelmélet szerint az egyik kvark gluont is kisugározhat, amely hadronokba fragmentálódik a keltett kvarkok által. Így az előbbiekkal egy síkban jelentkező új részecszeraj, a megfigyelt 3-jet esemény a gluonok létét bizonyítja.

14. § A részecskék jellemzése

1. Részecskefajták megkülönböztetése

Megmaradási törvényekre épített mennyiségekkel, a „típus-töltéssel” lehet eligazodni a részecskék és átalakulásaik között. Értékük részecskékre $+1$, antirészecskékre -1 . Megmaradási törvények írhatók elő rájuk. Ezek kiválasztási szabályként korlátozzák a folyamatokat. A hadronok „típusmegmaradása” mögött az őket felépítő kvarkok kvantumszámait, illetve az íz (*zamat* vagy *flavor*) töltések állnak (13.1. táblázat).

a) Leptonszámok

Az $e - \nu_e$, $\mu - \nu_\mu$ és $\tau - \nu_\tau$ leptonokra jellemző tulajdonságokat az $L = +1$ leptonszámmal fejezzük ki a részecskékre, és -1 értékkel az antirészecskékre. $L = 0$ a nem-leptonokra. Három család van és így az elektronnál L_e , a müionnál L_μ , a taunál pedig L_τ az ún. *leptoncsaládszám*. Az elektrorra és elektron–neutrínóra $L_e = +1$, antirészecskéikre -1 , minden más részecskére

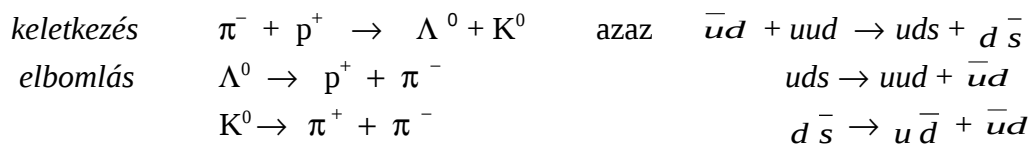
(μ , τ és neutrínók, valamint foton, hadronok) $L_e = 0$, ugyanígy a többi családra is. Mind-egyikre külön-külön szám-megmaradási törvény vonatkozik, melyet *Marx György* ismert fel először 1951-ben. A neutrínókra a leptoncsaládszám nem megmaradó mennyiség az oszcilláció miatt (19.§4). A teljes leptonszám $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ viszont a tapasztalat szerint megmarad minden folyamatban.

b) Barionszám, B

Megmaradása azt jelenti, hogy a magreakciókban, az elektromágneses- és gyenge kölcsönhatásban a nukleonok „nem tűnnek el”, azaz a „nukleonság” mint tulajdonság megmarad. A 3 kvarkból felépülő nukleonoknál, hiperonoknál a barionszám $B = 3 \cdot 1/3 = 1$, antirészecskéiknél pedig $B = -1$. Természetesen, a többi hadronra és a leptonokra $B = 0$ (12.1. táblázat). Az a) és b) együtt szabja meg a β -bomlás lefolyását.

c) Ritkaság (strangeness), S

A megfigyelések szerint bizonyos hadronok csak párokban keletkeznek és elbomlásuk különleges módon történik. A már korábban említett V-részecske folyamatainak részletei:



A keletkezés erős kölcsönhatásban történik, amelyre a jellemző élettartam $\sim 10^{-23}$ s. A hadronokra történő bomlás a viszonylag hosszú, $\sim 10^{-10}$ s élettartam miatt gyenge kölcsönhatásra utal. A részecskék ilyen tulajdonságai az S kvantumszámmal jellemezhetők a bennük levő s -kvark miatt. Értéke pl. Λ^0 esetén $S = -1$ és K^0 -ra $S = +1$, viszont a π -ra és a p -ra $S = 0$, mint ahogyan sok más részecskére is (12.1. táblázat). Az erős és az elektromágneses folyamatok teljesítik a ritkaság-megmaradás elvét. A gyenge kölcsönhatással történő elbomlásban viszont sérül. Ezért a kiválasztási szabályok:

$$\text{ha a gyenge kölcsönhatásban } S \neq 0, \text{ akkor } \Delta S = \pm 1 \text{ megengedett,} \quad (14.1)$$

$$\text{és} \quad \Delta T_3 = \pm 1/2 \quad (14.2)$$

A hadronok gyenge-bomlásaiban a kvarktípusok megváltoztatását a kölcsönhatást közvetítő $W^\pm$ -bozonok végzik.

d) Bájoság (charm), C

A C bájoság a c -kvarkot (is) tartalmazó hadronokat jellemzi. A 12.1. táblázatba ezek közül a D -(bájos)mezon és a Λ_c -(bájos) hiperon került be. Mindkettő a saját családjában „tisztá” C -értékkel rendelkezik és $S = 0$. A ritka-bájos hadronoknál $S \neq 0$ és $C \neq 0$. $S = -1$ és $C = 1$ esetére példa a D_s^- mezon, míg hiperonokra a Ξ_c^+ . A $c\bar{c}$ összetételű J/ψ rezonancia charmonium mezon, melyre $C = 1-1 = 0$.

A C kvantumszámra ugyanaz az erős- és elektromágneses kölcsönhatás által egyaránt teljesített megmaradási törvény érvényes, mint az S -re vagy a többire. A gyenge kölcsönhatásban ez az S -hez hasonlóan sérül és a (14.1,2) kiválasztási szabály irányítja a bomlásokat.

e) Mélység (bottomness), B^*

Ez a mennyiség a b -kvarkot tartalmazó hadronok jellemzéséreszolgál. A 12.1. táblázat mezonjai között a B tisztán „mélységes” ($S = 0$). A hiperonok közül pedig az ugyanilyennek Λ_b^0 a neve. „Ritka-mély” mezon a B_s^0 ($B^* = 1$, $S = -1$), míg hasonlóan bonyolult hiperon a Ξ_b^- ($B^* = -1$, $S = -1$). „Mélyen bájos” mezon a B_c^+ a $B^* = 1$, $C = 1$ értékekkel. Hasonló „szépség” nem található a barionok között. A B^* kvantumszámra is a szokásos megmaradási egyenlet vonatkozik a ritkaságnál megismert (14.1,2) alakú kiválasztási szabállyal.

(A B^* jelölés a barionszámtól való megkülönböztetésre szolgál.)

f) Magasság (topness), T^*

Ez a legkésőbb felfedezett t-kvark íz-kvantumszáma. A $t\bar{t}$ -rendszer olyan rövid élettartamú, hogy nem várható kötött állapotok létezése. Mezonokat és barionokat sem találtak eddig $T^* \neq 0$ értékkel. A ritkaságnál megismert törvények érvényesek a T^* kvantumszámra is. (A T^* jelölést az izospintól való megkülönböztetésre használják.)

A fenti szabályok (14.1,2)-vel együtt az egyszerű $\Sigma(q + \bar{q}) = \text{állandó}$ kvarkmegmaradást fejezik ki, ami a fermionmegmaradással ekvivalens, l. A korábbi c) folyamatoknál a kvark-képet. A (14.1) triviális minden kvarkra, beleértve az u és d -t is, hiszen az általános kvark-töltés változik meg a gyenge-bomlásban a $W^\pm$ hatására.

2. Hipertöltés. Hadroncsaládok.

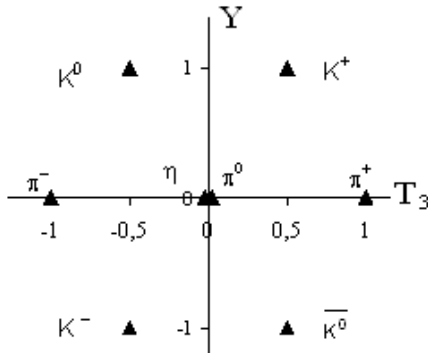
A részecsketípusra jellemző, kvarkösszetételt tükröző kvantumszámokból alakítható ki a hipertöltés:

$$Y = B + S + C + B^* + T^* \quad (14.3)$$

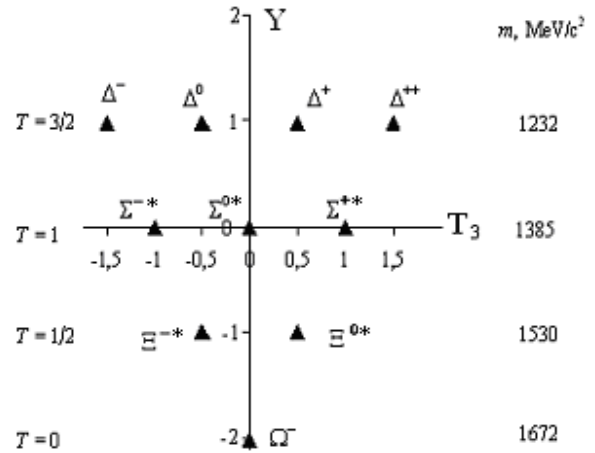
(A leptonokra $Y = 0$.) Még egy fontos adat van: az elektromos töltés, amit az izospin is figyelembe vesz. Mindezeket egységesen lehet kezelni a Gell-Mann–Nishijama-szabály (1955) általánosításával, amely szerint a q/e egységben mért elektromos töltés a következőképpen fejezhető ki:

$$Q = T_3 + Y/2 \quad (14.4)$$

A hipertöltés és az izospin 3. komponense szerinti szimmetriák segítették M. Gell-Mannt és Y. Ne'emant a szabályosságok felismerésében. A 14.1 ábra egy mezonoktett, a 14.2 pedig egy bariondekuplett sorozatot mutat. Ez utóbbinál a T izospin és az m tömeg is fel van tüntetve.



14.1. ábra. A $J^P = 0^-$ pszeudoskalár mezonok oktetije



14.2. ábra. A $J^P = 3/2^+$ barion dekuplett. A * gerjesztett állapotot jelöl.

A mezonoktett 8 pszeudoskalár részecskét helyez el az $T_3 - Y$ síkban. Kilenc $J^P = 1^-$ vektor mezon nonettbe rendezhető úgy, hogy hárman az $Y = 0, T_3 = 0$ helyre kerülnek. Az $1/2^+$ spin-paritású barionok ($n, p, \Sigma^{0+}, \Lambda^0, \Xi^{0-}$) nyolcas rajzolatot mutatnak a 14.1. ábrához hasonlóan. Természetesen, további családok is vannak, más J^P értékekkel és igen bonyolult térbeli (kristály) alakzatokba rendezhetők. A 14.2. ábrán látható 10 barionból álló sorozat 9 tagja már ismert volt, amikor a szimmetria alapján 1962-ben megjósolták az Ω^- hiperon létezését, kvantumszámait és tömegét. Az 1964-es, $K^+ + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$ Brookhaven-i kísérlet mindenben igazolta a várakozásokat!

A **mezonok** alcsaládokba sorolhatók a kvarkok *zamat-kvantumszáma* szerint. Az ismert részecskékre a következő kombinációk érvényesek:

- i) könnyű, *zamatnélküli* (light unflavored): d, u kvark, $S = C = B^* = 0$; π^{0+-} , ρ , f , ...
 - ii) ritka (strange: d, u, s) mezonok: $S = \pm 1$; K^{0+-} ...
 - iii) bájosak (charmed: d, u, c): $C = \pm 1$; D^{0+-} , ...
 - iv) ritka bájos (charmed strange: s, c) részecskék: $S = C = \pm 1$, D_s^{0+-} ;
 - v) mély (bottom: d, u, b) mezonok: $B = \pm 1$; B^{0+-} , ...
 - vi) ritka mély (bottom strange: s, b): $B = -S = \pm 1$; B_s^0
 - vii) mélyen bájos (bottom charmed: b, c): $B = C = \pm 1$; B^{+-} , ...
- és kvarkóniumok: charmónium, bottomónium.

Az egyes **barion** alcsoportokat is a *kvarkzamat* szerint lehet elkülöníteni.

I) könnyű: d, u kvarkokból, $S = 0$, $C = B^* = 0$ ($T^* = 0$), $T = 1/2, 3/2$; N- és Δ -barionok a nukleonok alap- és gerjesztett állapotait adják.

II) ritka: $S = -1$ Λ ($T = 0$), Σ ($T = 1$); $S = -2$, Ξ ($T = 1/2$);

$S = -3$ Ω és rezonanciái ($T = 0$).

III) bájos: $C = +1$ értékkel a c -t tartalmazzák az u vagy d kvarkok mellett, Λ_c^+ , Σ_c .

IV) kétszeresen bájos: $C = +2$ és u -, d - vagy s kvarkot ($S = -1$) kötnek cc -hez, Ξ_{cc}^+ .

V) ritka bájos: s - és c -ből épülnek fel + u, d , $C = 1$, $S = -1, -2$; Ξ_{cs}^{0+} , Ω_c .

VI) mély (bottom) hiperonra $B^* = -1$ és u, d, s ; Λ_b^0 .

VII) ritka-mély: $B^* = S = -1$; Ξ_b^0 és Ξ_b^- .

3. Antianyag

Jelenlegi világunk stabilitása azt mutatja, hogy az csupán az egyik típusú részecskékből épül fel, amelyeket *anyag*nak hívunk. Vajon a világ keletkezésekor volt-e szimmetria az *anyag* és *antianyag* között? Ha igen, mikor és miért szűnt meg?

Részecske-antirészecske találkozásakor „megsemmisülési” vagy *annihilációs sugárzás* keletkezik. Ugyanakkor megfelelő energiájú foton részecske-antirészecske párt hozhat létre. Az energiamegmaradás törvénye szerint a foton energiája:

$$(m_{\text{rész}} + m_{\text{antirész}}) \cdot c^2 = 2m_{\text{rész}} \cdot c^2 = h \cdot f \quad (14.5)$$

A lendületmegmaradás miatt két foton keletkezik, melyek egymással ellentétes irányban repülnek szét, ha a „találkozás” zérus eredő lendülettel történt. A (14.5) egyenlet visszafelé olvasva a *párkeltést* írja le, melynek küszöbenergiája $E_{\min} = 2mc^2$, és a lendületet egy M tömegű atommagnak el kell vinnie. Általánosabb feltétel:

$$E_{\min} = 2 \cdot mc^2 \cdot (1 + m/M) \quad (14.6)$$

A nagyenergiájú részecske-antirészecske ütközésekben tetszőleges részecskék keletkezhetnek a megmaradási elvek, kiválasztási szabályok betartása mellett. Különösen fontos eredményeket hoztak az elektron-pozitron és a proton-antiproton ütközések.

Részecske-antirészecske tulajdonságok:

- A részecskék és antirészecskék m tömege és bomlással szembeni τ élettartama azonos.
- Előjelet vált a Q elektromos töltés (l. $CPT = 1$ elv) és a μ mágneses momentum. Ellentétes továbbá a lepton-, barion- és ízkvantumszámuk, továbbá az antikvarkoknak antiíze van. Így (14.4) alapján az izospin z -komponense, T_3 is megfordul.

– A hadronoknál a kvark $\rightarrow$ antikvark transzformációnak felel meg a csere.

– Az antifermionok hullámfüggvényének paritása ellentétes a fermionokéval.

A hadronok változatos megjelenési formái miatt egyes esetekben nem könnyű az antirészecske azonosítása. A 12.1 táblázatban a kaonra hat részecske adatai találhatóak. Tulajdonképpen K^0 és K^+ izospindublett tagjai. K^- az előző antirészecskéje (ez az adatokból jól

látható). A semleges anti-kaon a K^- mezonnal képez izospindublettet. Mindketten gyenge kölcsönhatásban pionokra bomolhatnak. A mért élettartam különböző (12.1 táblázat): egy rövid „S” és egy hosszú „L” komponens figyelhető meg. A $K^0_S = K^0 + \bar{K}^0$ és $K^0_L = K^0 - \bar{K}^0$ „állapotok” valósulnak meg a bomláskor. A bonyolult viselkedésű D- és B-mezonnál a töltött, valamint semleges részecske-antirészecske párok képeznek izospindublettet.

A Σ^+ és Σ^- hiperonok nem antirészecskéi egymásnak A Δ -rezonancia Δ^{++} állapotot is mutathat. Izospinje $T = 3/2$, összesen 4 részecske alkotja a csoportot. A Δ^+ antirészecskéje nem a Δ^- , hanem a $\bar{\Delta}^+$.

Antianyagot gyorsítókkal több formában is előállítottak már. A pozitron, antiproton, antineutron, más antibarion és antimezonok keltése szinte rutinfeladat már. Az antihidrogén-atom magja $\bar{p}$, mely körül e^+ „kering”. Különleges az a He-atom, amelynek egyik elektronját antiproton helyettesíti: $He^{++} + e^- + \bar{p}$. Ilyen körülmények között az antirészecskék „sokáig” élnek és így alapvető atom- és magfizikai tulajdonságaik jól vizsgálhatók. A kölcsönhatásokbeli viselkedés azonosságát is felhasználva, sok kísérlet eredményeképpen a részecske-antirészecske m tömegének, q elektromos töltése és q/m fajlagos töltése abszolútértékének azonosságát protonra a következő pontossáig sikerült igazolni:

$$\begin{aligned} |m_p - m_{\bar{p}}|/m_p &< 2 \cdot 10^{-9}, \\ |q_p - q_{\bar{p}}|/q_p &< 2 \cdot 10^{-9}, \\ |(q_p/m_p) - (q_{\bar{p}}/m_{\bar{p}})|/(q_p/m_p) &= (-9 \pm 9) \cdot 10^{-11} \\ \text{és} \quad q_p + q_e &< 10^{-21} q \end{aligned} \quad (14.7)$$

Ezek az eredmények a világ együttes töltés-paritás-idő szimmetriáját, a *CPT-invarianciát* mutatják az adott pontossáig.

15. § Átalakulási folyamatok

1. Általános megfontolások

A magfizikában megismert (1.7) séma a részecskefizikai folyamatokra is érvényes:

$$\begin{aligned} A + x &\rightarrow C^* \rightarrow b + Y \\ &\rightarrow b' + Y' + Z + c \\ \text{és} \quad Y &\rightarrow \delta + \varepsilon \dots \end{aligned}$$

Többnyire az A részecskét nevezik *céltárgynak*, az x -et lövedéknek, melyek között valamilyen kölcsönhatás lép fel. Ez a folyamat *bemenő csatornája*. A C^* a keletkezett részecske vagy közbenső állapot, amelynek elbomlása több *kimenő csatornába* történhet különböző kölcsönhatásokon keresztül. Bármelyik szereplő lehet stabil vagy véges életű, ami bomlási sorokhoz, kaszkádokhoz vezethet. Rugalmas szórás és rugalmatlan folyamatok egyaránt bekövetkezhetnek. Az utolsó sor a nagyenergiájú fizikában gyakori forráselőállítást is tartalmazza: valamilyik végtermék közvetlenül gyenge kölcsönhatással hoz létre újabb lövedékeket más kísérletekhez.

A végállapotokhoz vezető utat a megmaradási törvények, kiválasztási szabályok határozzák meg. Alapvető az $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$ teljes energia megmaradása. Ha ez nem teljesül, a folyamat nem megy végbe. Az energiamegmaradás törvénye szükséges, de nem elegendő: a kiválasztási szabályoknak is teljesülniük kell. Ezek szintén megmaradási elvek: perdület, elektromos töltés, részecsketípus, egyes esetekben az izospin és/vagy z-komponense, paritás. Ha minden teljesül, akkor a folyamat bekövetkezik, és a részecskék kinematikáját a lendületmegmaradás törvénye határozza meg. Az 1.§4 fejezet részletesen foglalkozik a fontosabb megmaradási elvekkel.

Az átalakulásokban a fermionok száma megmarad, a bozonoké nem.

A hadronok megjelenése egy bomlási csatornában a kvarkok közötti folyamatokra utal. A kvarkok barion-töltése: $B_q = 1/3$. A mezonoknál (13.5) miatt ez mindig $B = 0$, a barionoknál $B = 1$. A barionszám kvarkszinten megmaradó mennyiség. Az s -, c -, b - és t -kvarkoknál az erős (szín) és az elektromágneses kölcsönhatások az S , C , B^* , T^* zamatot megőrzik. A gyenge bomlások a 14.1–2 kiválasztási szabályt követik (14.8), a zamatot a $W^\pm$ mértékbozonok átalakítják.

A reakciósebesség, aktivitás, csatornaszélesség (6.3) összefüggéseiből származtatható, egy részecskére vonatkozó w átalakulási (bomlási) sebesség a kezdeti és végállapot hullámfüggvényével és a kölcsönhatási potenciállal is kiszámítható M_{kv} átmeneti mátrixelemmel arányos. Az U potenciálban egy α csatolási állandó skálázza a kölcsönhatás erősségét. Ha ρ_v a végállapotok sűrűsége, akkor

$$w = |M_{kv}|^2 \cdot \rho_v / h \quad \text{és} \quad \Gamma \sim w \rightarrow \Gamma \sim 1/\tau \sim w \sim \sigma \sim \alpha^2 \quad (15.1)$$

Az élettartam tehát fordítva arányos a kölcsönhatás erősségével. Az erős kölcsönhatás karakterisztikus ideje $10^{-23} - 10^{-24}$ s, az elektromágnesesé $10^{-19} - 10^{-21}$ s, a gyenge erőké $\sim 10^{-13}$ s-tól több milliárd évig (pl. β -bomlás) terjedhet.

A bomlások során az egyes csatornákat a BR elágazási arány jellemzi. A τ teljes élettartamból az i -edik átalakulási folyamatra $\tau_i = \tau / BR_i$ (6.5) alapján.

Az ütközéseknél a részecskék ΔX megközelítési távolsága a részecskék E energiájától függ, ami a kölcsönhatás Δt időtartamával hozható kapcsolatba. A határozatlansági relációt felhasználva ΔX (fm) = $c \cdot \Delta t \sim \hbar / E \sim 0,197/E$ (GeV) (ld 7.3 képlet).

2. Ütközés, szórás

A semleges, pontszerű neutrínók fontosak a leptonok és hadronok tanulmányozásában. Egyrészt a részecskék szerkezetére adnak felvilágosítást (szórási kísérletekben), másrészt a kölcsönhatásokra. Ez utóbbiban játszanak szerepet a semleges leptonok *gyenge* folyamatai. Az N nukleonnal való kölcsönhatás eredményeképpen valamilyen Y hadron-végállapot keletkezhet és töltött vagy semleges lepton:

$$\nu_e + N \rightarrow e^- + Y \quad \text{töltött gyengeáram} \quad (15.2)$$

$$\text{vagy} \quad \nu_e + N \rightarrow \bar{\nu}_e + Y \quad \text{semleges gyengeáram} \quad (15.3)$$

Mivel a kimeneti csatornában hadron és lepton keletkezett, *részben leptonikus folyamat* ment végbe. *Tisztán leptonikus* kölcsönhatás is lehetséges:

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{leptonos semleges gyengeáram} \quad (15.4)$$

Ennek CERN-beli kimutatása buborék kamrával (23.8 4a) 1973-ban komoly bizonyítéka volt az elektrogyenge-kölcsönhatás elméletének.

3. Bomlások

Sokféle kimeneti csatorna lehetséges a részecskék világában. Egy összetett(nek feltételezett) rendszer elbomlása során még legalább másik két részecske keletkezik. Tehát az ilyen átalakulások legalább *három-részecskés* folyamatok. Ha a kimenő csatornában *egyetlen*, de az eredetihez képest más tulajdonságú részecske van, akkor azt nevezhetjük *konverciónak*. Ha ez az átalakulás periódikusan ismétlődik, akkor *oszcilláció* történt (l. neutrínó-oszcilláció, ami tulajdonképpen még nincs igazolva, csupán a konverzió egyértelmű, 19.84).

Az alábbi példákban a BR elágazási arányokkal a bomlások összehasonlíthatók, bár egy típuson belül összegük nem feltétlenül egységnyi (BR a részecske teljes sorsára vonatkozik).

a) A leptonok gyenge kölcsönhatásai egymással a $\tau \rightarrow \mu \rightarrow e$ irányban folyhatnak le (ld. a 12.1 táblázat tömegadatait). Az L_e L_μ L_τ leptontöltések mindegyikének megmaradásával értelmezhetők a *gyenge kölcsönhatás* alábbi átalakulási folyamatai:

$$\begin{array}{lll} \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma & \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + e^- + e^+ \\ (BR \sim 0,986) & (BR \sim 1,4 \cdot 10^{-2}) & (BR \sim 3,4 \cdot 10^{-5}) \end{array} \quad (15.5abc)$$

$$\begin{array}{ll} \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau & \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \\ (15.6ab) & (\sim 0,178) \quad (\sim 0,174) \end{array}$$

A leptonszám megmaradást sértének a μ^- ilyen átalakulásai: $e^- + \gamma$, $e^- + e^+ + e^-$. Kísérletileg ezekre $BR \leq 10^{-11}$ felső korlátot kaptak, míg a $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ bomlásra ma a határ $< 10^{-2}$.

b) Lepton részben leptonikus gyenge bomlása hadronra a család legnehezebb tagjánál történhet meg. Az igen változatos csatornák közül néhány:

$$\begin{array}{lll} \tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau & \tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \nu_\tau & \tau^- \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^- + \nu_\tau \\ (15.7abc) & & \end{array}$$

c) A hadronok erős bomlása hadronokra a rezonanciák sorsa is lehet:

$$\begin{array}{lll} \text{mezon} & \rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ & \rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ (15.8ab) & & \\ \text{barion} & \Delta^{++} \rightarrow p^+ + \pi^+ & \Delta^{++} \rightarrow p^+ + \pi^+ + \gamma \\ (15.9ab) & & \\ & \Delta^0 \rightarrow n^0 + \pi^0 & \Delta^0 \rightarrow n^0 + \gamma \\ (15.10ab) & & \\ & (\sim 0,99) & (\sim 0,01) \\ & (\sim 0,99) & (\sim 0,01) \end{array}$$

d) A hadronok gyenge bomlása hadronokra (és esetleg fotonra), azaz nem-leptonos:

$$\begin{array}{lll} \text{mezon} & K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 & K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \\ & (0,314) & (0,686) \\ & K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 & K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \\ & (0,195) & (0,126) \\ \text{barion} & \Sigma^+ \rightarrow p^+ + \pi^0 & \Sigma^+ \rightarrow n^0 + \pi^+ \\ (15.13ab) & & \\ & (0,516) & (0,483) \\ & \Sigma^- \rightarrow n^0 + \pi^- & \Sigma^- \rightarrow n^0 + \pi^- + \gamma \\ (15.14ab) & & \\ & (0,9985) & (0,00046) \\ & \Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- & \Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^- \\ (15.15ab) & & \\ & (0,678) & (0,236) \\ & & \Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0 \\ (15.15c) & & \\ & & (0,086) \end{array}$$

e) A hadronok gyenge bomlása csak leptonokra (és még esetleg fotonra):

$$\begin{array}{lll} \text{mezon} & \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma \\ (15.16ab) & & \\ & (0,99988) & (0,0002) \\ & \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e & \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma \\ (15.17ab) & & \\ & (0,00012) & (7,39 \cdot 10^{-7}) \\ & & \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \\ (15.18) & & \end{array}$$

(0,01198)

Itt csak mezon lehet az elbomló részecske a barionszám-megmaradás miatt.

f) A hadronok részben leptonikus gyenge bomlása hadronokra is:

$$\text{mezon} \quad K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$$

(15.19ab)

$$\text{barion} \quad \begin{aligned} n^0 &\rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e & (0,049) & (0,033) \\ \Sigma^- &\rightarrow n^0 + e^- + \bar{\nu}_e & (1,0) & (0,001). \end{aligned}$$

(15.20)

(15.21)

Az (5.20) a „klasszikus” β^- -bomlás a magfizikában, radioaktivitásban.

g) A hadronok elektromágneses bomlása, $\Delta S = 0$ és $\Delta T_3 = 0$:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \quad \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma + \gamma$$

(15.22ab)

$$\begin{aligned} &(\sim 1,00) & (< 0,03) \\ \Sigma^0 &\rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^- & (0,005) \end{aligned}$$

(15.23)

h) A hadronok tisztán elektromágneses elbomlása („szétsugárzása”) csak mezonoknál figyelhető meg a barionmegmaradási törvény miatt:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (0,988). \quad (15.24)$$

$$\eta^0 \rightarrow 2\gamma \quad (0,394). \quad (15.25)$$

Az η rezonanciaként keletkezik $\Gamma = 1,30 \text{ keV}$ szélességgel, azaz $\tau \sim 5,06 \cdot 10^{-19} \text{ s}$.

V. A RÉSZECSEFIZIKA STANDARD MODELLJE

A sok kísérleti tapasztalat, az eredményeket igazoló elvi megfontolások és az elméleti előrejelzések alapján végzett mérések olyan leírást követelnek, amely lehetővé teszi az anyag felépítésének, a részecskék folyamatainak és a kölcsönhatásoknak egységes képben való egyesítését. A *Standard Modell* (SM) mindezt kvantitatíven és lényegében ellentmondásmentesen teszi meg. Nem lezárt elmélet még ma sem: kisebb-nagyobb kiegészítések már vannak, illetve szükségességük látszik. Az alapok, a módszerek viszont olyanok, amelyekre biztonságosan lehet továbbépíteni. Az elektromágneses kölcsönhatás leírására kiépített *kvantumelektrodinamika* (QED) volt a példa a *kvantumszíndinamika* (QCD) kidolgozására, amely az erős kölcsönhatást térelméleti úton tárgyalja a színtöltésekkel. A jelenségek közötti kapcsolatok világosan látszanak az elektromágneses, gyenge és erős kölcsönhatásban. A gravitációt az elmélet nem tudja kezelni.

16.§ A SM fundamentális fermionjai: az anyag építőkövei

Feles spinű, pontszerű, tovább már nem bontható részecskékből épül fel látható világunk. Eddigi tudásunk szerint két fajtájuk van: leptonok és kvarkok. Hasonlatosságuk a családjaik és tagjaik számában van. Alapvető különbségük, hogy a leptonok szabadon is megjelennek az anyag többi formájától függetlenül és van közöttük végtelennek vehető élettartamú, az elektron. A kvarkok viszont csak hadronokba bezárva fordulnak elő.

1. Leptonok

A részecskék általános jellemzésénél a *három család* néhány tulajdonságát bemutattuk, adataik a 12.1. táblázatban találhatók. Egy-egy töltés-dublettből állnak, melynek tagja egy negatív töltésű nehéz, valamint egy elektromosan semleges, nagyon könnyű részecske.

A szerkezetnélküli, *pontszerű* feles-spinű részecskék közös tulajdonsága, hogy az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásban vesznek részt. Az előbbi az elektromos, az utóbbi a *gyenge töltésük* révén hat rájuk (tömegükkel pedig érzik a gravitációt is).

Az atomi szintű anyagfelépítés alapvető elemei. Az emberi léptékkal mérhető világban közülük az elektron játssza a főszerepet. Az atomi folyamatokban való egyenjogúságukat olyan kísérletek bizonyították, amikor valamelyik héjelektront helyettesítették müonnal. A *müonatomok* a héjfizika mélyebb megértését segítik elő, mivel „közelebb” kerülhetnek az atommaghoz és más elektromos erőteret érzékelnek.

a) A gyenge izospin

Két elemű töltött rendszerhez formálisan $T = 1/2$ izospin mindig rendelhető, így a tagokat a $T_3 = +1/2$ és $T_3 = -1/2$ komponensek különböztetik meg. A (14.4) *Gell-Mann–Nishijama-törvény* a hadronokra és alkotóikra alkalmazható közvetlenül. A leptonoknál a *gyenge hipertöltés* $Y = -L$ formában adható meg. Ezzel $Q = T_3 + Y/2 = T_3 - L/2$. Ekkor a neutrínóra $T_3 = +1/2$, a töltött leptonra $T_3 = -1/2$. Ez a T az ún. *gyenge izospin*, ami minden fermionra létezik. (A 12.1 táblázatban a félreértések elkerülése végett nem szerepel.) A nukleonok [$p^+ n^0$] állapotának alakilag a „balkezes” leptonok [$\nu^0 l^-$]_L rendszere feleltethető meg, amely így egy-egy *gyenge izospin dublett* családonként (ami formális egyezés az elektrogyenge-kölcsönhatás mérték-elmélete számára).

b) A leptoncsaládok száma

Az $e^- e^+$ ütközésekben 91,188 GeV energián $\Gamma = 2,495$ GeV szélességű rezonancia észlelhető. Ez a Z^0 -bozon keletkezését jelzi, amely a gyenge kölcsönhatást közvetíti a semleges csatornában. Keletkezése és elbomlási módjai, csatornaszélességek (MeV):

$$\begin{aligned}
e^+ e^- \rightarrow Z^0 &\rightarrow e^+ e^- + \mu^+ \mu^- + \tau^+ \tau^-, \quad \Gamma_{\text{elm}} = 252, \quad \Gamma_{\text{kis}} = 251,95 \\
&\pm 0, \pm 50, \\
&\rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e + \nu_\mu \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau, \quad \Gamma_{\text{elm}} = 498, \quad \Gamma_{\text{kis}} = 498,0 \\
&\pm 1,5, \\
&\rightarrow u \bar{u} + c \bar{c} + \\
&\quad + d \bar{d} + s \bar{s} + b \bar{b}, \quad \Gamma_{\text{elm}} = 1720, \quad \Gamma_{\text{kis}} = 1744,4 \pm 1,5 \\
&\quad \Sigma \Gamma_{\text{elm}} = 2470, \quad \Sigma \Gamma_{\text{kis}} = 2495,2 \pm 2,3.
\end{aligned} \tag{16.1}$$

A σ_{hadron} a (24.3) képlet szerinti $\sqrt{s}$ energia függvényében meghatározható. A rezonanciagörbe maximumának mért értéke

$$\sigma = (30,6 \pm 0,5) \text{ nbarn.} \tag{16.2}$$

A töltött lepton-antilepton csatornák szélessége külön-külön is nagyon pontosan mérhető: $\Gamma_e = 83,91 \pm 0,12$; $\Gamma_\mu = 83,99 \pm 0,18$ és $\Gamma_\tau = 84,08 \pm 0,22$ MeV. A (16.1) első sorában az összeg az együttes kiértékelésből nyert $83,984 \pm 0,086$ MeV háromszorosa, az elmélettel nagyszerű egyezésben. A kölcsönhatás szempontjából a *három fajta lepton teljesen azonosan* viselkedik.

A hadron-csatornában a szélességre az elmélet egy $q \bar{q}$ párra ~ 290 MeV-et és ~ 380 MeV-et ad a (16.1)-beli első kettő, illetve utolsó három rendszerre: $2 \cdot 290 + 3 \cdot 380 = 1720$ MeV. A kísérletben az összevont hadronikus szélesség van megadva összehasonlításra, 1744 MeV. A neutrínók *láthatatlan* csatornájára a szélességet a teljes és a többi parciális érték összegének különbségéből lehet kiszámítani.

A mérési adatokból, valamint a töltött és semleges leptonok bizonyítottan egyértelmű kapcsolata folytán a *lepton családok számára egyértelműen lehet következtetni*. A mért láthatatlan szélesség és az elméleti neutrínó-szélesség hányadosa:

$$N = 2,994 \pm 0,012. \tag{16.3}$$

Három leptoncsalád létezik.

Mennyire *egyértelmű* a (16.3)-beli érték? Kétféle analízis végezhető 2 és 4 család feltételezésével. Az egyik a Γ értékek variálása, ami 100 MeV rendű eltéréshez vezetne az $1,5$ MeV-es hiba mellett. A másik a rezonanciagörbe elméleti és kísérleti amplitúdójának vizsgálata. A maximumban számított ilyen értékek: $\sigma(N_v=2) = 34,3$, $\sigma(N_v=3) = 30,8$ és $\sigma(N_v=4) = 27,0$ nbarn. Ezekől $N = 3,03 \pm 0,10$ adódik a mért (16.2) adattal, igazolva a (16.3) eredményt.

2. Kvarkok

A hadronok építőköveinek alapszáma az elmélettel jól egyező kísérletek szerint *hat*. Mindegyikük három színtöltésben jelenhet meg: R , G , B . Adataik a 13.1. táblázatban található.

a) Tömeg

A kvarktömegek közvetlen méréssel nem határozhatók meg, mivel szabad állapotban nem fordulnak elő. Az effektív térelméletek egyik fajtája, a királis perturbációs elmélet, nagyon sikeresnek bizonyult a $\pi\pi$ - és mezon-nukleon-ütközések leírására. Ennek eredményeiből a kvarktömegek arányai:

$$m_u/m_d \sim 0,35-0,60 \quad \text{és} \quad m_s/m_d \sim 17-22.$$

Egyébként a kvarktömegek a kvantumszínelmélet (QCD, 17.§3) paraméterei. Ezekkel számolva bizonyos mérhető mennyiségeket lehet nyerni, amelyek a használt tömegértékek realitásának megítélésére alkalmasak.

A nukleon összetevőiből számolva $m_u = m_d \sim 0,313$ GeV-et is szoktak venni, ami az ún. összetevő („constituent”) tömeg. Ez az s -kvarkra $\sim 0,538$ GeV lenne. A c és b részecskéknél a

charmónium illetve *bottomónium* állapotokat megvalósító mezonok (pl. J/ψ illetve Y) adatai alapján számolnak. A t top-kvark tömege olyan nagy már, hogy a hadronizáció előtt el is bomolhat más kvarkokba és a W -bozonba vagy leptonokba. Ezekből a folyamatokból „valódi” tömeget lehet számolni, ami a táblázatban fel van tüntetve. Ennek alapján keresték, majd meg is találták a ~ 185 proton-tömegnyi pontszerű, elemi összetevőt 1995-ben a Fermi-Lab (USA) Tevatron nevű $p\bar{p}$ ütköztetőjére telepített két kísérletben.

b) Család, zamat, generáció

A kvarkok közül az első kettő izospin dublett $T = 1/2$ miatt, ezért egy családba való tartozásukat a 13.1. táblázatban a határoló vonalak hiánya jelzi. A többi négy $T = 0$ izospin szingulett. A *zamat*ban különböznek: mindegyiknek van sajátja és csakis az van neki a barionszám $1/3$ értéke mellett. Az utolsó négy *íz*-érték hangsúlyozottan el van választva az első kettőtől a táblázatban. Ami mégis mutat valamilyen páros tulajdonságot, az az elektromos töltés $-1/3$ és $+2/3$ szabályos váltakozása.

Szokták az utolsó négy kvarkot két párba is besorolni (13.1. táblázat, szaggatott vonal). Ekkor a $T = 1/2$ izospin miatt $T_3 = +1/2$ -t rendelnek a $+2/3$, illetve $T_3 = -1/2$ -t a $-1/3$ elektromos töltésű tagokhoz. Ez ismét *gyenge izospin*, amelyre akkor érvényes a (14.4) *Gell-Mann – Nishijama*-törvény, ha a hipertöltést $Y = B = 1/3$ alakban adjuk meg. Az u - és d -kvarkra a két fajta izospin megegyezik; az „erős” izospin ezen kvarkok „zamatjaként” fogható fel.

A leptonok „rendesen” követik a páros besorolást (gyenge izospin-dublett) és a kísérletek igazolták a *három* család létét. Érthető az a törekvés, hogy a nehéz és a könnyű építőkövek hat elemét egymással valahogyan párhuzamba állítsuk és kettesével csoportosítsuk. Közösén *generációnak* nevezik azokat a párokat, amelyek a 17.2. táblázatban egymásnak meg vannak feleltetve: a -1 és 0 elektromos töltésű leptonok illetve a $-1/3$ és $+2/3$ töltésű kvarkok. Ezekre a megfelelő *gyenge izospin* értéke $T_3 = -1/2$ illetve $+1/2$. A mélyebb ok a világ *töltésszimmetriája*, ami a következő törvényben jut kifejezésre:

A leptonok és kvarkok elektromos töltésének teljes összege minden generációban $= 0$.

$$\{\sum_{i=1,2} Q_i\}_g^{\text{lepton}} + \{\sum_{k=1,2} Q_k(R) + \sum_{k=1,2} Q_k(G) + \sum_{k=1,2} Q_k(B)\}_g^{\text{kvark}} = 0$$

ahol $g = 1, 2, 3$ a generáció, $i, k = 1, 2$ az elektromos töltésállapot. (16.4)

A $g = 1$ generációnak kitüntetett szerepe van: a látható stabil mikro- és makrovilág elektronból, valamint az u -, d -kvarkokból álló protonból és neutronból épül fel.

17. § A kölcsönhatások egységes képe

A részecskék között fellépő kölcsönhatások leírására a klasszikus fizikában az *erőtörvényeket* használjuk (pl. gravitációs, elektromágneses). Az erőteret (skalár és/vagy vektor) potenciállal lehet jellemezni. A kvantumtér-elméletben ez a kép átalakul: a részecskék valamely töltésével kapcsolatos kölcsönhatást *virtuális bozonok* közvetítik (amelyek közül a foton szabadon, „örök életűen” is létezik). A 7.§3 fejezetben láttuk, hogy a hatótávolságot a részecske redukált Compton-hullámhosszával azonosíthatjuk, ami $r_0 \sim \frac{1}{c} = \frac{1}{Mc^2}$.

A közvetítő bozonok és tulajdonságaik a 17.1. táblázatban találhatók. Velük lesz teljessé a SM részecskestruktúrája, amelyet a 17.2 táblázat foglal egységbe. A kölcsönhatások általános jellemzői, a megmaradási törvényekhez való viszonyuk a 17.3. táblázatban látható.

1. Általános leírás

A kölcsönhatásokat megmaradási törvények irányítják. Ezek a terek ún. *mérték-invarianciájából* vezethetők le. Az adott típusú töltésre *globális invariancia* jelenik meg. Ebből *lokális mértékszimmetria* nyerhető bizonyos kompenzáló terek hozzáadásával. A Standard Modell szerint a kölcsönhatások ilyen helyi szimmetriákból származtathatók, forrásuk a

megfelelő töltés. A közvetítő részecskék a *mértékbozonok*. A kölcsönhatásokat *mérték-elméletek* írják le.

17.1. táblázat. A kölcsönhatások közvetítőinek adatai

Kölcsön- hatás	Mér- ték bozon	Tömeg Mc^2 GeV	El. töltés $Q=q/e$	Szín- töltés R G B	Gyen- - ge töltés	Spin Par. J^p	Állapot széles- ség Γ , GeV
Elektro- gyenge	γ	0	0		0	1^-	
	W^+	80,399	+1		1	1^-	2,085
	W^-	80,399	-1		1	1^-	2,085
	Z^0	91,1876	0		1	1^+	2,4952
Erős	8 g	0	0	van	0	1^-	
Gravi- táció	Gravi- ton ?	0	0		0	2^+ ?	

17.2. táblázat. A Standard Modell fundamentális részecskéi

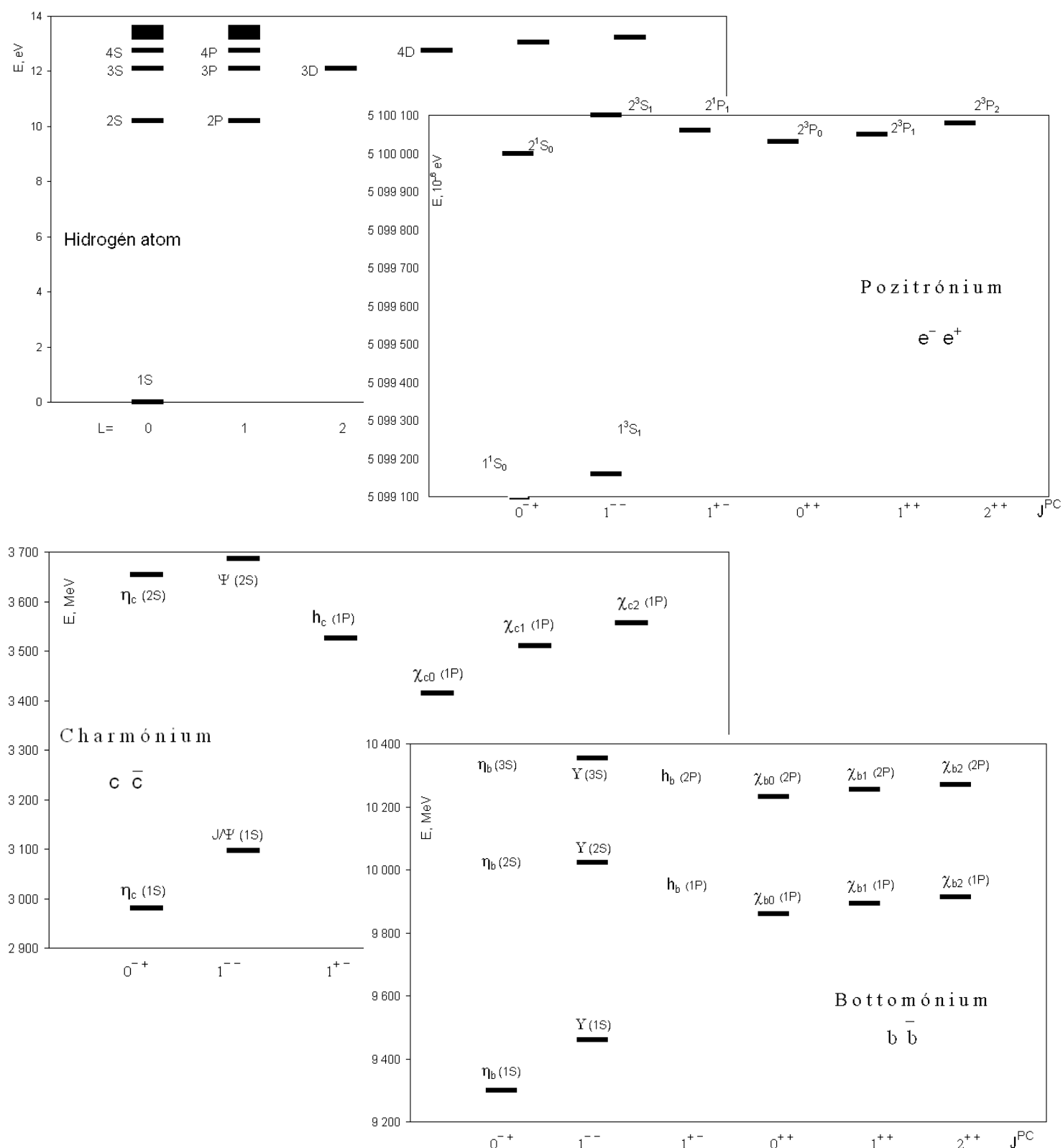
L E P T O N		K V A R K			fermionok s=1/2 $\square$			
<i>Q el.</i>		$\xrightarrow{\hspace{2cm}}$			<i>Q</i>	<i>Gene-</i>		
<i>töltés</i>		<i>s z í n t ö l t é s</i>			<i>el.töltés</i>	<i>ráció</i>		
-1	e	<i>z a m a t</i>	d_R	d_G	d_B	-1/3	1.	-1/2
0	ν _e		u_R	u_G	u_B	+2/3		+ 1/2
-1	μ		s_R	s_G	s_B	-1/3	2.	-1/2
0	ν _μ		c_R	c_G	c_B	+2/3		+ 1/2
-1	τ		b_R	b_G	b_B	-1/3	3.	-1/2
0	ν _τ		t_R	t_G	t_B	+2/3		+ 1/2
γ, W ⁺ W ⁻ Z ⁰		g1 -...- g8			mértékbozonok s=1			
elektrogyenge		 erős, szín			kölcsönhatás			

Megjegyzés: A gyenge erők szempontjából az erős kölcsönhatásbeli kvarkok a három generáció részecskéinek keverékeiként állnak elő a 17§.4e szerint. Ezért a családoknál (megjegyzés szerint) az első sorok tagjait meg kellene különböztetni, utalva a keveredésre: $d' s' b'$. Ettől itt éppúgy eltekintettünk, mint a három lepton-dublett és három kvark-dublett „L” megjelölésétől, ami a „balkezes” változatokra utalna.

A részecskék, terek kölcsönhatásai tanulmányozásának egyik lehetősége ütközési és bomlási folyamatok vizsgálata. A kölcsönhatás megismerésének másik eszköze a kötött rendszerek diszkrét állapotainak tanulmányozása: energia, spin, paritás, nívószélesség (élettartam), elektromágneses momentumok.

Fontos következtetések vonhatók le különböző elemi részecskékből és antirészecskéjükből összeálló kettős rendszerek összehasonlításával a kölcsönhatás jellemzőinek megállapítására. A 17.1. ábrán a pozitronium, charmónium és bottomónium ($M_b \sim 3,5 \cdot M_c$) nívó-

sémája látható a H-atoméval és egymással összehasonlítva. A $c\bar{c}$ és $b\bar{b}$ gerjesztett állapotai különböző mezonokat, lényegében tömegspektrumot jelentenek.



17.1. ábra. A részecske–antirészecske kettős rendszerek alacsonyan fekvő nivóinak összehasonlítása.

Felül: H-atom és pozitronium, alul: charmonium és bottomonium.

J^{PC} : az állapot J impulzusmomentumát, P paritását és C töltéstükrözési paritását jelöli.

2. Elektromágneses kölcsönhatás, EM

Forrása az elektromos töltés. A töltött részecskék között a kapcsolatot a relativisztikus kvantumelektrodinamika (QED) szerint a virtuális *fotonok* cseréje hozza létre. Az elektromágneses mező vektortranszformációs tulajdonságokkal rendelkezik, a foton vektorbozon: $J^P = 1^-$. A spin 1 értéke abból következik, hogy minimálisan egy elektromos vagy mágneses dipól oszcillációja kelt elektromágneses 2^J -pol sugárzást ($J = L + S$). A korábbiak szerint $L = 0$ pályaperdület miatt a paritás $P = (-1)^{0+1} = -1$. Mivel a fotonok nyugalmi tömege zérus, a hatótávolság végtelen. Ez fejeződik ki a Coulomb-mező potenciális energiájának távolság-függésében, Két, egymástól r (fm) távolságban lévő e nagyságú töltés energiája (GeV):

$$E_{EM}(r) = -K/r \quad K = \alpha_{EM} \cdot \hbar c \sim 0,00144 \text{ GeV} \cdot \text{fm}. \quad (17.1)$$

A kölcsönhatás erősségét az egységnyi dimenziójú $\alpha_{EM} = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) = 1/137,0359968$ *finomszerkezeti állandó* jellemzi, amely 100 GeV körül $\sim 1/128$ lesz ($\hbar c = 197,327 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$).

Az EM kölcsönhatás keretei között vizsgáljuk a következő folyamatokat:

- i) Rutherford-szórás: hatáskeresztmetszete $\sigma \sim (Z_1 e Z_2 e)^2 \sim \alpha_{EM}^2$.
- ii) Az atommag terében lejátszódó párkeltés.
- iii) Annihiláció.
- iv) Fékezési sugárzás.
- v) Cserenkov-effektus.

A 17.1. ábrán bemutatott nívósémák segítségével a pontszerű részecske-antirészecske-pár elektromágneses kölcsönhatásai jól tanulmányozhatók az egyéb erőktől eredő különbségekkel együtt. A QED a kísérleti eredményeket nagy pontossággal adja vissza.

Az elektromos mező V (skalár) potenciálfüggvényének nullpontja tetszőlegesen megválasztható. A potenciálkülönbségnek van csak jelentősége: $\Delta W = (V_2 - V_1)q$ a végzett munka. Ebből a mértékszimetriából *Wigner Jenő* levezetett egy *globális invarianciát*, ami a globális elektromostöltés-megmaradást adja. Tetszőleges kis térfogatban ez nem teljesül, azaz nincs *lokális invariancia*, mert a kontinuitási egyenlet miatt az áramokat is figyelembe kell venni. Az $\mathbf{A}$ vektorpotenciál hozzáadásával a mértéktranszformáció az $\mathbf{E}$ és $\mathbf{B}$ teret változtatlanul hagyja. Ez a *Maxwell-egyenletek* mértékinvarianciája, ami a kölcsönhatáshoz szükséges lokális szimmetria. A V és $\mathbf{A}$, illetve rajtuk keresztül az $\mathbf{E}$ és $\mathbf{B}$ tér összekapcsolódott.

A neutron β^- -bomlása két formájának, $n \rightarrow p + \nu_e + \bar{\nu}_e$ és $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ arányára $< 8 \cdot 10^{-24}$ korlátot kaptak kísérletileg: a *töltés-megmaradás* törvénye ilyen pontossággal teljesül (ld. 14.§3.). Ez az elektromágneses tér mértékinvarianciájával kapcsolatos.

3. A színkölcsönhatás

A kísérletek alapján kialakult mikroszkópikus szerkezet szerint a hadronok összetett részecskék (13.§4): 2 vagy 3, színtöltést hordozó kvarkból állnak, melyek között *színkölcsönhatás* lép fel. A térkvantumok a *tömegnélküli, színes gluonok*, melyek mértékbozonokként a ragasztó szerepét játsszák. Az erős (nukleáris) és a színkölcsönhatás közötti kapcsolat hasonlít az atomokat molekulává kötő *Van der Waals-féle* és a töltések között fellépő *Coulomb-erő* viszonyára.

a) Kvantumszíndinamika, QCD

A hadronokban a kvarkok „összeragasztása” színtöltés-cserével történik a gluonokon keresztül. A közvetítők egy színt és egy anti-színt hordoznak, ezért egymással is kölcsönhatásban vannak. A korábbiakban említett R, G, B színek és az R, G, B antiszínek 3^2 kombinációt adnak. Ebből csak 8 *független gluon* szükséges, mert a „fehérből fehérbe” való

átvitel nem jelent színcserét: ezért nincs szükség az $(1/\sqrt{3}) \cdot [R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G}]$ tagra. A gluon-oktett (normált) elemei:

$$\begin{aligned} & R\bar{B}; R\bar{G}; B\bar{G} \quad B\bar{R}; G\bar{R}; G\bar{B}; \\ & (1/\sqrt{2}) \cdot [R\bar{R} - B\bar{B}]; (1/\sqrt{6}) \cdot [R\bar{R} + B\bar{B} - 2 \cdot G\bar{G}] \end{aligned} \quad (17.2)$$

A hadron-hadron (erős) kölcsönhatás a kvarkok között megy végbe a megfelelő gluonok közvetítésével. A csatolási állandó a QCD-ben (Quantum Chromodynamics) α_s („s”=strong). Az egyik, $q_1(R)$ kvark emittál egy $g(R\bar{B})$ gluont, amelyet a másik, $q_2(B)$ elnyel és ezáltal színcsere következik be: a gluon az egyik kvarkból „elvesz” egy R -színtöltést és egy anti- B -t. Ez utóbbi mozzanat ekvivalens egy B -töltés „hozzáadásával”: $q_1(B)$. A másikhoz „kerül” az R és az $\bar{B}$ miatt végülis $q_2(R)$ keletkezik. Ugyanígy a nukleon 3 kvarkja a gluonok segítségével állandó színtöltés-cserében van egymással, ami a kötést adja.

b) A potenciál távolságfüggése

A kölcsönhatási potenciál jellemzőire a részecske-antirészecske típusú kötött állapotok tulajdonságai felvilágosítást adnak. A *charmónium* és a *bottomónium* „molekulák” összetétele $c\bar{c}$ illetve $b\bar{b}$. A „gerjesztett” állapotok a különböző tömegű nehéz mezonoknak felelnek meg a 17.1 ábra sémái szerint. A pozitronium és kvarkónium közös tulajdonsága, hogy *pontszerű, elemi* építőkövekből állnak. Közöttük a kölcsönhatás valamilyen töltéssel kapcsolatos: az előbbi esetben ez az elektromos, az utóbbiban a színtöltés. A pozitronium és a kvarkóniumok állapotainak nagyfokú hasonlósága miatt a kvarkok közötti erő potenciáljában kell lennie egy $-k_1/r$ függésű tagnak. Ehhez *tömegnélküli* mértékbozon tartozik, a *gluon*, amint az elektromágneseshez a foton.

Tapasztalat szerint az ütközésekben soha nem jelennek meg önállóan a kvarkok, hanem rögtön hadronokká fragmentálódnak a vákuumból felcsípett társaikkal. Vagyis minél messzebb távolítanánk egymástól a kvarkokat, annál erősebben vonzzák egymást, majd ezek a „húrok” elszakadnak és újabb gluonnal összekötött kvark-párok jönnek létre. Ez viszont egy $+k_2r$ formát jelent, amit a kvarkónium magasan gerjesztett állapotainak analízise is megerősít. Így a kvarkok közötti kölcsönhatás $E_p(\text{GeV})$ potenciális energiájának r (fm) távolságfüggése:

$$E_s(r) = -k_1/r + k_2 \cdot r, \quad (17.3)$$

$$k_1 = (4/3) \cdot c \cdot \alpha_s \sim 0,0312 \text{ GeV} \cdot \text{fm} \quad q\bar{q} \text{ kölcsönhatásnál (mezonok),}$$

$$k_1 = (2/3) \cdot \square c \cdot \alpha_s \sim 0,0312 \text{ GeV} \cdot \text{fm} \quad qqq \text{ kölcsönhatásnál (barionok),}$$

$$\alpha_s = \chi^2/(4\pi \cdot c)$$

$$\alpha_s \sim 0,1187 \quad 91,2 \text{ GeV-nél } (\sim m_{Z^0}, 17.1 \text{ táblázat})$$

$$\alpha_s \sim 0,3 \quad 2 \text{ GeV-nél.}$$

$$k_2 \sim 0,85 \text{ GeV/fm;}$$

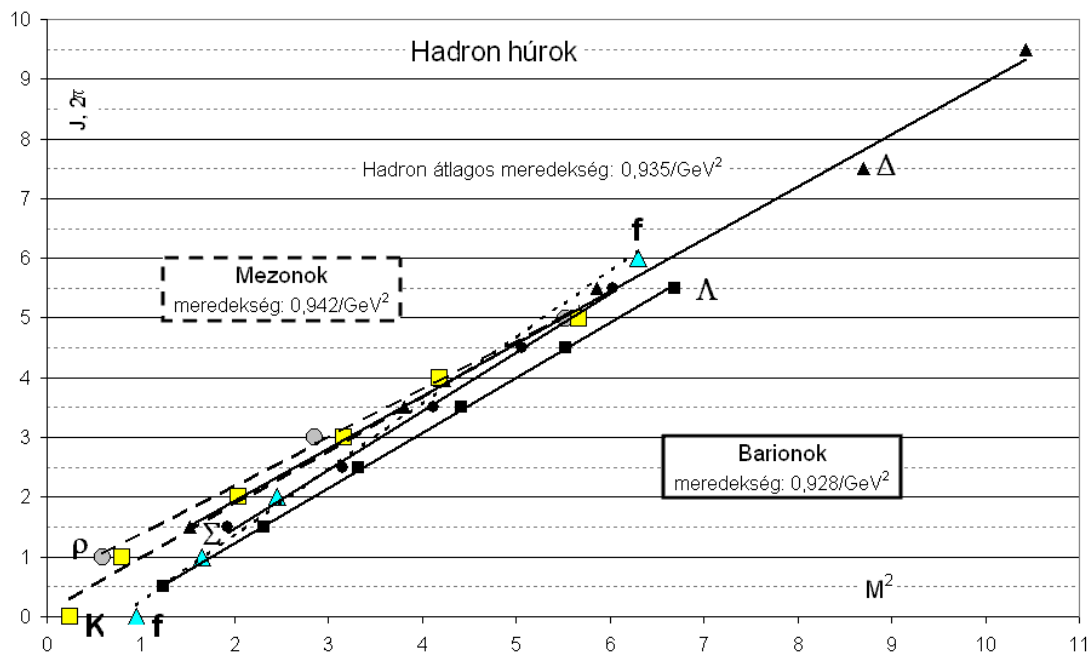
Az α_s erős csatolási állandó a χ „erős töltést” éppúgy magában foglalja és így akár definiálja), mint az α finomszerkezeti állandó az e elektromos töltést (17.§2). A kvarkok különleges helyzetét jellemzi a (17.3) potenciális energia: kis távolságoknál a Coulomb-alak jelentős és a „sztatikus” kötést jelenti. A második tag kicsiny volta $r \sim 0,1$ fm körül (a hadronok belsejében) a *kvarkok aszimptotikus szabadságát* fejezi ki. Ugyanezt okozza α_s -nek az energia növekedése miatti csökkenése is. Nagy távolságnál a $+kr$ folytán a kvarkok közötti vonzás nagy lesz, ami a *kvarkbezárás* jelenségét magyarázza. Az erős kölcsönhatás hatótávolsága ~ 1 fm.

c) Húrok

A kvarkok között mind a négy kölcsönhatás fellép. A gluonok között csak a színekölcsönhatás jelenik meg. Két elektromos töltés kapcsolatát a térben a töltés nélküli foton határozza meg, kialakítva a jól ismert erővonal rendszert. A színes gluonok közötti vonzás viszont a mező erővonalait a lehető legkisebbre igyekszik összehúzni, amikor a két kvarkot megpróbáljuk egymástól eltávolítani nagyenergiájú ütközésekben. Olyan speciális „alakzat” jön létre, amelynek a két végén lévő pontszerű kvarkot ($q - q$ vagy $q - \bar{q}$) összekötő gluon véges hossza $2r_0$, átmérője azonban 0-hoz tart. Forogjon a középpontja körül úgy, hogy a végei c fénysebességgel mozognak. Az ilyen vonalszerű képződmény a *relativisztikus húr* („string”). Mit ír le ez a modell? Átlagsebességgel közelítve $p \sim Mc/2$. A tömegből $E = Mc^2$ -tel számított $k = E/2r_0$ vonalmenti energiasűrűséggel $r_0 = E/2k$. A húr perdülete $J \cdot \square = pr_0 = Mcr_0/4 = McE/(4k)$:

$$J \sim E^2/(\square \cdot k) \quad \sim E^2 \sim M^2 \quad (17.4)$$

A furcsa, rotáló képződmény *spinje a tömegének négyzetével* arányos. „Hagyományos” tesztenél a Θ tehetetlenségi nyomatékkal $E = J^2/(2\Theta)$, azaz éppen fordított a kapcsolat. A 17.2 ábrán 3 nehéz mezonra (K, ρ , f) és 3 barionra (Δ , Σ , Λ) van felrajzolva a hadronok kísérletileg megállapított spinje a mért M^2 (vagy E^2) függvényében. Egy egyenes mentén az adott részecske (rotációs) gerjesztett állapotai helyezkednek el. Mind a mezonokra, mind a barionokra nagy pontossággal teljesül a lineáris kapcsolat, közel azonos meredekséggel ($\sim 0,935/\text{GeV}^2$)! A barionoknál a 3 kvark közül az éppen színt cserélő kettőre alkalmazható a húrmodell.



17.2. ábra. A hadronok spinjének tömegfüggése

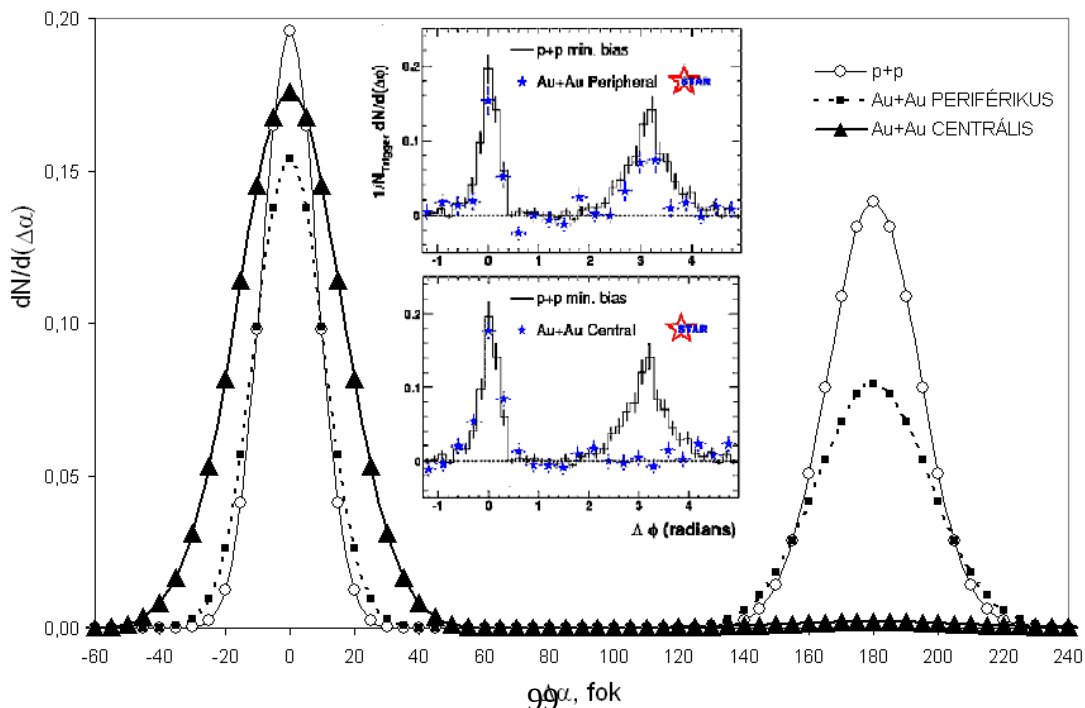
A 17.2. ábra teljes M^2 -skálája a $0,2 - 10,5 \text{ GeV}^2$ intervallumba esik. A hat egyenes mindössze 1 GeV^2 sávon belül halad: a (17.4) összefüggés nagyon erős szabálynak bizonyul. A húrelméletben sikerrel alkalmazott lineáris energiasűrűségből is következik a (17.3) képletbeli $E_p \sim r$ távolságfüggés. A hadronok méretét $\sim 1 \text{ fm}$ -nek véve, a tömeg $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ körüli értékével az energiasűrűségre $k \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}$ adódik. Az egyenesek átlagos meredekségének gyöke $0,967$. Mindezek jól egyeznek a (17.3) képletbeli, sokoldalú analízisből nyert $k_2 = 0,85 \text{ GeV}/\text{fm}$ értékkel.

d) Kvark-gluon plazma, QGP

Lehet-e olyan körülményeket teremteni, hogy a kvarkok és a gluonok – mégha rövid időre és kis távolságon is – szabadon megjelenjenek? Az anyagtörténet Ősrobbanás („Bing Bang”) modellje szerint a nagyon forró Univerzum létének ~ 10 mikromásodperc körüli időszaka után tudtak csak a hadronok kialakulni a számukra elegendően „hideg” környezetben. Addig az építőkövek és ragasztóik keverékéből álló *kvark-gluon plazma* létezhetett. Milyen energiasűrűség, hőmérséklet kényszerítheti a kondenzált állapotnak megfelelő hadronanyagot ilyen fázisátmenetre?

A maganyag sűrűsége $\rho \sim 1,8 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3 \sim 0,1 \text{ GeV/fm}^3$ értékűnek adódott a mérésekből (2.13). Becslések szerint a plazmához viszont legalább 1 GeV/fm^3 energiasűrűsége, $kT \sim 170 \text{ MeV}$ -es hőmérsékletre, azaz $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ K}$ fokos „környezetre” van szükség (ez a Nap centrumához képest $\sim 100\,000$ -szer melegebb). A folyamat időtartama 10^{-22} s körüli az erős kölcsönhatásnak megfelelően. Ilyen állapotot csak ultrarelativistikus energiájú nehézionok ütköztetésével lehet elérni. Fénysebesség körül a gömbszerű atommagok a távolságkontrakció miatt lapos korongok formájában találkoznak, ami az ütközés „hatékonyságát” is növeli. A „mikro-Big-Bang” sokfajta, nagyenergiájú hadront eredményez. A 17.3. ábra betétraajza az atommagok nukleonjaiban „szállított” kvarkok végállapoti kölcsönhatásait szemlélteti, a jet-ek kialakulását. Ezek tulajdonságaiból lehet következtetni arra, mi történt a „tűzgolyóban”, amin áthaladtak.

A fizika egyik új fejezetét megnyitó kísérletet a BNL nagy gyorsítója mellé települt négy kísérleti csatornában végezték el 2000–2004 között. A 2,8 km kerületű Relativisztikus Nehézionütköztető (RHIC=Relativistic Heavy Ion Collider) arany-ionokat, protonokat, deuteronokat képes felgyorsítani $(100 + 100) \text{ GeV/nukleon}$ összen energiára. Ez az Au+Au ütközés esetén $2 \cdot 100 \cdot 197 \sim 40\,000 \text{ GeV} = 40 \text{ TeV}$ tömegközépponti összen energiát jelent, amely teljes egészében részecskék keltésére fordítható az ütközőnyaláboknál (24.§ 1/a). A mérések szerint ilyen centrális Au + Au ütközésekben (amikor a két „lepény” teljes felülettel találkozik) a maximális energiasűrűség nagyobb lehetett 15 GeV/fm^3 -nél, a tipikus érték is 5 – 9 közötti. A maximális hőmérséklet kT -ből számítva $T \sim 4,6 \cdot 10^{17} \text{ K}$, ami $\sim 3,5 \cdot 10^{10}$ -szer nagyobb a Nap belsejében uralkodónál. Valószínű, hogy a QGP kialakulásának feltételeit sikerült biztosítani. Az Au + Au ütközések mellett a nukleáris effektusok kiszűrésére, a plazma kialakulásának ellenőrzésére az Au + d és a p + p folyamatokat is vizsgálták ugyanolyan körülmények között és azonos technikával.



17.3. ábra. A RHIC/BNL-kísérletek szimulált és mért eredményei a kvark–gluon plazma keresésénél 200 GeV/nukleon energián. A betét a RHIC/STAR-kollaboráció eredeti mért szögkorrelációját mutatja.

A hadronizációban keletkező rajokból eredő, nagy merőleges impulzussal kirepülő töltött és semleges részecskékkal (pl. K , π , p , $\bar{p}$) lehet szondázni a kölcsönhatási térfogatban végbemenő folyamatokat. A 17.3. ábrán a mérési eredmények elvi szögkorrelációja és a velük teljesen összhangban lévő kísérleti értékek láthatók. Az ellenőrzésképpen vizsgált $p + p$ ütközésekben a szemberepülő kvarkok és gluonok vákuumbeli társaikkal hadronokká alakulnak és egymással ellentétes irányú jet-et hoznak létre a lendületmegmaradás miatt. Az észlelt hadronok impulzusa közötti szög legvalószínűbb értéke 0 és 180 fok körüli, hiszen vagy az egyik irányba, vagy az ellenkezőbe menő rajból származtak. Hasonló, „két-púpú” eloszlást kapunk a komplexebb $d + Au$ ütközésekben is. Az $Au + Au$ folyamatokból származó hadronok szögkorrelációja attól függ, hogyan találkoztak a nehézionok. Ha csupán széleikkel „kapták el egymást” (perifériálisan), akkor a $p + p$ ütközéshez hasonlítanak az eredmények. Drámai a változás a centrális $Au + Au$ ütközésekben: 180°-ban alig van részecske! Ez az effektus a „jet quenching”, a hátrafelé repülő hadron-raj kioltása, elnyomása. Vagyis a „tűzgolyó” felületének „közeli” oldaláról kijönnek a részecskék, a „távoli”-ból, azaz a „tűzgolyóba” befelé irányulóból nem! Ez utóbbiak óriási energiavesztést szenvedtek a mért spektrumok szerint: nagyon sűrű, rendkívül erősen kölcsönható anyagba kerültek. Ilyen tulajdonságú közeg $d + Au$ és $p + p$ ütközésnél nem, hanem csak $Au + Au$ folyamatban keletkezik, ahol borzalmas energiasűrűség és hőmérséklet uralkodik. Az eredmények a QCD elmélet nagy sikerét jelentik.

A mérések szerint a hadronokat elnyelő anyag kollektív tulajdonságokkal rendelkezik. Viselkedése olyan folyadékra emlékeztet, amelynek részecskéi között erős a korreláció, gyors benne a termalizáció, és gyakorlatilag nincs viszkozitása: szuperfolyékony.

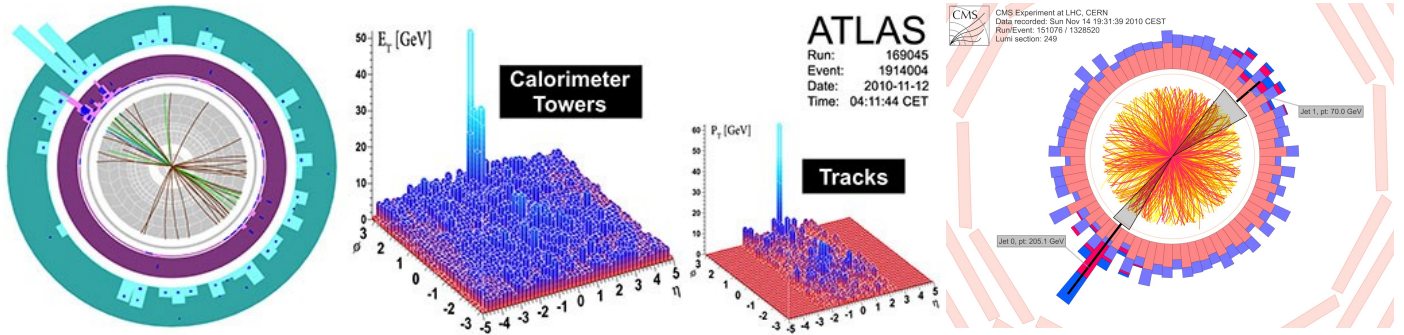
A „maganyag különleges állapotának” létezését 2005. április 18-án jelentették be hivatalosan (Tampa, FL, USA). A fogalmazás azért ilyen óvatos, mert még további ellenőrzések szükségesek a kirepülő fotonokkal, leptonokkal, amelyek nem vesznek részt a színkölcsönhatásban. A sikeres kísérletsorozatban magyar kutatók is aktívan közreműködtek (Debreceni Egyetem, ELTE, KFKI/RMKI).

A CERN LHC gyorsítóján 2010. novemberében ugyanezt a jelenséget mutatták ki az $Pb + Pb$ ütközéssel 2,76 TeV/nukleon energián. (az első sorozat nehézion-ütközésnél). Az eredményt a 17.4. ábra mutatja, ahol a berajzolt tartományban két hadronnyaláb mozgott egymással ellentétes irányban. Az egyik jelzett szögben mért energia sokkal nagyobb mint a megfelelő részecske ellentétes irány körüli értéke: 205,1 illetve 70,0 GeV. Az utóbbi valamilyen nagy sűrűségű nukleáris anyaggal való intenzív erős kölcsönhatás miatt szenvedett energiavesztést. Ez ismét a „jet–quenching”, a rövid időre szabadabbá váló kvarkokból felépült egyik hadron-raj kioltásának (gyengítésének) a bizonyítéka, a 17.3. ábrán mutatott RHIC (BNL, USA) eredménnyel megegyezően. Az előzetes értékelések szerint a „plazma” itt is szuperfolyékony, nagysűrűségű, gyorsan termalizálódó, kollektív tulajdonságokkal rendelkező anyag. A másik két detektorrendszer, az ALICE és az ATLAS kutatói hasonló eredményt kaptak. Az ilyen folyamatokra optimalizált ATLAS észlelte először a „di–jet asymmetry” jelenségét. Ott az aszimmetria két másik ábrázolásban is látható a (24.5) szerint értelmezett pszeudorapiditás függvényében. $\eta = 0$ megfelel 90°-nak: transzverzális irányban repültek szét a részecske rajok egymáshoz képest 180 fok körüli szögben.

Az LHC teljes maximális ütközési energiája $Pb + Pb$ nyalábra (l. 24.2. táblázat) és az abból számítható maximális elméleti hőmérséklet ($k = 8,617385 \cdot 10^{-5}$ eV/K):

$$E = 2760 \cdot 2 \cdot 207 = 1142640 \text{ GeV} = 1,14264 \cdot 10^{15} \text{ eV} = kT \text{ és ebből } T \sim 1,326 \cdot 10^{19} \text{ K.}$$

Ez az érték mintegy 10^{12} -szer (!) lesz majd nagyobb a Nap belsejében uralkodónál (pillanatnyilag a felét sikerült elérni). Az Ősrobbanás 22.1. ábrájáról leolvasható, hogy ezzel milyen állapotokat sikerül elérni az anyagfejlődés történetében.



17.4. ábra. A CERN LHC gyorsítóján az ATLAS és a CMS detektorok segítségével 90°-ban észlelt jet-elnyomás Pb + Pb ütközésekben 1380 GeV/nukleon energián.

A kör alakú eseményrajzolatokon a színes vonalak a részecskék pályáját jelentik. Kívül az adott irányban mért energialeadással arányos hosszúságú oszlopok láthatók. Az ATLAS eredményénél a kaloriméter „tornyaiban” (Towers) és a nyomrögzítőkben (Tracks) észlelt energiaeloszlás külön is fel van tüntetve.

4. Elektrogyenge kölcsönhatás

Az atommagok β -bomlását a gyenge erőknek tulajdonítjuk. Az 5.§2-ben a részecskék átalakulási folyamatait részletezve a gyenge kölcsönhatás sokfélesége tűnik elő: a gyenge töltéssel rendelkező leptonokon és kvarkokon megy végbe a nagy tömegű W^+ , W^- és Z^0 mértékbozonok közvetítésével (17.1 táblázat). A végeredmény újabb lepton és hadron egyaránt lehet. Ha a bomlási folyamatokat megfordítjuk, akkor ütköző partnerek között végbemenő reakcióként (szórásként) jelenik meg a gyenge kölcsönhatás. Mikroszkópikus szinten a kvarkok ízkvantumszámának megváltozása is bekövetkezhet.

A SM a gyenge- és elektromágneses folyamatokat egységesen írja le az *elektro-gyenge kölcsönhatás* keretei között 4 bozonnal: γ , W^+ , W^- és Z^0 (17.1. táblázat). Elméleti megalapozását S.L. Glashow, S. Weinberg és A. Salam fizikusok végezték el 1967/68-ban (Nobel-díj: 1979).

a) A $W^\pm$ és Z^0 felfedezése

A SM elmélet által megjósolt közvetítő bozonokat nagyenergiájú ütközésekben találták meg 1983-ban a CERN-ben Carlo Rubbia és Van der Meer vezetésével. Ütközőnyalábos gyorsító 270+270 GeV-es $p + \bar{p}$ folyamataiban és bomlásokban azonosították a $W^\pm$ - és Z -részecskéket (a *weakon*-okat):

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad \text{és} \quad \mu^+ + \nu_\mu, \quad (17.5a)$$

$$\bar{u} + d \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{és} \quad \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \text{illetve} \quad (17.5b)$$

$$u + \bar{u} \quad \text{vagy} \quad d + \bar{d} \rightarrow Z^0 \rightarrow e^- + e^+ \quad \text{és} \quad \mu^+ + \mu^-. \quad (17.5c)$$

Más laboratóriumokban és később végzett kísérletek megerősítették a három bozon létét bomlásuk hadronikus csatornáiban is:

$$W, Z \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{hadronok}. \quad (17.5d)$$

Különösen sok mérés történt elektron-pozitron ütköztetéssel 1989-től kezdődően (pl. CERN, Stanford Linear Accelerator Laboratory, USA). Az $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + \dots$ folyamat gerjesztési függvényében kapott rezonancia helyéből nagy pontossággal meghatározták M_Z -t, az egyes kimeneti csatorna-szélességekből pedig a lepton-családok számát (16.§1b). Izgalmas

eredményeket hozott az $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ párkeltés vizsgálata, mely szerint a folyamat ν_e, γ, Z^0 cseréken át egyaránt végbemegy, ami a Standard Modellt igazolja.

b) A gyenge erők távolságfüggése

A bomlással szembeni élettartam a gyenge folyamatokban $\tau > 10^{-12}$ s. Az R_w hatótávolság nagyon rövid: a kölcsönhatás pontszerű kvarkok, illetve leptonok között megy végbe nagyon nehéz közvetítő bozonokkal (17.1 táblázat). A határozatlansági relációból becsülve:

$$R_w = \hbar / (M_w c) \sim 0,002 \text{ fm.} \quad (17.6)$$

Ez ~500-szor kisebb mint az erős kölcsönhatás hatótávolsága. Folyamatai a nukleonok legbelső részeiben játszódnak le.

A kölcsönhatás a g gyenge töltések között lép fel. Erősségét a *Fermi*-féle G_F mennyiség fejezi ki, mely leírható a közvetítő bozon tömegével, az α állandóval és az e elektron-töltéssel:

$$G_w = G_F / (\hbar c)^3 = (\pi/\sqrt{2}) \cdot (g/e)^2 \cdot \alpha / (M_w c^2)^2 \sim 1,1664 \cdot 10^{-5} / \text{GeV}^2 \quad (17.7)$$

$$\alpha_w = (3/8) \cdot G_w \cdot (M_w c^2)^2$$

A származtatott G_w értékét a müon-tömeg és élettartam nagy pontosságú mérésével határozták meg a (15.5a) tiszta leptonikus bomlásban, .

A potenciális energia távolságfüggése *Yukawa*-alakú lesz (7.4), hiszen itt is tömeggel rendelkező bozonok közvetítenek:

$$E_w(r) = - (k/r) \cdot \exp(-r/R_w) \quad k = G_w \cdot (M_w c^2)^2 \sim 0,01624 \text{ GeV} \cdot \text{fm} \quad (17.8)$$

A két kölcsönhatás erőterében a megfelelő ponttöltések potenciális energiája $r \sim 0,005$ fm távolságban közelítőleg megegyezik, ami a (7.3) alapján a 15.§1-ben számított ΔX szerinti nagyenergiákon valósítható meg (~ 40 GeV). Ez a közös elmélet, az *elektrogyenge* leírás egyik alapja.

c) Bomlások, szórások, áramok

Az atommagok β -bomlásának elméletét *Fermi* dolgozta ki 1934-ben. A klasszikus folyamatot a $n \rightarrow p$ átalakulással szemléltettük az (5.13) egyenletben, illetve úgy is mint hadronok részben leptonikus gyenge bomlását (15.20 átalakulás, $Q_\beta = 0,782$ MeV, $T_{1/2} = 10,23$ m):

$$\begin{array}{ll} \text{nukleon-szinten:} & n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \\ \text{kvark-szinten:} & d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \end{array}$$

A SM szerint a d -kvarkot u -ra alakítja egy W^- bozon megjelenése, elvéve -1 elektromos töltést, azaz $-1/3 - (-3/3) = +2/3$, majd ő maga elektronra és elektron-antineutrínóra bomlik.

A hadronok nem-leptonikus gyenge átalakulására példa a (15.13b), $\Delta S = 1$ folyamat, amelyben a W^- -bozon *megváltoztatja* az egyik kvark zamatát a Σ^+ barionban, $\tau \sim 8 \cdot 10^{-11}$ s. Vagyis a gyenge kölcsönhatás mértékbozonja játszik közre, de lepton nem keletkezik a folyamatban. A karakterisztikus élettartam, természetesen, a gyenge kölcsönhatásra jellemző. A (15.9a)-ban a Δ^{++} rezonancia erős bomlást szenved a kvark-gluon-tér kölcsönhatása folytán, azaz hadronból hadronok keletkeznek, $\tau \sim 5,5 \cdot 10^{-24}$ s.

A W^+ bozon kap szerepet pl. a μ^+ - és a β^+ -átalakulásokkal járó folyamatokban.

A mértékbozonok, természetesen, megjelennek a *gyenge szórásokban* is (ld. 15.2, 15.3). Ilyen az „inverz β -bomlás” típusú reakció: az 15.20 esetén $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, amit a neutrínó kimutatásában is alkalmaztak. Hasonló folyamat a neutrínók szóródása hadronokon és leptonokon. *Töltött gyengeáramú folyamat* (15.§2):

$$n + \nu_\mu \rightarrow p + \mu^-.$$

Ebben a W^+ a d kvark és a ν_μ között működve u -kvark és μ^- keletkezik. A (17.7) képletben a g gyenge-töltés szerepel, ennek a „mozgása” a *gyenge-áram*, az elektromos áram mintájára. *Töltött gyengeáram* az elektromos töltés változásával is járó gyenge kölcsönhatás jellemzője

(15.2 egyenlet), melyet az elektromos töltéssel rendelkező $W^\pm$ bozonok közvetítenek (az elektromos töltésmegmaradás teljesítésével, természetesen).

A 15.3–4. reakcióiban nem változik meg az elektromos töltésállapot a be- és kimeneti csatorna között: *semleges gyengeáramú folyamat* ment végbe (15.2§). Ennek közvetítése az elektromosan semleges Z^0 -bozon feladata. A (15.3) semleges gyengeáramú lepton–hadron szórást mutat, a (15.4) pedig ugyanezt lepton-lepton ütközésre. Az elektromágneses kölcsönhatást a *foton* viszi át. Neki sincs elektromos töltése. Így „működése” a Z^0 -éhoz hasonlít. Azt lehet mondani, hogy *semleges elektromágneses áramok* jelennek meg az ilyen folyamatokban, mert a rendszer teljes töltésállapota változatlan marad.

d) Szimmetriasértés, megmaradási törvények, CPT

A fermionok spinjének és lendületének iránya jobbsodrású (right, R) vagy balsodrású (left, L) rendszert alkothat. Az ezzel kapcsolatos mennyiség a *helicitás* (1.§2a), melyet *relativisztikus határesetben minden kölcsönhatás megőriz*.

A 5.§3e részben láttuk, hogy a β -bomlás *paritás-sértő* folyamat: a térkoordináták előjelének megváltoztatásával, tehát a *tér-tükrözéssel* (P -művelettel) szemben nem invariáns. Az antineutrínók jobbkezesek a β^- -bomlásban. A neutrínók tehát balkezesek, $h = -1$, amennyiben tömegük 0. (A részecskecsaládok felsorolásánál a 17.2 táblázatban indexként az L -jelzést elhagytuk.) *A paritásértés minden gyengefolyamatnak sajátossága.*

Megváltoznak-e a folyamatok, ha a részecskék elektromos töltését (és mágneses momentumát, valamint egyéb *típus-töltését*, 14.§) ellenkező előjelűre cseréljük, azaz *töltés-konjugációt*, C -műveletet hajtunk végre? Ez a *részecske-antirészecske kicserélésével* szembeni invariancia kérdése. Az erős kölcsönhatásra vonatkozóan ezt a $p \bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- \dots$ és a $p \bar{p} \rightarrow K^+ K^-$ annihilációban vizsgálták a töltött és semleges mezonok egyensúlyával, ami a szimmetria meglétét egyértelműen igazolta.

A gyenge kölcsönhatásban a C-elv sérül. A ν_L balkezes neutrínó antirészecskéje az ugyancsak $h = -1$ helicitású $\bar{\nu}_L$ lenne a C -operátor hatására. A természetben csak a $h = +1$ jobbkezes létezik: $\bar{\nu}_R$. Ha viszont még egy P -művelettel tértükrözést is végrehajtunk a folyamatban, akkor $h = (-1) \cdot (-1) = +1$ lesz, ami formálisan így írható: $CP(\nu_L) = \bar{\nu}_R$. A gyenge erők legalább az együttes CP -transzformációnak alávetik magukat? *Nem teljesen!* Aszimmetria lép fel a $K_L^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-$ illetve a $K_L^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+$ bomlásokban a pozitronos csatorna javára. A CP -sértés $(0,327 \pm 0,012)\%$ értéke kicsi, de nem elhanyagolható. Ezzel a pozitront egyértelműen meg lehet különböztetni az elektrontól: az a részecske, amelyik a K_L -bomlásban kicsit nagyobb valószínűséggel keletkezik. A semleges K_L kaonok hadronikus gyenge bomlásában a $\pi^0 \pi^0$ és a $\pi^+ \pi^-$ csatornák aszimmetriája is sérti a CP -invarianciát, de csak $\sim 0,038\%$ rendben. A B^0 mezon bomlásai egyértelműbb és nagyobb hatást mutatnak.

A CP -műveletet az idő megfordításával kiegészítve az eredeti állapotnak kell visszaállnia. Operátorosan $CPT = 1$ az (5.18) képlet szerint. Ezt alapvető törvényként elfogadjuk, de kísérletileg megpróbáljuk ellenőrizni a részecske-antirészecske 14.§3.-ban azonosnak gondolt adatainak esetleges különbözőségével (tömeg, élettartam, elektromágneses mennyiségek abszolútértéke). A (14.7) sorozatban a $p \bar{p}$ -rendszerre bemutatott határokat más részecskénél is vizsgálták. A $K^0 \bar{K}^0$ rendszer relatív tömegkülönbségéből a CPT -sérülése legfeljebb $\sim 10^{-18}$ rendűnek adódott.

A CP -aszimmetria a T -sértéssel ekvivalens, ha a $CPT = 1$ általános érvényű természeti törvény. Vagyis a gyenge kölcsönhatás az idő „folyásának irányát” is kijelöli, csakúgy mint a pozitív töltést és a balkezességet. A CP -sértés kísérletileg csak a semleges K^0 és B^0 mezonok bomlásainál sikerült eddig kimutatni. Az Univerzumban észlelt anyag–antianyag-aszimmetria megértéséhez további CP -sértő folyamatok tanulmányozására lenne szükség.

A megmaradási törvények szimmetriákon, invarianciákon alapulnak:

Szimmetria / invariancia megmaradási törvény (17.9)

térbeli eltolás:	impulzus
időeltolás:	energia
forgás:	impulzusmomentum
térbeli tükrözés:	paritás
töltésállapot relatív fázisa:	elektromos töltés.

A barionszám- és leptonszám-megmaradási törvények nem vezethetők le szimmetria-elvekből. A barionszám változással járó protonbomlást eddig nem észlelték kísérletileg, így a barionszám-megmaradás sérülése legfeljebb csak rendkívül hosszú idő alatt ($> 10^{31}$ év) jelentkezhet. Gyakorlatilag minden bomlásra és reakcióra a teljes leptonszám és barionszám invariáns mennyiség.

A szimmetriák, megmaradási elvek sérülése legnagyobb mértékben a gyenge kölcsönhatást jellemzi.

A 17.3. táblázat a négy erőter jellemző mennyiségeit és tulajdonságait összegezi.

17.3. Táblázat. A kölcsönhatások és jellemzőik

KÖLCSÖNHATÁS Jellemzők	ERŐS	ELEKTRO- MÁGNESES	GYENGE	GRAVITÁCIÓS
Forrás	színtöltés	elektr.tölt.	gyenge töltés	Tömeg
Hatótávolság, m	$\sim 10^{-15}$	∞	$\sim 10^{-18}$	∞
Közvetítő bozon	gluon, 8	foton	$W^+ W^- Z^0$	graviton ?
Relatív erősség	1	$\sim 10^{-2}$	$10^{-5}-10^{-6}$	$\sim 10^{-38}$
Jellemző élettartam, s	$\sim 10^{-23}$	$\sim 10^{-19}$	$\sim 10^{-10}$	
Hatáskeresztmetszet, cm^2	$\sim 10^{-26}$	$\sim 10^{-29}$	$\sim 10^{-35}$	
<i>Megmaradási elvek, szimmetriák érvényesek ?</i>				
Energia, E	igen	igen	igen	igen
Impulzus, p	igen	igen	igen	igen
Impulzusmomentum, L	igen	igen	igen	igen
Elektromos töltés, q	igen	igen	igen	
Izospin, T, I	*igen	NEM	NEM	
Izospin vetület, T_3	igen	igen	NEM	
Leptoncsaládszám $L_e L_\mu L_\tau$	igen	igen	NEM**	
Teljes leptonszám	igen	igen	igen	
Bariontöltés, B	igen	igen	igen	
Strangeness, S	igen	igen	NEM	
Charm, C	igen	igen	NEM	
Top, T^*	igen	igen	NEM	
Bottom, B^*	igen	igen	NEM	
Tértükrözés/Paritás, P	igen	igen	NEM	igen
Töltésszimmetria, C	igen	igen	NEM	igen
Időtükrözés, $T = CP$	igen	igen	igen	igen
CPT	igen	igen	igen	igen

*Az izospin invariancia kis mértékben sérül az erős kölcsönhatásban az u - és d -kvarkok tömegének különbözősége és kvark-elektromágneses effektusok miatt.

** A leptoncsaládszám sérül a neutrínóknál (átalakulás, oszcilláció).

e) Univerzalitás és keveredések

A (15.4)–ben bemutatott, buborékkamrában egyértelműen észlelt, tisztán leptonikus folyamat volt az első bizonyíték a SM elektro-gyenge elméletének igazolására (CERN, 1973). Különbözőlegessége abban áll, hogy két különböző lepton-családhoz tartozó részecske kölcsönhatását ugyanaz a bozon közvetíti (jelen esetben a Z^0). Vagyis itt nem egyszerűen a β -bomlás valamilyen megfordított folyamata játszódott le! A Z^0 egyforma csatolódása a különféle lepton-ízekhez a 17.5c-beli bomlási módjai mellett a τ^+ és τ^- csatornában is nagy pontossággal bizonyítást nyert. A W -bozonok által közvetített tiszta leptonikus bomlások a leptonok és hadronok esetén ugyancsak függetlennek bizonyultak a leptoncsaládoktól: a g gyengetöltés 10^{-3} pontossággal ugyanaz kísérletileg az elektronra, müonra és tauonra. Ez az univerzalitás látszik külön az elektromos töltésnél is a legkülönbözőbb részecskékre és folyamatokra.

A kvarkoknak a gyenge bozonokhoz való kapcsolódása függ zamatuktól. A n és a Σ^- részben leptonikus gyenge bomlása (15.20 ill. 15.21) nagyon különböző effektív átmeneti sebességgel zajlik (figyelembevéve a fázistérfogatot is). Az előbbinél d , utóbbi esetben pedig a ritka s -kvarknak kell átalakulnia (mintha ez utóbbi „tiltott” átmenet lenne). Vagyis a $\Delta S = 1$ és $\Delta S = 0$ átmenet jelentősen különbözik. Másrészt a G_F Fermi-konstans értéke (ld. 17.8) kicsivel nagyobbak adódik a müon-bomlásból, mint az atommagok β^- -átalakulásából (ami a 15.20 folyamatnak felel meg). N. Cabibbo a kísérleti adatok alapján 1963-ban bevezette a θ_C keveredési szöget, mellyel a három különböző mennyiséget egységesíteni lehetett az aktuális folyamatra vonatkozó Fermi-állandó, illetve a G_W értékének következő megválasztásával:

$$\begin{aligned}\beta &= G_W && \text{tiszta leptonikus folyamatra (pl. müon-bomlás);} \\ \beta_0 &= G_W \cdot \cos\theta_C && \text{ha a ritkaság nem változik } \Delta S = 0 \text{ (pl. } n\text{-bomlás);} \\ \beta_1 &= G_W \cdot \sin\theta_C && \text{ha a ritkaság megváltozik } \Delta S = 1 \text{ (pl. } \Sigma^-).\end{aligned}$$

A kísérleti adatok analíziséből: $\sin\theta_C = 0,2243 \pm 0,0016$, $\theta_C \sim 13^\circ$. Az effektív átmeneti sebesség (15.1) G_F^2 -től függ, tehát pl. a $\Delta S = 1$ és $\Delta S = 0$ bomlásoknál az arányuk $\tan^2\theta_C$.

A kvarkok és a leptonok világának sajátállapotai nem azonosak. A hat kvarkból kell a lepton-párokhoz (e, ν_e ; μ, ν_μ ; τ, ν_τ) hasonló, ortogonális dubletteket kialakítani. Bizonyos kvark állapotok valamilyen „elsődleges”-ek lineáris kombinációi lesznek a kvantummechanika szerint. A világ töltésszimmetriájának (16.4) képlet szerinti megfogalmazásából kiindulva az azonos elektromos töltésű kvarkok (pl. a $-1/3$) keveredhetnek, de akkor a többiek lesznek „elsődlegesek” (pl. a $+2/3$). Az arányt éppen a Cabibbo-féle keveredési szög adja meg. Így pl. a d -kvarkállapot helyett a $d' = d \cdot \cos\theta_C + s \cdot \sin\theta_C$ kombinációt kell venni. Ritkaság-váltó, azaz $\Delta S = 1$ folyamat semleges gyenge áramokkal nem jön létre a tapasztalatok szerint, ami a keveredés formalizmusához megkövetelte a c -kvark feltételezését az elmélet kidolgozása során, amikor még csak az u, d, s részecskék voltak ismereteseek. Ennek, valamint a b és t kvarkoknak a kísérleti kimutatása az elmélet nagy sikerét jelentette. Végülis, a hat kvark kapcsolatát egy transzformáció írja le 3×3 -as mátrixszal a $(d \ s \ b) \rightarrow (d' \ s' \ b')$ kiszámítására. A mátrix elemei nem függetlenek egymástól: három Euler-szög és egy CP-sértő fázisparaméter függvényében kapcsolatba hozhatók. A mátrix elemeit a SM-ben nem lehet levezetni, ezek kísérletileg meghatározandó értékek.

Az elektromágneses és gyenge folyamatok leírásának egyesítésével jött létre az elektro-gyenge-kölcsönhatás elmélete a SM-ben. Eszerint a megfelelő töltések (csatolások) nem lehetnek nagyon különböző értékűek. A semleges gyenge és a semleges elektromágneses áramokat, illetve az őket létesítő gyenge- és elektromos töltéseket a θ_W gyenge keveredési szög, vagy másképpen a Weinberg-szög köti össze:

$$e = g \cdot \sin\theta_W = g' \cdot \cos\theta_W, \quad (17.10)$$

ahol g és g' az elektrogyenge kölcsönhatáshoz tartozó izospin ill. hipertöltés.

f) A gyengebozonok tömege és a Higgs-tér

Az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő bozonjai három lehetséges elektromos töltésállapottal rendelkeznek: W^+ , W^- , Z^0 . A negyedik az elektromágneses kölcsönhatás egyetlen közvetítő bozonjával, a töltésen mint skaláron alapuló fotonnal azonosítható.

Az elmélet ebben a formájában mindegyik bozon tömegére 0 értéket ad. A fotonnál ez helyes, hiszen végtelen hatótávolságú kölcsönhatást közvetít. A gyenge-erőknek viszont a tapasztalat szerint nagyon rövid a hatótávolságuk, ami nagy tömegű közvetítőt feltételez. Az elmentmondás az ún. *Higgs-mechanizmus*sal oldható fel, amely „tömeget ad” a gyenge bozonoknak *spontán szimmetriasértés* útján. (Ilyen jelenség a klasszikus fizikában is található: a Curie-pont fölé melegített mágnes elemi doménjainak „iránytűi” véletlenszerűen helyezkednek el bármilyen külső irányhoz képest, az eredő momentum zérus. Tehát a térbeli elforgatással szemben invariáns a rendszer. Lehűtéssel valamilyen meghatározott irányba állnak be a domének és az eredő momentum. Ezzel a rotációs szimmetria megszűnt, ami a „meleg rendszer”-ben láthatatlan volt – rejtett szimmetria.) Ugyanakkor egy újabb részecske is keletkezik, a semleges, 0 spinű (skalár) *Higgs-bozon*, H^0 .

Az elmélet szerint a mértékbozon-tömegek a gyenge töltéstől és csatolástól függenek, de a kétfajta kölcsönhatás töltéseinek (17.10) szerinti kapcsolata miatt elektromágneses mennyiséget is tartalmaznak. Így GeV/c^2 egységben kifejezve:

$$G'_W = \frac{g^2 \sqrt{2}}{M_W^2}; \quad M_{W^\pm} = \left(\frac{e^2 \cdot \sqrt{2}}{8G'_W \cdot \sin^2 \theta_W} \right)^{1/2} = M_{Z^0} \cdot \cos \theta_W \approx \frac{38,5}{\sin \theta_W} \quad 17.11a;b)$$

$$\sin^2 \theta_W = 0,23120 \pm 0,00015; \quad \theta_W \sim 28,74^\circ$$

(17.11c)

G'_W a (17.8) alatti G_W értéktől a sugárzási és egyéb korrekció miatt tér el, kb 1,5%-ban. A $\sin^2 \theta_W$ értékét sokfajta kísérletből nagy pontossággal határozták meg: $\nu_e - e^-$ tisztán leptonikus szórás; $\nu_\mu - N$ szórás leptonok és kvarkok részvételével; $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ semleges gyenge-áramú folyamat; $e^- + \text{deuteron}$ szórás. A (17.11c) értékből $M_W \sim 80,1$ és $M_Z \sim 91,3$ GeV/c^2 . A 17.1 táblázat kissé különböző adatai az $e^+ + e^-$ ütközésekben létrejövő $W^\pm$ párkeltésen és Z^0 rezonancián mint közvetlen eredményeken alapulnak.

A SM utolsó ismeretlenje a fenti leírásnak megfelelő *Higgs-bozon* (egyes elméletek 5 részecskével számolnak). A tömegekre az elméletek nem adnak konkrét értéket. Becsléssel egy általános $M_H < 1000$ GeV felsőkorlát valószínűsíthető, ezen belül az egyes modellekből bozononként eltérő energiatartományok jósolhatók.

Nagyenergiájú elektron-pozitron és proton-antiproton ütközésekben keresték a Higgs-részecské(ke)t, amelye(ke)t leptonikus ($\nu, l^\pm$) és hadronikus ($q \bar{q}$) bomlási csatornába egyaránt várnak. A *SM-Higgs* észlelésének reményteljes folyamatai az eddig elért energiákon:

$$\begin{array}{lll} e^+ + e^- \rightarrow Z^* \rightarrow H^0 + Z^0 & & M_H \sim 100 \text{ GeV}/c^2 \\ \text{és} & H^0 \rightarrow \underline{b} \bar{b} \text{ vagy} & H^0 \rightarrow \tau \bar{\tau} \\ (7.12ab) & & \end{array}$$

$$Z^0 \rightarrow q \bar{q} \quad \text{vagy} \quad Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu} \quad \text{illetve} \quad l^+ l^-$$

A tömeghez való csatolódás miatt a *Higgs-bozon* a lehető legnagyobb tömegű fermionokba bomlik. (Z^* a Z^0 „gerjesztett”, nagyobb tömegű formája.) A (17.12) az ún. „*Higgs-sugárzás*”. A nagy háttér miatt a H^0 és Z^0 többféleképpen kombinált együttes bomlása segítene a biztos azonosításban. A CERN-beli 100 + 100 GeV -es e^+e^- ütköztető kísérleti csatornáiban (és más laboratóriumokban is) eddig csak $\sim 114,4$ GeV/c^2 körüli alsó korlátokat tudtak megadni a tömegekre (magyar kutatók aktív közreműködésével is, KFKI/RMKI, Debreceni Egyetem).

Nagyobb energiájú gyorsítókkal a magasabb *Higgs*-tömegek felé lehet folytatni a keresést. Ezt a hatalmas elméleti, kísérleti és mérés technikai kihívást jelentő vizsgálatot a

CERN-i Nagy Hadronütköztető (LHC=Large Hadron Collider) mellé telepített detektorokkal már elkezdtek. Maximálisan $7 + 7$ TeV összenergiájú $p + p$ ütközésekben keresik majd a *Higgs-bozon(oka)*t az $\sim 1:10^{13}$ arányban jelenlévő nem-kívánt események között. Jelenleg 3,5 + 3,5 TeV az energia. A vizsgálható folyamatok a Higgs-bozon tömegétől függenek. A semleges Higgs-re pl. $p + p \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0 + Z^0$ és $Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (négy leptonos bomlás) várható

A 17.2 táblázat a fermion építőkövek és a bozon közvetítők SM-szerinti elrendezését mutatja. A *Higgs-bozonok* nincsenek feltüntetve, mert azok léte (2011-ben) kísérletileg még nem bizonyított, szerepük pedig teljesen eltérő a többiekétől. „Igazán elemi skalár” ($J = 0$) részecskéket, mint amilyen a *Higgs*, eddig még nem fedeztek fel.

5. Gravitáció

Minden tömeggel rendelkező részecskére hat. Csak egyfajta „töltést” hordoz („negatív” tömeg nincs) és mindig vonzó. Ez és az elektromágneseséhez hasonló végtelen hatótávolsága *kumulatív*vá teszi az erőhatást: a proton a világon jelenlévő összes többi tömeget érzi. Az elektromosságnál az ellentétes előjelű töltések miatt a hatások nem összegeződnek ilyen módon. A Newton-féle törvény alapján, de az előzőkhöz hasonló alakban és egységben az M_u -tömegű („gravitációs egységtöltésű”) részecskének az ugyancsak M_u tömeg által kialakított mezőben mért E_G potenciális energiája, GeV-ben:

$$E_G(r) = -K'/r, \quad K' = \alpha_G \cdot c = 1,148\,643 \cdot 10^{-39} \text{ GeV} \cdot \text{fm} \quad (17.13)$$

$$\alpha_G = G \cdot M_u^2 / (c) = 5,821 \cdot 10^{-39}$$

$$M_u = 1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 0,93149 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{atomi tömegegység}$$

$$G = 6,6742 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg}/\text{s}^2 = \square c \cdot 6,7087 \cdot 10^{-39} \text{ (GeV}/c^2)^{-2} \quad \text{gravitációs állandó}$$

A csatolási állandók értékei szerint a tömegvonzás az atom-, mag- és részecskefizikában elhanyagolható a jelenleg elérhető kölcsönhatási energiákon illetve megközelítési távolságoknál (relatív erősségek a 17.3 táblázatban).

A gravitáció leírásának „standard modellje” az *Einstein-féle általános relativitás-elmélet*. Ennek fontos kísérleti alapja a súlyos és tehetetlen tömeg ekvivalenciája és anyagi minőségtől való függetlensége, melyet *Eötvös Loránd* $5 \cdot 10^{-9}$ pontossággal bizonyított be (fél-évszázaddal később tudták ezt csak felülmúlni: $\sim 10^{-11}$). Az elmélet jóslatait kísérletek és megfigyelések nagy pontossággal igazolják: a bolygók perihélium mozgása, az elektromágneses jelek eltérülése és késése a Nap közelében, a Föld-Hold távolság változásai, pulzárok tulajdonságai, kvazárok képe gravitációs lencsén keresztül. A G gravitációs állandót laboratóriumi mérétek között lehet a legpontosabban mérni és ellenőrizni. Értéke a jelenlegi $r \sim 0,1$ mm alsó határig nem mutat távolságfüggést. Izgalmas a kérdés: Mi történik ennél kisebb távolságon?

Az α_G gravitációs csatolás egységnyi nagyságú lenne (gravitáció $\sim$ erős kölcsönhatás) a 17.13 alapján számítható M_P *Planck-tömegű* részecskék vonzásánál, ha azok egymástól olyan L_P *Planck-távolságra* vannak, ahol az energia éppen $E = M_P c^2$. Definiálható továbbá a T_P *Planck-idő*. A „kvantumgravitáció” a *Planck-paraméterek* rendjébe eső állapotban mutatkozna meg:

$$\begin{aligned} M_P &= (\square c/G)^{1/2} \sim 1,2209 \cdot 10^{19} \text{ GeV}/c^2 = 2,177 \cdot 10^{-8} \text{ kg} \\ L_P &= \square / (M_P c) \sim 1,6163 \cdot 10^{-20} \text{ fm} = 1,616 \cdot 10^{-35} \text{ m} \\ T_P &= L_P / c \sim 5,390 \cdot 10^{-44} \text{ s.} \end{aligned} \quad (17.14)$$

A kölcsönhatást közvetítő bozonok a *gravitonok* (17.1. táblázat). Az általános relativitáselmélet szerint a tömegeloszlás nagymértékű geometriai átrendeződései, kvadrupól-szerű időbeli változásai (gyorsulása) fénysebességgel terjedő *gravitációs hullámokat* keltenek. Ezek két, egymással 45° -os szöget bezáró polarizációs síkkal rendelkeznek. Emiatt az egyelőre hipotetikus gravitonok spinje $2 \square$ lehet (egynemű töltések dipólrezgései nem hoznak létre hullámokat).

A gravitációs hullámok kimutatása nagyon izgalmas tudományos kérdés és rendkívüli technikai feladat. Hullámhosszuk a forrás méretének rendjébe esik, frekvenciatartományuk 0,01 Hz – 10 kHz. Szupernovák kollapszusa, kettős csillagok mozgása vagy pulzárok által keltett hullámok („a téridő oszcillációi”) egymásra merőleges irányokban másként deformálják az útjukba kerülő testeket (teret). Az így létrejövő hosszváltozásokat $L \sim 10^3$ m hosszúságú karokkal épített Michelson-interferométerek észlelik. A megkívánt relatív érzékenység a méretkülönbség meghatározásában $\sim 10^{-20} - 10^{-21}$. Ehhez különleges mérési elvekre, technikára és adatfeldolgozásra van szükség. Az USA-ban a LIGO (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory: $L=4$ km, 3 labor), Németországban a GEO ($L \sim 600$ m), Olaszországban a VIRGO ($L=3$ km), Japánban a TAMA ($L=300$ m) rendelkeznek ilyen (második generációs) technikával. Európában újabb, harmadik generációs állomást (Einstein Teleszkóp, $L=10$ km) terveznek építeni közös beruházással, melyre Magyarország is pályázik a Gyöngyösorosi–Ércbánya (Mátra) helyszínnel. Háromszög geometriájú 5 millió km-es „karhosszságú”, űr-állomásokra telepített interferométer épül majd az érzékenység további növelése céljából a LISA-terv (Laser Interferometer Space Antenna) keretében az amerikai és európai űrkutatás (NASA–ESA) együttműködésében.

A gravitáció és a többi kölcsönhatás összehasonlítása a 17.3. táblázatban történik. A gravitáció sok szempontból a „klasszikus” elektromágneses kölcsönhatáshoz hasonlít.

6. Egysítések, kiterjesztések

Természetes törekvése az emberi gondolkodásnak az egységesítésre való törekvés: minél kevesebb törvénnyel leírni a sokszínűséget, hogy a megértés egyszerűbb legyen (ami nem jelenti azt, hogy könnyebben érthető is lesz).

a) A klasszikus fizika egységes törvényei

Kepler égi mechanikája és a Galilei által a Földön észlelt szabadesés mögött meghúzódó közös okot a tömegvonzás általános érvényű törvényében Newton fejezte ki. A hosszú hatótávolságú gravitációs kölcsönhatást Einstein írta le az általános relativitáselméletben.

Az elektromos és mágneses jelenségek Faraday kísérleteiben közös gyökereket mutatnak. A Maxwell által elvégzett egysítéssel jött létre a klasszikus fizika csodálatos épülete, az elektromágnesség elmélete. Ezen alapulnak a térelméletek, melyek a kvantumfizika felsőbb rétegeit jól leírják. A mélyebben fekvő jelenségek kemény feladatot jelentenek az egyes, különálló(nak látszó) jelenségek megértésében, és főleg azok egységes képbe történő foglalásában.

A gravitáció és az elektromos jelenségek erőtvényében a potenciál alakja még közös, de a „töltések” egyezése/különbözősége miatti hatás nagyon eltérő. A kvantumos jelenségekkel csak az elektromágneses és gyenge erőket lehet könnyen összehozni, a gravitáció kibújik ebből.

b) A Standard Modell korlátai

Az elektromos és az erős (szín) kölcsönhatás egységes leírását a korábban vázolt SM elmélete adja az erős kölcsönhatás három színtöltésével, a kétkomponensű gyenge izospinnel és az elektromos töltéssel. A modell sikeres: a SM keretei között végzett számítások, jóslatok a megfigyelt jelenségekkel, kísérleti eredményekkel nagyszerű egyezést mutatnak.

A SM teljesítőképessége azonban egyúttal korlátos is. A neutrínók tömeg nélküli részecskék, pedig egyértelmű kísérleti jelzések vannak a véges értékre. A Higgs-mechanizmust külön kellett hozzátenni a tömeg „létrehozásához”. Az elektromos és az erős kölcsönhatás kezelése nem egységes (bár sikeres). A gravitációt még ilyen szinten sem foglalja magában. A fundamentális építőkövek három családjának és az elektromos töltés kvantáltságának oka nem derül ki az elméletből.

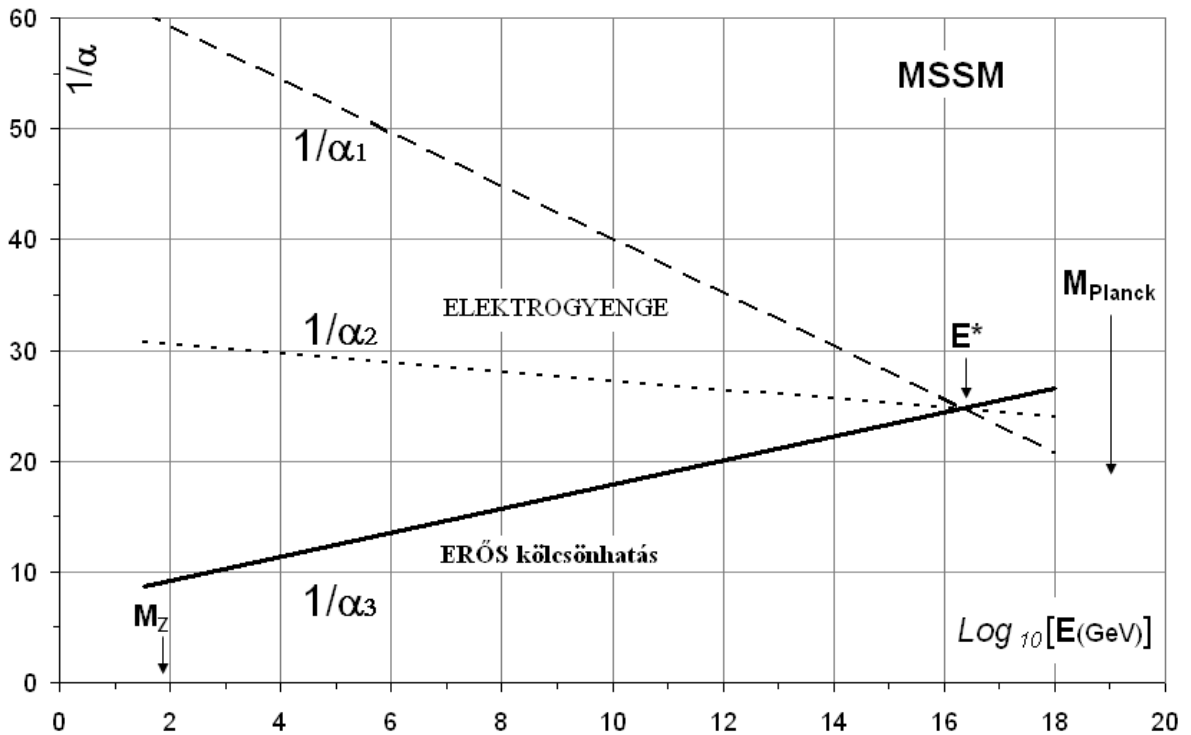
A SM széles energiaskálán való vizsgálata a kölcsönhatások erősségének energia- illetve távolságfüggését mutatja: futó csatolási állandók. A kölcsönhatások előző fejezetekbeli

leírása nem teljesen konzekvens, mert a csatolási állandóknak ez a tulajdonsága nincs egységesen kezelve. Erre példa az α_s értéke, amely $E = M_Z c^2$ -nél van véve a 17.3 képletben. Emiatt a relatív erősségek is csak hozzávetőleges értékűek (pl. 17.3. táblázat; nem keverendő össze a két azonos „töltéssel” számított potenciális energia és az α -k jelentése). A finomszerkezeti állandó $\alpha_{EM} = 1/137,036$ értéke az M_Z -nél $1/127,906$. A csatolások nagy skálájú energiatfüggése a 17.5. ábrán látható, ahol az $1/\alpha$ mennyiségek vannak ábrázolva. α_1 és α_2 az elektromágneses kölcsönhatás csatolási állandói (l. 17.10 képletet is) az EM finomszerkezeti konstanssal a következőképpen függenek össze:

$$\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi}, \quad \alpha_1 = \frac{5}{3} \cdot \frac{g'^2}{4\pi}, \quad \alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi} \quad \text{és} \quad \frac{1}{\alpha_{EM}} = \frac{5}{3\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (c=1)$$

Az erős kölcsönhatás csatolási állandója α_3 . A közölt függvények modellszámítás eredményei, kísérletből származó adatot csak <1000 GeV-ig találunk. Egyébként a mérések nagy része >100 GeV energián történik, ezért az elsődleges kísérleti értékeket a Z^0 vagy a top-kvark tömegére szokták megadni (91,1876 GeV illetve 172 GeV).

A legkifejezettebb különbség a változásban az elektromágneses és az erős kölcsönhatás esetében tapasztalható: az előbbi csatolása növekszik, az utóbbié erősen csökken az energia növelésével. Ennek magyarázata a két mező közvetítő bozonjainak eltérő tulajdonságaiban keresendő. A QED szerint az elektromos töltés által kibocsátott és elnyelt közvetítő (virtuális) fotonok elektron-positron párokat keltenek (vákuumpolarizáció), melyek körülveszik az adott töltést úgy, hogy az ellentétes előjelűek vannak közelebb hozzá, az azonosak pedig távolabb („dipólokként”). Kis távolságban, azaz nagyobb ütközési energián, a kisebb árnyékolás miatt növekszik a töltés effektív értéke és így az α_{EM} finomszerkezeti állandó is. A QCD-ban a kvarkok által emittált és abszorbeált gluonoknak maguknak is van színtöltésük (a foton nem hordoz elektromos töltést). Ez az árnyékolással ellentétben megnöveli az effektív töltést: az újabb gluonpárok keletkezése miatt α_s növekszik a távolsággal, azaz csökken az energiával. Az erős és elektromágneses kölcsönhatás erőssége nagyon nagy energiákon várhatóan meg-egyezik.



17.5. ábra. A kölcsönhatások csatolási állandóinak energiatfüggése a Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell számítások szerint

A SM eredeti változatában a csatolási állandók energiafüggésük nem kielégítő leírása folytán nem futnak össze egyetlen pontban.

c) A Nagy Egyesítési Elmélet, GUT

Itt az SM továbbfejlesztése a kvark–lepton szimmetriák bevezetésével történik (Grand Unification Theory). Az egyik kiterjesztés multipliettjei a három szín és a gyenge izospin-dublett. Új, három színű mértékbozonok jelennek meg a modellben: az X és Y leptokvarkok, melyek elektromos töltése $-e/3$ illetve $-4e/3$. Ezek közvetítik a leptonok és kvarkok között a barion- és leptonszám-sértő átalakulást. A bozon tömegének becsült értéke $M_X \sim 3 \cdot 10^{14}$ GeV/ c^2 .

d) Super Symmetry

A „SUSY”-nak becézett *szuperszimmetria* bevezetésével az elmélet tovább finomítható és a tömeggel kapcsolatos problémák megoldhatók. A három kölcsönhatás csatolási állandói egyetlen pontba futnak össze a 17.5 ábrán látható módon. Az elmélet bevezeti a kölcsönhatás–anyag szimmetriát is. A Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell (MSSM) minden SM fundamentális fermionhoz hozzárendel egy 0 $\hbar$ spinű skalár bozont, az 1 spinű mértékbozonokhoz pedig $1/2$ $\hbar$ perduciónű fermionokat. A fermion–bozon szimmetria új részecskéket hoz a modellbe a kvark, lepton, neutrínó, foton, gluon, W és Z párként: skvark, slepton, neutralínó (az Univerzum 20 %-nyi sötét anyaga?), photíno, gluino, wino, zino. Kísérletileg ezek egyikét sem sikerült még észlelni. A *Higgs-bozon* párja az $M_H > 2 \cdot 10^{16}$ GeV/ c^2 tömegű higgsino. Így éppúgy megkétszereződik a részecskék száma, mint annak idején az antirészecskék esetén.

A SUSY GUT modell néhány jellemző eredménye:

- i) Az egységesítés $E^* = M_G c^2 \sim 2 \cdot 10^{16}$ GeV energián várható (17.5 ábra).
- ii) Itt $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha \sim 1/24,8 = 0,040$ a becsült közös csatolási állandó.
- iii) A nukleon-bomlásban a lepton- és barionszám megmaradás sérül. Az új megmaradó mennyiség a kettő különbsége: $B - L$. A proton gyenge bomlása és (modellfüggő) élettartama:

$$p \rightarrow \pi^0 + e^+ \quad \tau \sim 10^{31} - 10^{34} \text{ év.} \quad (17.15)$$

Kísérletileg az élettartamra $\tau > 5 \cdot 10^{33}$ év alsó korlátot kaptak eddig Cserenkov-detektorokkal keresve a relativisztikus sebességű pozitronokat. A SUSY kevés kísérleti ellenőrzési lehetőségei közül ez nagyon fontos mérés, ami különleges kísérleti technikát követel. A kérdés a barionok Univerzumbeli keletkezése miatt is érdekes.

iv) A modell a neutrínóknak tömeget ad, nagysága a kísérleti korlátokkal ellentmondásban van. A nem-zérus tömeg a különböző családokbeli részecskék egymásba alakulását lehetővé teszi: oszcilláció.

v) A GUT-ban az elektromos töltés egyike a szimmetria generátorainak, a töltés-kvantitás természetesen jelenik meg. A Dirac által n egész számokkal leírt,

$$g = n(hc/e) \sim n \cdot 1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m} \quad (17.16)$$

mágneses töltésű monopólusoknak is létezniük kell $M_G/\alpha_{\text{GUT}} \sim 7 \cdot 10^{17}$ GeV/ c^2 tömeggel. Az Univerzum életének korai szakaszában keletkezhettek. Keresésük az általuk keltett mágneses fluxus vagy az atomhéjbeli elektronokkal való kölcsönhatás alapján történik. A részecskefluxus felső határa az eddigi mérésekből $\sim 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ értéknek adódott. Léte a korai Univerzum tágulásával, illetve a galaktikus mágneses mező mai $\sim 10^{-10}$ T térerősségével összefüggésben van.

e) A Mindenek Elmélete, ToE

Ez a négy kölcsönhatást magábafoglaló elmélet (ToE=Theory of Everything), melyet *Szupergravitációnak* is neveznek.

Kvantumos effektusok a *Planck-tömeg* körüli energiáknál (17.14 képlet, 17.15 ábra) várhatók, melyek nagyságán a SUSY GUT modell alapján már nem csodálkozunk. A *Planck-hossz* értéke viszont elgondolkodtató. A pontszerű méret kezelhetetlen a térelméletekben. Az elemi részecskék reprezentációjára három képződményt javasolnak használni: a *húr*nak nevezett energiahurkot, a *membránnak* nevezett energialemezt, illetve a membránhoz kötött húr. Ezek „vékonysága” L_P rendje legyen. A gravitációt és a kvantummechanikát a *húrelmélet* keretei között próbálják egyesíteni, amelynek egyik változata 6 extra dimenziót használva 9 dimenziós leírását adja a négy kölcsönhatásnak. Az új dimenziók mérete *Planck-hossz* nagyságú és ezért hagyományos úton nem érzékelhető. Az elmélet szuperszimmetrikus változata a *szuper-húr modell*, amely szerint a 2 spinű graviton SUSY partnere a $3/2$ spinű *gravitínó*. Az ismert elemi részek az M_P -hez viszonyítva kistömegű zárt húroknak/húrkoknak a gerjesztett állapotai $J = 0, 1/2, 1, 3/2, 2$ spinnel.

Az új elméletek energiatartományának gyorsítókkal közvetlenül végezhető tanulmányozása egyelőre reménytelen. A kozmikus sugárzás ad lehetőséget vizsgálatokra, de csak rendkívül kis eseménysűrűséggel. Közvetett úton is kell információt gyűjteni: kozmológiai jelenségek megfigyelése elengedhetetlen, Földön kívüli laboratóriumok segítségével is. A „hagyományos gyorsító” fizika azonban még sokáig nélkülözhetetlen módszere lesz a kutatásoknak (Higgs, anyag-antianyag, kvark-gluon plazma). A ritka folyamatok földi megfigyelése is sok kérdés eldöntésében játszik majd fontos szerepet: protonbomlás, neutrínó állapotok keveredése, neutrínócsillagászat és gravitációs hullámok kimutatása.

A Standard Modell és kiterjesztései ma még távolról sem jelentik a részecskefizika teljes leírását. Intenzív elméleti kutatások folynak a szabad paraméterek csökkentésére, a még koherensebb kép megalkotására. A részecskék varázslatos világa a fizikai kutatásoknak újabb és újabb feladatokat ad, hogy minél pontosabb és konzekvensebb elképzelésünk legyen az anyagi világ keletkezéséről, felépítéséről, fejlődéséről és működéséről.

A részecskék közötti kapcsolatokat, a kölcsönhatásokhoz való viszonyukat és az ezeket leíró elméleteket a következő séma szemlélteti:

E L E M I R É S Z E K

<i>fermionok</i>		<i>bozonok</i>			
<u>Anyagi részecskék, kölcsönhatások</u>		<u>Térkvantumok</u>			
	hadronok	gluonok	foton	weakonok	graviton
leptonok	kvarkok	(erős) szín	elektro-	gyenge	gravitációs
el.-gyenge	szín, el.-gyenge		mágneses		
gravitáció	gravitáció		elektrogyenge		
		GUT, SUSY			
		Mindenek Elmélete ToE			

VI. NEUTRÍNÓFIZIKA

A neutrínók a leptoncsaládok különböző *zamatú* tagjai. Semleges elektromos állapotuk, zérus körüli tömegük folytán az anyaggal való kölcsönhatásuk nagyon gyenge: kis hatáskeresztmetszetű folyamatokban vesznek részt. Ugyanakkor fenti tulajdonságaikból következően hosszú hatótávolságúak még rendkívül nagy sűrűségű anyagban is. A csillagok belsejében uralkodó különleges fizikai körülményekről, folyamatokról elsősorban ők tudósítanak. A neutrínófizika így összeköti a részecskék világát a csillagok fényével, ami a fizika egységes képét adja.

Ahogy a magfizikában külön kutatási terület a neutronfizika a sok gyakorlati alkalmazás miatt is, így a neutrínók vizsgálata és felhasználása hasonló kibontakozást, fejlődést mutat. Különlegesen nagy áthatolóképessége miatt nemcsak a csillagok belseje, hanem a bolygók vastag anyagrétegei is felderíthetők segítségével. Intenzív források egyelőre csak a részecskefizika nemzetközi kutatóintézeiteiben állnak rendelkezésre.

Tulajdonságaik miatt kimutatásuk, jellemzőik vizsgálata különleges elméleti és gyakorlati felkészülést, komplex mérés technikát igényel. A létezés bizonyításán kívül meg kell határozni fizikai jellemzőiket, a részecske-antirészecske különbséget, az egyes zamatok függetlenségét, a lehetséges átalakulásokat.

18. § A létezés kísérleti bizonyítékai

1. Kimutatás az impulzusmegmaradás alapján

A megmaradási törvények látszólagos sérülése az ismeretlen részecske detektálhatatlansága miatt következik be. Ez közvetett észlelést jelent a hiányzó mennyiség feltételezésével. Az impulzusmegmaradás törvényét felhasználva a neutrínó mozgásának iránya meghatározható. Ehhez a résztvevő partnerek pályájának és adatainak ismerete szükséges. Viszont a neutrínó energiája a detektor anyagával történő kölcsönhatás kis hatáskeresztmetszete miatt többnyire nem mérhető, hanem csak a folyamat energiamérlegéből számítható („elvesztett energia”).

a) Elektronikus módszer

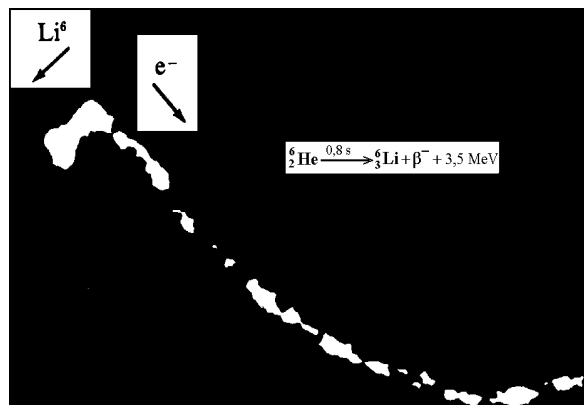
A lendületmegmaradás miatt a neutrínó által visszalökött mag kinetikus energiája elektronikusan mérhető. Elektronbefogás esetén a teljes visszalökési energia a leánymagra jut:



($T_{1/2}=35,04$ nap.) Az energia pl. repülési idő alapján határozható meg. A K-héjról történő befogás utáni Auger-elektron adja a start-jelet. A stop-jelet szolgáltató visszalökött Cl-ion energiája ~ 10 eV rendű. Ez utógyorsítással detektálható elektronsokszorozót használva.

b) Nyommegjelenítés

Látványos és nagyon meggyőző kísérletet végzett 1957-ben Szalay Sándor és Csikai Gyula Debrecenben. Olyan atommagot választottak, amelynek kicsi a tömege és így nagyon jól kimutatható a visszalökődés. A 18.1. ábrán bemutatott, expanziós ködkamrával készült felvételen egyértelmű a neutrínónak, mint nem látható részecskének a visszalökő hatása a ${}^6\text{He}$ végmagra. Az elektron és ion lendületét mágneses térben való eltérítéssel mérték. A nyomok pontos térbeli adatait villanófényes sztereofényképezéssel állapították meg.



18.1. ábra. A Szalay–Csikai kísérlet a neutrínó közvetett kimutatására. A ${}^6\text{He}$ (0,8 s) izotópot radioaktív neutronforrással állították elő a ${}^9\text{Be}(n,\alpha){}^6\text{He}$ magreakcióban.

2. Közvetlen módszerek

A kölcsönhatásban keletkezett részecskék megfigyelésével és adataik meghatározásával a neutrínó az adott folyamattal egyértelműen azonosítható és jellemző mennyiségei kiszámíthatók. Az egyes módszerek különbözőképpen lehetnek érzékenyek a neutrínó-zamatra. Kísérletileg a nehézséget a kis hatáskeresztmetszet és a háttér leküzdése okozza.

a) Prompt-technikák

Az *inverz béta-bomlás* szórási folyamatként fogható fel. Csak az elektron-neutrínóra érzékeny. A reakciósebesség (1.15) képletéből láthatóan a kis hatáskeresztmetszet kompenzálására nagy anyagmennyiség és intenzív bombázó fluxus szükséges. A neutron-bomlás (15.20) szerinti reakcióegyenletét átrendezve



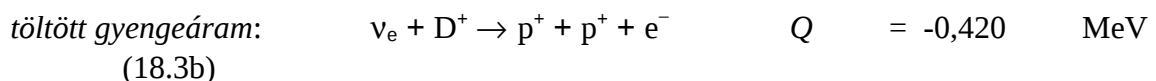
neutron és pozitron detektálására vezette vissza az elektron-antineutrínó észlelését *F. Reines* és *C. Cowan*. 1956-ban 1400 liter vizet használtak proton-céltárgyként és 200 MW-os reaktort anti-neutrínó forrásként. A pozitront a közegben létrejövő $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ annihiláció két 511 keV-es fotonjával észlelték. A neutron megfigyelésére a lelassulása után már nagy valószínűségű $\text{Cd}(n,\gamma)$ folyamatok alkalmazhatók és így közös gamma-detektor rendszer használható. Időbeli és térbeli korrelációk felhasználásával az eseményeket egyértelműen azonosítani lehet: az 511 keV-es gammák 180° -ban repülnek szét, amelyek a véges idő ($\sim 5 \cdot 10^{-6}$ s) alatt lelassuló neutronok befogása utáni fotonokkal késleltetett koincidenenciában mérhetők. Az események száma 36 ± 4 volt óránként. A (18.2.) folyamatra $\sigma = (11,0 \pm 2,6) \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ értéket nyertek. Ez mindössze $\sim 10^{-19}$ barn, ami a nukleáris folyamatokhoz viszonyítva hihetetlenül kicsiny érték!

A *neutrínó-elektron rugalmas szórás* hatására a meglökött elektronok vízben $\nu_e > c$ sebességgel mozogva Cserenkov-sugárzást keltenek, ami fotoelektronsokszorozóval detektálható. Irányérzékeny prompt módszer. *Bármelyik X leptoncsaládbeli neutrínó (és antineutrínó)* észlelésére alkalmas. A folyamat ν_e -re ~ 6 -szor nagyobb hatáskeresztmetszetű mint ν_μ -re. Elvi energiaküszöbe a rugalmas folyamatnak nincs, gyakorlati a fénydetektálásból adódik.

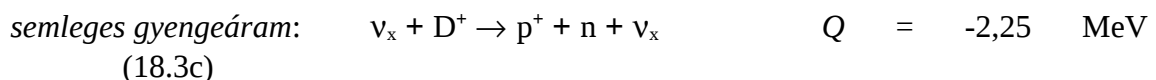


Ezt a reakciót ν_e megfigyelésére a japán Kamiokande kísérletben alkalmazták.

A *neutrínó-deuteron-kölcsönhatások* lehetővé teszik a *zamat*-meghatározást is. A csillagok energiatermeléséből ismert (10.1) $p p$ folyamat alapján:



reakció *csak az elektroncsaládban* megy végbe. A gyors elektron Cserenkov-folyamattal észlelhető. Ugyanakkor bármelyik zamatú neutrínó képes széthasítani a deuteron a kötési energiának megfelelő elvi küszöbvel:



A gyors neutrínó a nehézvíz elektronjait meglökve Cserenkov-effektussal, a keletkezett és a közegben termalizált neutron pedig nagy hatáskeresztmetszetű (n,γ) folyamat fotonjaival detektálható. A Nap-neutrínó probléma megoldásában oly fontos (18.3abc) folyamatok együtt igen megbízhatóan teszik lehetővé a különböző zamatú neutrínók különválasztását és energiájuk, lendületük meghatározását.

A Cserenkov-hatáson alapuló (18.3abc) módszereknél a küszöbenergia mérés technikai okok miatt $\sim 5 \text{ MeV}$ felett van. A Nap-neutrínós és proton-bomlásos mérésekhez nagy hatásfokot hatalmas mennyiségű, 3000-30000 tonna víz (Japán: Kamiokande és Super Kamiokande, USA: Irwine-Michigan-Brookhaven kollaboráció = IMB detektor), illetve

~1000 tonna nehézvíz (Kanada: Sudbury Neutrino Observatory = SNO) céltárggyal és több ezer nagyfelületű fotoelektronsokszorozóval érnek el.

b) Radiokémia alkalmazása

Inverz β -bomlás végmagjának aktivitását kell meghatározni. A kis hatáskeresztmetszet miatt hatalmas mennyiségű céltárgy anyagra van szükség, amiből radiokémiai eljárásokkal lehet a végmagot kigyűjteni. A 18.1. táblázat a leggyakrabban alkalmazott folyamatokat tartalmazza, melyek eredménye elektronbefogással bomló nuklid.

18.1. táblázat. A neutrínódetektálás reakciói

Folyamat	Küszöb MeV	$T_{1/2}$	Egyenlet
$\nu_e + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + e^-$	0,813	35,04 nap	(18.4)
$\nu_e + {}^{127}_{53}\text{I} \rightarrow {}^{127}_{54}\text{Xe} + e^-$	0,664	36,40 nap	(18.5)
$\nu_e + {}^{81}_{35}\text{Br} \rightarrow {}^{81}_{36}\text{Kr} + e^-$	0,470	$2,1 \cdot 10^5$ év	(18.6)
$\nu_e + {}^{71}_{31}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}_{32}\text{Ge} + e^-$	0,233	11,43 nap	(18.7)

A 18.4. folyamat a 18.1. megfordításával jön létre és az első Nap-neutrínó kísérletben alkalmazták (USA, Homestake). A reakciók egyik jellemzője a küszöbenergia. Alacsony értékének elsősorban a Nap-neutrínók észlelésénél van jelentősége. A felezési idő az aktív magok keletkezése, kihozatala és mérése szempontjából érdekes. Meghatározza a neutrínótermelő folyamat időbeli követhetőségét is. A 18.6. ilyen szempontból elvi jelentőséggel bír pillanatnyilag, bár felvilágosítást adhatna az utolsó ~ 1 millió év neutrínó-fluensére megfelelő (zárt) közetek feldolgozásával. A fenti első három reakció közös vonása, hogy nemesgáz végmagot kell valamilyen oldatból kinyerni, többnyire az inaktív gázzal. Az aktivitást proporcionális számlálóba betöltve méri meg. A 18.7. folyamat a legnagyobb sűrűségű anyagot használja, melynek $\sim 30^\circ\text{C}$ körüli olvadáspontja lehetővé teszi az aktív Ge-magok kinyerését az orosz (szovjet)–amerikai SAGE együttműködésben. Klorid oldatból való kimosást alkalmaz az olasz GALLEX kísérlet. Mindkettő több tonna galliummal dolgozik.

19. § A neutrínók tulajdonságai

1. Zamat

A neutrínó fajták különbözőségére több kísérletet végeztek az 1960-as években $\sim\text{GeV}$ energiájú ν_e és ν_μ részecskékkel. A $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ illetve $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ elektron- és müon-keltést vizsgálták. (Antineutrínókkal kísérletezve e^+ illetve μ^+ keletkezik.) A neutrínók pionok és kaonok bomlásából származtak, melyeket $\sim 20\text{ GeV}$ -es protonoknak fém céltárgyba ütköztetésével nyertek. Szikrakamrákat használtak nyommegjelenítésre. A proton-nyomvonal képe mindkét esetben ugyanolyan volt. Az elektronok a kamra anyagával kölcsönhatva fotonokat, ezek elektronokat, újabb fotonokat, azaz elektromágneses záport keltettek, ami kiterjedt töltött részecske nyomsort rajzolt szikrakisülés révén. A müonok egyetlen vonalat képeztek: nem tudtak kiterjedt gázkisülést okozni az elektronok világában. Ezt a különbséget nagyenergiájú elektronok által okozott kisülési képpel közvetlenül is igazolták. A kísérletekből egyértelműen a $\nu_e \neq \nu_\mu$ eredmény született. Az is kiderült, hogy ν_μ csak μ^- részecskét kelt, μ^+ -t nem. Ez a leptoncsaládszám-megmaradására utal.

2. Tömeg

A SM elvileg tömeg nélküli részecskéknek tekinti a neutrínókat. A csillagok energia-termelő reakcióiban (10.§1) ν_e részecskék keletkeznek óriási számban. Ez még $m_\nu \sim \text{eV}/c^2$ esetén is hatalmas „nem látható” tömeget eredményezne az Univerzumban és (részben)

magyarázná a látható tömeg hiányát. Kozmológiai megfontolások alapján Marx György, Szalay A. Sándor és J.Zeldovics az $m(\nu_e) < 13,5 \text{ eV}/c^2$ és $m(\nu_\mu) < 130 \text{ eV}/c^2$ felső korlátot adták a 1975-ben. Ma a legnehezebb neutrínóra a korlát: $0,04 < m_\nu \leq 0,53 \text{ eV}/c^2$.

A β^- -bomlásban keletkezett elektronok energiaspektruma nagyenergiájú végének alakja függ a neutrínó tömegétől: függőleges érintővel tart zérushoz, ha van tömege a neutrínónak és vízszintessel, ha nincs. A kísérlet nagyon nehéz, hiszen itt már kicsik az intenzitások. Kis tömegű bomló mag, vékony forrás, de nagy intenzitás a spektrum méréséhez: ezeket a feltételeket elsősorban a ^3H tríciummal lehet teljesíteni ($Q_\beta=18,6 \text{ keV}$, $T_{1/2}=12,33 \text{ év}$). A különleges technikával, több helyen elvégzett mérésekből $m(\nu_e) < 2,3 \text{ eV}/c^2$ adódik.

A tömegre több más folyamatból is lehet (közvetve) felsőhatárt szabni. A ^{76}Se kettős β^- -bomlásának felezési idejére kísérletileg $T_{1/2}(0 \bar{\nu}) = 2,23 \cdot 10^{25} \text{ év}$ kaptak és ebből az effektív tömegre $0,12 \leq \langle m_\nu \rangle \leq 0,32 \text{ eV}/c^2$ korlátok adódtak (5.§ 3c). Más folyamatokban is szerepet játszik a tömeg, amelyre így több kísérletből lehet következtetni közvetlen vagy közvetett módon.

3. Részecske = antirészecske?

A SM szerint a neutrínók balkezes helicitású részecskék: $\nu = \nu_L$ és $\bar{\nu} = \bar{\nu}_R$. Vagyis $\nu \neq \bar{\nu}$. Ezek feles spinű *Dirac-részecskék*. A lehetséges két-két $+1/2$ és $-1/2$ spinállapotából csak egy valósul meg a helicitás miatt, amely már így megkülönbözteti a részecskét és antirészecskét. „Gazdaságosabb” lenne a *Majorana-féle leírás*: a neutrínó a saját antirészecskéje, $\nu \equiv \bar{\nu}$. Családonként csupán egyetlen feles spinű neutrínó van, de két helicitással: ν_L és ν_R . Így a neutrínó-antineutrínó állapot csupán a helicitásbeli különbségből fakad. A két szemlélet között a *kettős β^- -bomlás* dönthet (5.16). A folyamatok vázlatosan:

$$\begin{array}{ll} 2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_{eR} & \text{(Dirac)} \quad (19.1a) \\ \text{ill.} & n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{eR} \\ \text{és} & \bar{\nu}_{eR} (\equiv \nu_R) + n \rightarrow p + e^- \\ \text{azaz} & 2n \rightarrow 2p + 2e^- + 0\nu & \text{(Majorana)} \end{array} \quad (19.1b)$$

A *neutrínómentes kettős β^- -bomlás*, „ 0ν ” az L leptonszám és a helicitás megmaradás sértése miatt tiltott. Ha viszont van tömege a neutrínónak, a családok közti keveredés miatt balkezes komponens is megjelenik és a bomlás létrejön – de L -sértéssel. Fontos jellemzője, hogy az elektronspektrum vonalas lesz: a folytonos eloszlásban ennek megjelenésével lehet a két folyamat arányát meghatározni. Több olyan nuklid van (főleg β^- -bomlók), melyeknél a kettős β^- -bomlás jól tanulmányozható: pl. ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{128}Te ; $T_{1/2}(2\nu) \sim 10^{19} - 10^{24} \text{ év}$ (5.§ 3c). Az elmélet ~ 1000 -szer hosszabb felezési időt jósol a 0ν -bomlásra.

A (18.4) folyamatban reaktorbeli antineutrínókat használva, a Nap-neutrínós technika (20.§1) alkalmazásával közvetlenül is kimutatták, hogy $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$. Mindezek ellenére még nem eldöntött kérdés, hogy *Dirac*- vagy *Majorana*-típusúak-e a neutrínók minden zamatra.

4. Neutrínó-oszcilláció

Amennyiben a neutrínóknak van tömege és különböző az egyes családokra, akkor az i, j, k tömeg-sajátállapotok nem egyeznek meg a gyenge kölcsönhatásbeli ν_e , ν_μ és ν_τ íz-sajátállapotokkal. A tömegeltérést $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ alakban adják meg. A ν_e , ν_μ , ν_τ hullámfüggvénye a ν_1 , ν_2 , ν_3 lineáris kombinációjaként írható fel $\sin\theta$ és $\cos\theta$ együtthatókkal, θ a keveredési szög. A ν_1 , ν_2 , ν_3 hullámfüggvényének fázisa időben eltérően változik a különböző tömegek miatt, így a kombinációkban időben változó arányt kapunk az ízekre:

$$\nu_e \rightarrow \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau \dots \quad (19.2)$$

Ez a jelenség a *neutrínó-oszcilláció*, ami az ízkeveredésből származik. Fontos, hogy itt *nem bomlás* történik, hanem egymásba való oda- és visszaalakulás, ami a leptoncsaládszám-megmaradást sérti. A világ össz-lepton mennyisége viszont nem változik. Az oszcilláció igazolná, hogy a neutrínóknak van tömegük.

A kísérleti ellenőrzésnek két módszere van: keresik az egyik íz *eltűnését*, vagy az adott íz *túlélését* vizsgálják reaktorral/gyorsítóval előállított vagy kozmikus neutrínókkal. Az eddigi földi vizsgálatokban $L \sim 1000$ m repülési távolságon két reaktor 8 GW-os teljesítményével termelt $\bar{\nu}_e$ nyalábbal a (18.2) folyamaton keresztül sikertelenül keresték az antineutrínók intenzitásának csökkenését *Reines és Cowan* módszerével (18.§2a). A japán KamLAND gyorsító kísérletben viszont láttak $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ átalakulást (illetve észlelték a ν_μ fluxus csökkenést) $L = 180$ km-en. Egy teljes periódust (vagyis az „igazi” oszcillációt) még sehol sem sikerült kimutatni. A tervezett nagy bázistávolságú földi kísérletek (~ 1000 km) jelentenek majd előrelépést (pl. a gyorsító forrás a genfi CERN-ben van, a földalatti detektor pedig Róma közelében lévő Gran Sasso laboratóriumban). A légköri és a Napból érkező (20.§1) neutrínók vizsgálatánál sikerült egyértelműen kimutatni a $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ illetve $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ átalakulást.

A korábban említett Δm_{ij}^2 különbségekre származtatható kísérleti értékek a következők:

$$| \Delta m_{21}^2 | \sim 7,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{és} \quad | \Delta m_{31}^2 | \sim 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \text{ valamint } \theta_{13} \sim 0.$$

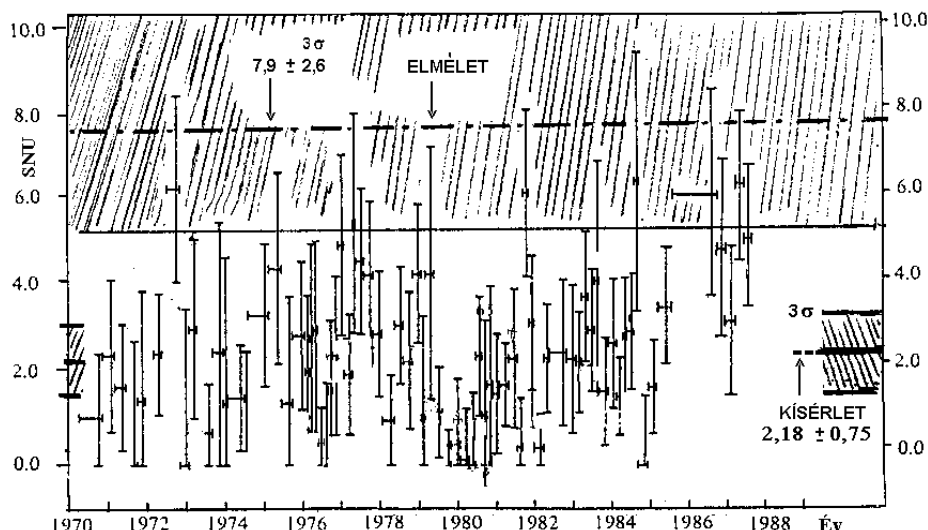
20.§ Neutrínók a csillagokból

A Földön észlelhető neutrínóknak több forrása van: a csillagok belsejében lejátszódó termonukleáris reakciók és gyenge folyamatok, a természetes radioaktivitás főként β^- -bomló nuklidjai, valamint a légkör legfelső rétegeiben végbemenő részecske-kölcsönhatások.

Az optikai tartományban történő vizsgálatok csak egy szűk ablakon át engedik szemlélni az Univerzumot. A kozmikus tér vizsgálata ezért kiterjedt a rádióhullámok és gravitációs-hullámok tartományára, valamint a nagyenergiájú részecskékre is. A neutrínóknak a csillagászatban, a Föld belsejének megismerésében várható különleges szerepére először *Marx György és Menyhárd Nóra* hívta fel a figyelmet 1960-ban.

1. A Nap-neutrínó probléma

A csillagok energiatermelésének folyamataiban termonukleáris fúzió (10.§), valamint neutrínók keletkezésével járó gyenge-kölcsönhatás megy végbe. A Napból a Földre jutó teljesítménysűrűség, a Nap-állandó $1,35 \text{ kW/m}^2$. Ebből a fúziós reakciók adatai alapján a neutrínófluxus $\sim 7,0 \cdot 10^{14} \nu_e \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.



20.1. ábra. A Nap-neutrínó kísérletben mért neutrínó-fluxus

A Naptól érkező neutrínók fluxusát először *R. Davis* mérte a 18.4 folyamatot használva. Egy elhagyott aranybányában (Homestake, USA), 1500 m mélységben (ami árnyékolás szempontjából 4000 m vastag vízrétegnek felel meg) 400 000 liter etiléntetrakloridban keletkezett ^{37}Ar aktivitását mérte meg. Az argon atomokat a nagy térfogatból He átáramoltatásával hajtotta ki, abszorbeáltatta, szűrte és betöltötte egy alacsony háttérű gáz-ionizációs számlálóba. A Nap-neutrínó egység értéke (Solar Neutrino Unit) $1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ v}_e\text{-befogás/atom/s}$. Az elfogadott Nap-modell szerint számolva $7,9 \pm 2,6 \text{ SNU}$ a várható reakciósebesség a Földön. Az 1968–1991 között végzett, fluktuációkat és néha kisebb tendenciákat is tartalmazó mérések végülis $2,55 \pm 0,25 \text{ SNU}$ átlagértéket adtak (a hiba mindenhol $\pm 3\sigma$, azaz 99,5% a megbízhatósági szint). A 19.1. ábrán ennek a sorozatnak egy része látható, korábbi kiértékeléssel. Ez a *kísérlet/elmélet* arány csupán $K/E = 0,32 \pm 0,03$. A hibahatárokat jóval meghaladó, nagy szisztematikus eltérés meglepetést és kétségeket okozott: Mérési hiba? Pontatlanok a magadatok? Hibás a Nap-modell? Ez a *Nap-neutrínó rejtély* (Solar Neutrino Problem, SNP).

Az alacsonyabb küszöbenergiájú (18.7) reakciót a SAGE és a GALLEX kísérletekben (8.§2b) alkalmazták a fenti mérések ellenőrzésére (1990–91). Mindkettő $K/E \sim 0,55$ arányt kapott. Prompt észleléssel a (18.3a) rugalmas $\text{v}_e e^-$ szórását a Kamiokande kísérletsorozat használta 1987–1992 között, $K/E \sim 0,5$ eredménnyel. A négy kísérlet nagyon eltérő napbeli folyamatokra és különböző detektálás-technikai megoldásokkal szisztematikusan a vártnál jelentősen kisebb neutrínó fluxust mért. Joggal merült fel magyarázatként a neutrínó-oszcilláció jelensége: a Nap mélyéből vastag, nagy sűrűségű anyagon jön át a részecske, majd a Földig hosszú utat tesz meg.

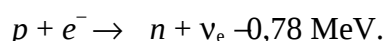
A kérdést a Sudbury Neutrino Observatory (SNO) 2001–2003 között végzett mérései döntötték el. A 18.3abc folyamatokat egyaránt felhasználó eljárás meg tudja különböztetni a neutrínó-zamatokat a 18.§2-ben leírtak szerint. A különleges technikájú mérések izgalmas eredményei a Földre érkező Nap-neutrínók teljes fluxusát a Nap-moddellel egyezően adják, a v_e -re nyert $K/E = 0,42$ pedig megerősíti a korábbi kísérleteket. Ugyanakkor az SNO kimutatta a csökkenés okát is: a többi zamat „viszi el” az elektron-neutrínó fluxust. Az egyértelműen bebizonyított átalakulásból $\Delta m_{21}^2 = (8,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ származtatható, a fluxusarány pedig:

$$\frac{\Phi(\text{v}_e)}{\Phi(\text{v}_e) + \Phi(\text{v}_{\mu,\tau})} = 0,340 \pm 0,023_{\text{stat}} \pm 0,030_{\text{sziszt}} .$$

A Cserenkov-effektuson alapuló kísérletek szerint szögfüggés mutatható ki a fluxusban: egyértelműen a Nap irányába mutat a neutrínók impulzusa. A nappali-éjszakai adatokban nem találtak aszimmetriát. A hosszú időtartamú aktivációs mérések a napfolt tevékenységgel nem korrelálnak: ezek a folyamatok a Nap külsőbb rétegeiben játszódnak le.

2. Szupernova robbanás neutrínóinak észlelése

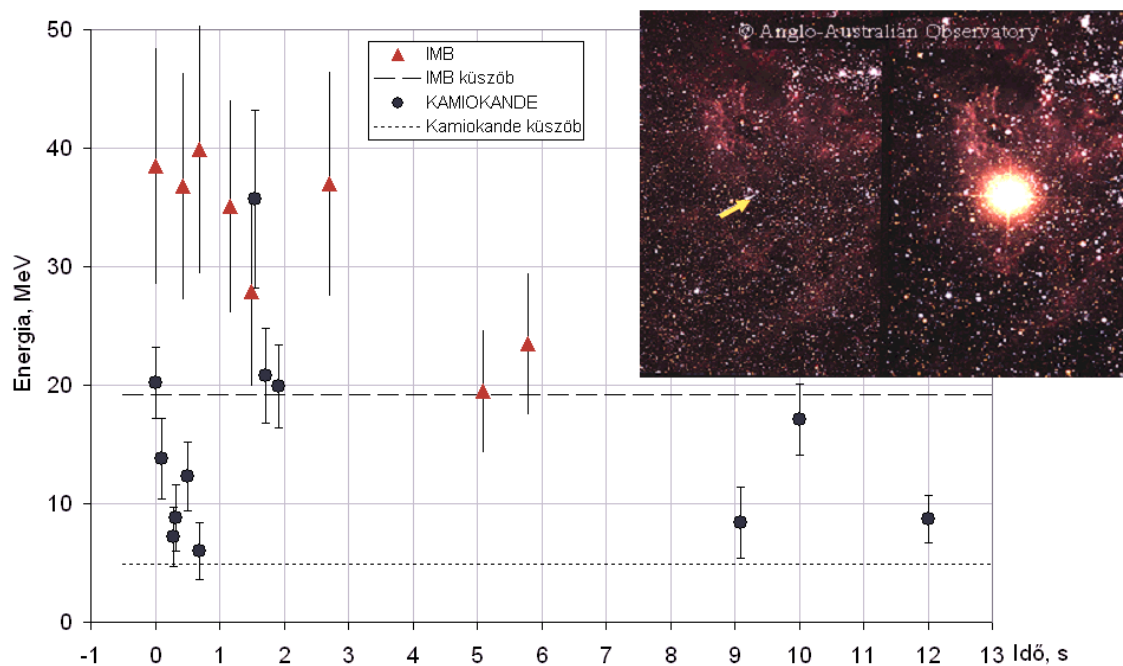
A fúziós energiatermeléssel működő, 8-szoros naptömegnél nehezebb csillagok az un. II. típusú szupernovák. Ezek Fe-magjának hatalmas energiát ($\sim 3 \cdot 10^{46} \text{ J} \sim 2 \cdot 10^{59} \text{ MeV}$) felszabadító gravitációs kollapszusa a szupernova-robbanás. Ilyenkor neutroncsillag alakul ki *neutronizációval*:



A periódusos rendszer elemeinek atommagjai (n, γ) reakcióval és β^- -bomlással épülnek tovább. A robbanásban $\sim 10^{57}$ neutrínó keletkezik ($\langle E_{\text{v}} \rangle \sim 20 \text{ MeV}$). Ezek kibocsátása után két-három órával jut csak a felszínre a fény a rendkívül sűrű plazmában történő sokszoros szóródást követően. Egy évvel később röntgen- és gamma-fotonjai révén is látható a maradvány. A Tejútrendszerben 1006-, 1054-, 1572- és 1604-ben megfigyelt csillag-felvillanások

azonosíthatók szupernova robbanással. Ha a mai technikával „belátható” kozmoszt tekintjük, akkor 10–30 évenként várható egy ilyen jelenség.

A déli féltékről látható Nagy Magellán-felhő egyik, 25-szörös Nap-tömegű, ~164 000 fényév távolságra levő kék szuperóriás csillaga felrobbant, amit a Földön 1987. február 23-án észleltek. Maradványa az SN1987A jelű szupernova. A fényjelenséget február 25-én fedezte fel egy amatőr csillagász és ennek alapján vizsgálták meg visszamenőleg a neutrínó észlelésére is alkalmas, de eredetileg a proton-bomlás megfigyelésére készített berendezések adatait. Több ilyen rendszerből végülis csak a japán Kamiokande és az IMB (USA) mérései voltak elfogadhatók, egymással összevethetők. Az előbbi küszöbenergiája ~5 MeV és 12 neutrínót észlelt, az utóbbié ~20 MeV és 8 részecskét látott.



20.2. ábra. Az SN1987a szupernovarobbanás neutrínóinak idő – energiaeloszlása

$t = 0$: 1987.02.23. UT 07:35:35

A baloldali csillagászati képen nyíl jelöli a csillagot robbanás előtt.

A jelenség idő- és energiaeloszlását mutatja be a 19.2. ábra. A csillag drámája 12 mp alatt zajlott le a neutrínók szintjén. A szupernova robbanás jellegzetessége a hirtelen fellángolás: a neutrínók 45%-a az első mp-ben keletkezett, széles energiaspektrummal. A 2–3 mp intervallumban nagyenergiájú, „lassú” égésként folytatódik a részecskék kibocsátása. Ezután fokozatosan csökken az energia, a 10. mp-től már csak „pislákol” neutrínóival a csillag. A fény intenzitása napokig nagyon erős volt. A Kamiokande detektor szögfelbontása 28° : a neutrínók szögeloszlása egyértelműen az égi forrás irányába mutatott.

A mérésekből a ν_e néhány tulajdonságára lehetett következtetni: tömeg $m_\nu < 25$ eV, élettartam $\tau > 2 \cdot 10^5$ év, a neutrínó-fajták száma $N < 7$ elektromos töltés $q_\nu < 10^{-17} q_{\text{elektron}}$. Természetesen, a laboratóriumi mérések ennél sokkal pontosabbak, de a kevés adatból, a mérésre fel nem készített detektorokkal azoknak nem ellentmondó eredmények születtek. A teljesen véletlenül észlelt jelenség éppen ezért nagyon fontos független ellenőrzése a részecskefizikai modelleknek, a „jól fészült” kísérleteknek. Ezzel 1987-ben megszületett a neutrínócsillagászat!

A szupernova robbanás hatalmas tömegátrendeződéssel jár. Gravitációs hullámokat azonban nem észleltek az akkori elsőgenerációs piezoelektromos berendezések érzéketlensége miatt. (A mai 2. generációs berendezéseket a 17.§5 fejezet tárgyalja.)

VII. AZ UNIVERZUM FEJLŐDÉSE

Megfigyelések szerint a ma belátható Világmindenségnek „történelme” van. Az emberi civilizáció, az élet, a Föld kialakulása és folyamatai nem egyszerűen csak változást, hanem egyértelmű *fejlődést* mutatnak. Ugyanez látszik a csillagokban, galaxisokban. Joggal vetődik fel az igény egységes leírásra a részecskefizika, atommagfizika, csillagászat, kémia és biológia, a földtudományok, filozófia eredményeinek felhasználásával és a vallás inspiráló segítségével. Ha nem is teljes a magyarázat minden jelenségre, azért az mégiscsak lelkesítő, hogy a pontszerű részecskék tulajdonságaitól a szinte leírhatatlanul nagy méretű galaxisokig ugyanazon elvekre épülő elméletek viszonylag ellentmondás-mentesen magyarázzák a jelenségeket.

21.§ A forró és színes Világ

Az atommag- és részecskefizika eredményei sok ponton kapcsolódnak a kozmológiához. A különleges részecskék, illetve a kölcsönhatások egységének látszata a Földön eddig el nem ért nagyságú energiával történő ütközéseket, hatalmas anyagsűrűséget feltételez. A csillagok energiatermelését és az elemek kialakulását a magfizika magyarázza. Ezeket kiegészítve más megfigyelésekkel egységes kép, de nem lezárt magyarázat alakítható ki az anyagfejlődés szakaszairól a megfigyelések alapján.

1. A táguló Univerzum

Az extragalaxisok felfedezése után kiderült, hogy azok atomjaiból származó színképvonalak λ hullámhosszai *vörös-eltolódást* mutatnak. Ez a Doppler-effektus alapján a forrás – megfigyelő *v-sebességű* relatív mozgásával magyarázható. A c fénysebességgel számított $\beta=v/c$ és a relatív vöröseltolódás („redshift”) paraméter $z=(\lambda'-\lambda)/\lambda=\Delta\lambda/\lambda$ értékével a megnövekedett λ' hullámhossz:

$$\lambda' = \lambda \cdot (1 + z) = \lambda \cdot [(1 + \beta)/(1 - \beta)]^{1/2} \quad (21.1)$$

Az összes galaxisra $z > 0$! Minden irányban tőlünk „kifelé” mozognak ezek a rendszerek? Valójában nem haladnak, hanem a tér tágul az adott sebességgel, benne a hullámhossz nő. Az eddig mért legnagyobb vöröseltolódás $z \approx 6$. A távolodás annál sebesebben történik, minél nagyobb r távolságra van tőlünk az objektum. *E. Hubble* 1929-ben ezt a megfigyelést a következő törvényben fejezte ki:

$$v = H \cdot r \quad (21.2)$$

$$H = 100 \cdot h \approx 73 \text{ (km/s)/Mpc} = 22,379 \text{ (km/s)/fényév} = 0,746 \cdot 10^{-10}/\text{év}$$

(1 Mpc = 3,262 fényév = $3,0857 \cdot 10^{19}$ km) A H Hubble-állandó pontosságát $\pm 4\%$ -ra becsülik. A Földről vagy bárhonnan mért r galaxistávolságok nőnek az idővel. Így az egész Világmindenség egy felfúvódó léggömbre hasonlít, amelynek felületén mért távolságok állandóan növekednek. Ekkor viszont egy $t = 0$ időpontra visszavetíthető a folyamat, amikor az Univerzum objektumai még „végtelenül” közel voltak egymáshoz. A ma látható tágulás egy pontba sűrített anyagból indulhatott el „az idők kezdetekor”, robbanásszerűen terjedve. Ez az alapja a Világ keletkezését és mai formájába fejlődését tárgyaló *Ősrobbanás elméletének* („Big Bang”= „Nagy Bumm”). A megfigyelések ilyen értelmezését *G. Lemaitre* belga katolikus pap, csillagász fejtette ki elsőként még 1931-ben. A Hubble-konstans nem állandó az Univerzum története során a gravitációnak a szétszóródó tömegre kifejtett változó hatása miatt.

A $t_0 = 1/H \sim 13,4 \cdot 10^9$ év ún. Hubble-idő becslést ad a „kezdetekre”, vagyis az Univerzum korára. Ez más alapon végzett számításokat is figyelembevéve $(13,69 \pm 0,13) \cdot 10^{10}$ év.

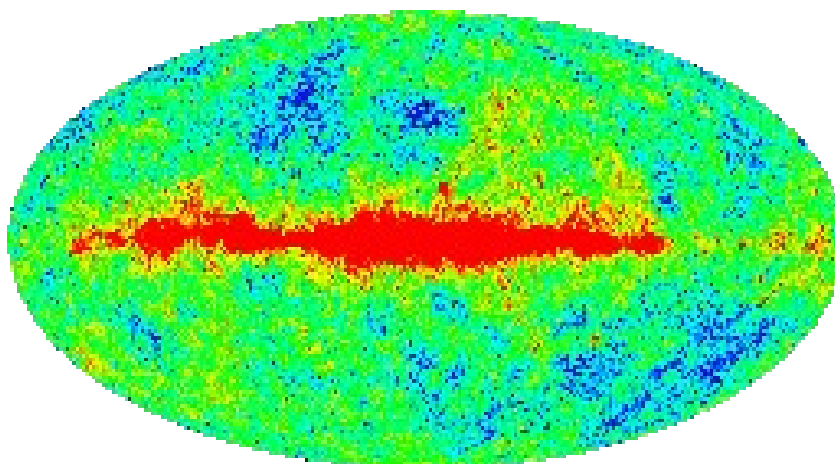
2. A kozmikus eredetű mikrohullámú háttérsugárzás, CMB

A forró, táguló Világegyetem és a nehéz atommagok felépülésének fizikai alapjait G. Gamow dolgozta ki 1948-ban. A Hubble-törvény és az általános relativitáselmélet táguló Univerzumra vonatkozó megoldásai alapján kézenfekvő volt az a gondolata, hogy az Ős-robbanás során a kezdeti nagy energiasűrűség a tágulással lecsökken és ennek maradványa alacsony hőmérsékletű feketetest-sugárzás. Olyan egyensúlynak felel meg, amelyben már csak semleges atomok maradtak a fotonok mellett. Ezt a mikrohullámú háttérsugárzást (CMB=Cosmic Microwave Background) 1965-ben A.A. Penzias és R.W. Wilson amerikai rádiócsillagászok megtalálták. Földről, világűrben nagy pontossággal folyamatosan mérik spektrális- és irányeloszlását. Az abszolút fekete test sugárzó hőmérséklete:

$$T = 2,725 \pm 0,001 \text{ K és } \sim 0,00001 \text{ irány-anizotrópia} \quad (21.3)$$

A mérések szerint hihetetlen pontossággal követi a *Planck-féle törvényt*. Egyértelműen egy korábbi „foton-tűzgömb” lehűléséből maradt vissza. Irányeloszlása „majdnem” teljesen izotróp, nem köthető a csillagokhoz. A tágulás – hűlés folyamatának fontos bizonyítéka! Távoli gázködök vizsgálatából a korai hőmérsékleti és hullámhossz adatokra következtettek. Az előbbi nagyobb volt, az utóbbi pedig kisebb egy $(1 + z)$ faktoral, egészen $z = 4$ értékig mérve.

Az irányeloszlásban észlelt anizotrópia eredetileg 0,001. Egy része ugyanis a Föld mozgásából származik (627 km/s a CMB-hez képest). A 21.3-beli „tisztá” anizotrópia a tömegeloszlás sűrűségének 10^{-5} értékű fluktuációit mutatja. Ezek alapvető fontosságúak az Univerzum nagyléptékű szerkezetének kialakulásához: a gravitációval ezekből kondenzálódnak a csillagok, galaxisok és azok nagyobb egységei. A műholdas berendezésekkel készült különlegesen jó feloldású CMB-hőmérsékletmérések (WMAP=Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) egyik eredménye látható a 21.1. eloszláson.



21.1. ábra. WMAP-eredmény a CMB hőmérséklet-fluktuációinak mérésében.

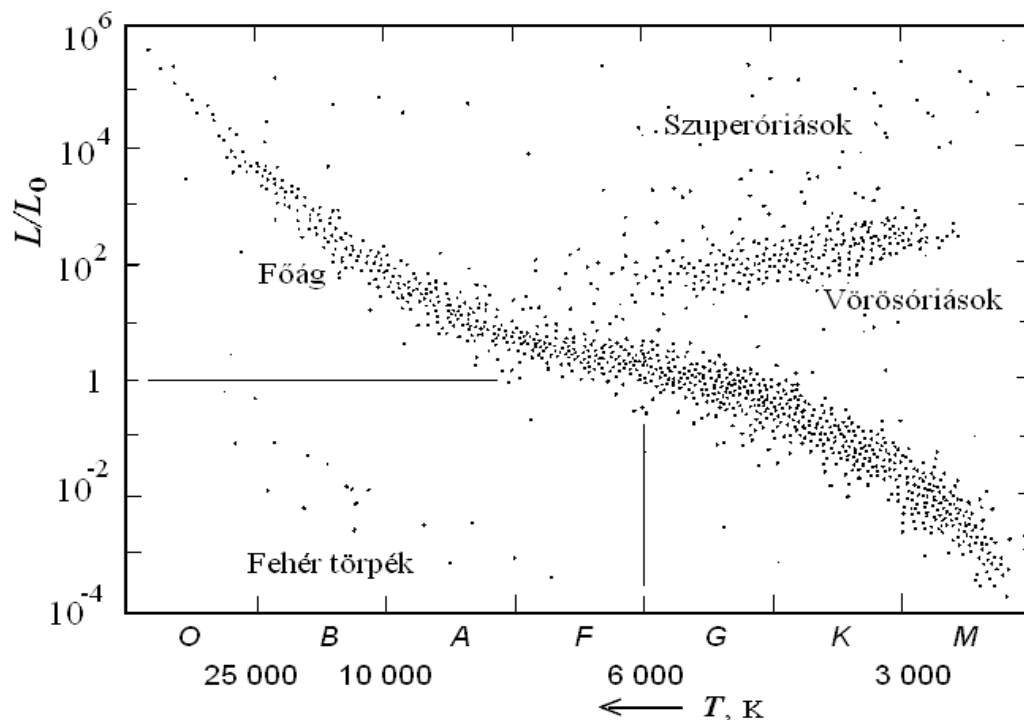
A leghidegebb kék és a legmelegebb piros helyek közötti különbség 0,0002 K.
(A középsőkban a Tejútrendszer csillagainak hatása látható.)

A galaxisok eloszlása nem egyenletes az Univerzumban: csomósodások vannak olyan felületek mentén, mint amilyenek érintkező szappanbuborékok között keletkeznek. Nagy z -értékekig kutatja ezt a szerkezetet Szalay A. Sándor USA-beli és magyar munkatársaival.

3. A csillagok osztályozása

Az asztrofizikai reakciókkal az energiatermelés és az elemfelépülés kezdete értelmezhetővé vált (10.§). Később *Zeldovics* módosította a *Gamow*-féle elméletet, hogy a nehéz elemek kialakulását is értelmezni lehessen. A csillagok által emittált fény spektrális eloszlása azt mutatta, hogy tömegüktől, méreteiktől függően alakul a sorsuk. Ugyanolyan atomi- vagy ionos színképű csillagok fényessége, mérete jelentősen eltér egymástól. A *Hertzsprung-Russell diagram* (HRD) mindezt egységes képbe foglalja: a *felületi hőmérséklet* függvényében helyezi el a csillagokat a *fényesség* (luminozitás, magnitúdó, azaz elsugárzott energia) *koordinátán* (szín-fényesség diagramnak is nevezik). A 21.2 ábra ilyen elhelyezkedést mutat be. (Paraméterként az M_0 Nap-tömegben mért tömegük, illetve R_0 Nap-méretében megadott sugaruk szerepel.) Így jól megkülönböztethető csoportok alakulnak ki, amelyek a csillagfejlődés illetve „sors” egyes szakaszaival hozhatók kapcsolatba. A T felületi hőmérséklet egyúttal spektroszkópiai *színképtípust* is jelent: milyen atomok, ionok vonalai láthatók abszorpcióban vagy emisszióban, milyen a felületi hőmérséklettől függő „szín”.

- „O”: $T \geq 25\,000\text{ K}$, He^+ , O^{++} , N^{++} , Si^{+++} , ..., H és egyéb vonalak, „kék”
- „B”: $T \geq 11\,000\text{ K}$, He, HBalmer, C^+ , O^+ , gyenge fémvonalak
- „A”: $T \geq 7\,500\text{ K}$, HBalmer, Mg^+ , Ca^+ , Fe^+ , Ti^+ , „fehér”
- „F”: $T \geq 6\,000\text{ K}$, Ca^+ , HBalmer, ionizált fémek
- „G”: $T \geq 5\,000\text{ K}$, semleges fémek, Ca^+ , CN és CH sávok, „sárga”
- „K”: $T \geq 3\,500\text{ K}$, semleges fémek, molekulák, H, ionizált fémek, TiO
- „R”: CN, CH
- „M”: $T \geq 2\,200\text{ K}$, semleges Ca, TiO és más fénoxidok, „vörös”
- „S”: mint „M” + ZrO, YO, LaO, Te
- „N”: C_2 -molekula (szénscillagok).



21.2. ábra. Hertzsprung–Russell-diagram a csillagok állapotának leírására. Az abszolút hőmérséklet mellett a spektroszkópiai osztály is jelölve van. Az L luminozitás a Nap L_0 adatára van vonatkoztatva. A csillag sugarával és hőmérsékletével kifejezve: $L \sim R^2 T^4$. A két vonal metszéspontjában van a Nap (és hasonló csillagok).

A finomabb megkülönböztetés miatt egyrészt újabb altípusokat hoztak létre (R,S,N), másrészt minden típusban több alosztály van (a Nap a G2-be tartozik, $T = 6000$ K). Ez az empirikus osztályozás ma már az asztrofizikai ismeretek tükrében magyarázható: a csillagok belsejében a termonukleáris reakciók termelik az energiát (10.§1), amihez a nagy nyomású és magas hőmérsékletű plazma tulajdonságai biztosítják a „kereteket”. Mindezt a gravitáció fogja körül. A plazma külső felülete hűl, a megfigyelhető fény innen ered. A spektrális eloszlás a gerjesztési energiától, azaz a hőmérséklettől függ. A magfizikai folyamatok által termelt energia miatt a csillag $\sim 10^8$ K hőmérsékletű belsejében a plazma részecskéinek és a fotonoknak nagy az impulzusa. Ez a csillag méreteit növelni igyekszik. A gravitáció tart ezzel egyensúlyt. Ha valamelyik túlsúlyra jut, megváltozik a csillag élete: vagy szétrobban, vagy a gravitációs kollapszus miatt összeroppan. A megváltozott körülmények új egyensúlyt alakíthatnak ki: anyagának egy részét szétszórja és kisebb tömeggel stacionáriusan élhet tovább,

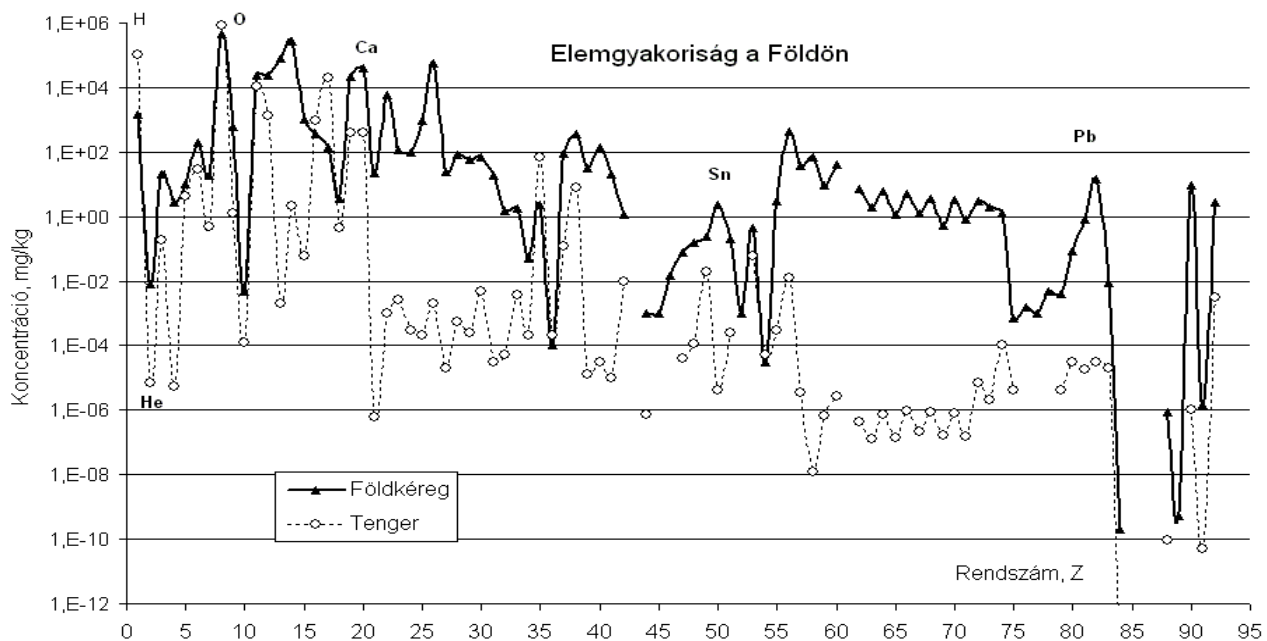
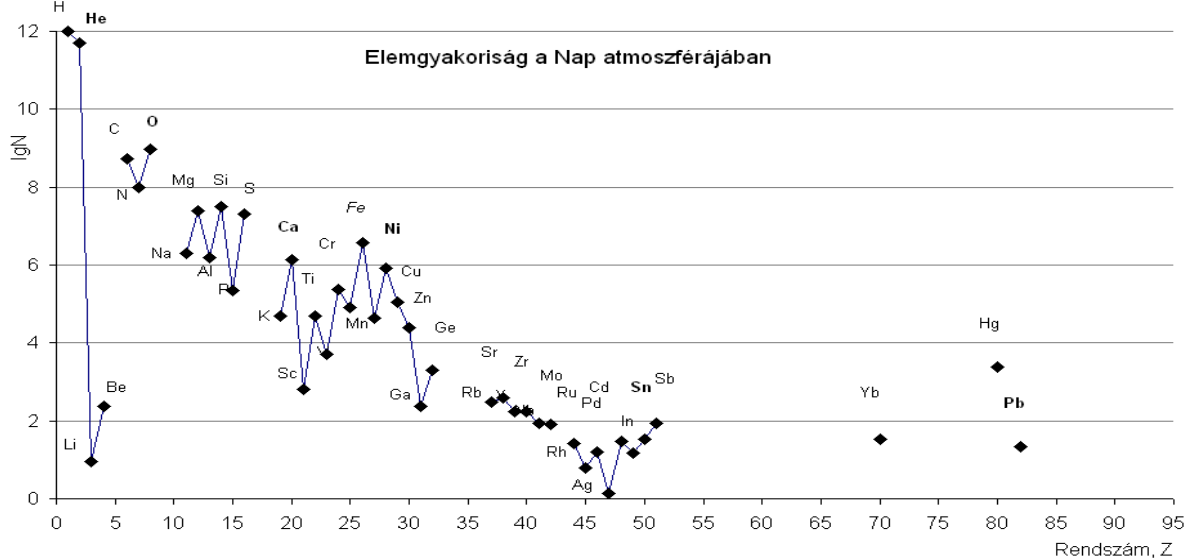
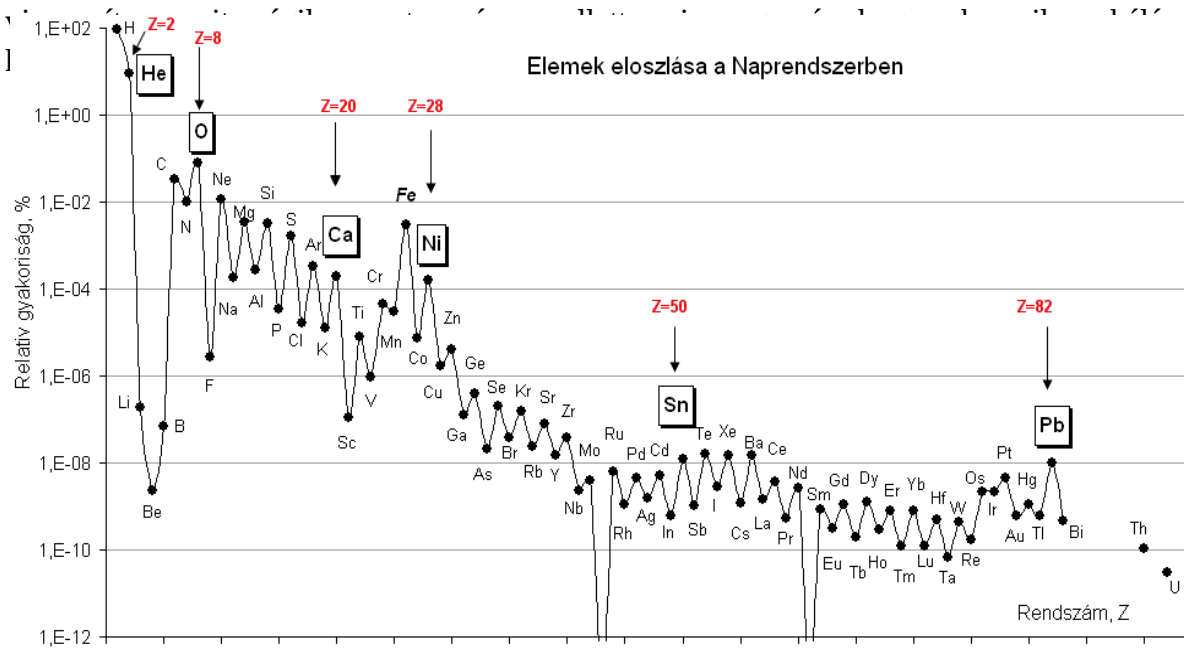
A legtöbb csillag (a Nap is) a HRD „átlója” mentén helyezkedik el: kis felületi hőmérséklet – M osztály, nagy hőmérséklet – O osztály. Ez a *fősorozat*, ahol $m \sim M_\odot$. Alatta és felette, a másik átló irányában a *fehér törpék* ($m \ll M_\odot$), illetve a *vörös óriások* ($m \gg M_\odot$) vannak. Ez utóbbiak „fölött” pedig a szuperóriás csillagok tartománya helyezkedik el.

A galaktikákban „ma” is keletkeznek csillagok (vagy legalábbis a fénnel a tulajdonságaikat most észleljük), amelyek az „öregekkel” együtt végigmennek a fejlődés fizikai törvények által egyértelműen kijelölt útján. Vagyis, ha ismerjük tömegüket, méretüket, hőmérsékletüket (más szóval a testsúlyukat, magasságukat/vastagságukat és lázukat), előre láthatjuk t sorsuk jövőbeli alakulását (ami már elmúlt, de nem ismerhettük). Ez a modern „csillagjóslás”.

4. Részecskék és atommagok kozmikus eloszlása

Gyorsítókkal olyan részecskéket tudunk kelteni, amelyek *nem* építőkövei a stabil anyagnak rövid élettartamuk miatt. Ezek megtalálhatók a kozmikus sugárzásban is, ahol nagysebességű protonok ütközései keltik. Volt egy pillanata az Univerzumnak, amikor a gyorsan bomló részecskék még „éltek”, sőt olyanok is, amelyeket eddig még nem tudtunk megismerni. Vagyis az *Ősrobbanásban* keletkeztek ezek (és antirészecskéik) mint primordiális részecskék, majd elbomlottak, amikor $kT \ll Mc^2$. Egyedül a nukleonok éltek túl a gyors lehűlés folyamatát. Így alakult ki a részecskék ma észlelhető száma, típusa ...Tehát pl. a mágneses monopólus is létezhetett egy nagyon korai időszakban.

Az atommagok nagy része protonokból keletkezett, illetve keletkezik ma is a termonukleáris fúzióban (10.§). Eközben energia termelődik a csillagokban. Magfizikai okokból (2.§.) a vasnál nehezebb elemek így már nem épülhetnek fel. A tapasztalat azt mutatja, az ilyen atomok is léteznek. Ehhez az $(n, \gamma) + \beta^-$ -bomlásos út szükséges. Az elemek eloszlása a Naprendszerben a 21.3 ábra felső részén látható. Ez lényegében kozmikus eloszlás, H-ből és He-ből tartalmaz a legtöbbet. A csillagbéli folyamatok fogyasztják és termelik őket (10.§). A Li, Be és B „átmeneti” képződmények a fúziós láncokban, kiégnek. A C, N, O nagy koncentrációjú sziget. Hasonló a $Z = 26, 28$ tartomány: a legstabilabb nuklidok, Fe, Ni található itt. A mágikus protonszám utáni atomok nagyon kicsi gyakoriságúak a közepes rendszámokig: $Z = 9, 21$. Az 50 és 82 körüli rendszám tartomány megint nagyobb súlyú. A mágikus számok szerepe egyértelmű. Az 50-es domb csúcsa azonban kicsit eltolódik 54-re. $Z = 36$ -hoz közel látszik egy elmosódott csúcs. E két utóbbi rendszám a Xe illetve Kr nemesgázokat takarja: az atomfizikai héjeffektus is befolyásolja az elemgyakoriságot. Szembeötlő mindenhol a nagyon erős páros-páratlan effektus. Ezek a jellegzetességek elsősorban a magerők tulajdonságaival, valamint az atomhéjfizika törvényeivel egyértelműen leírhatók. Amit viszont meg kell magyarázni: az elemek gyakoriságában meglévő óriási különbségek. A könnyű elemektől a vasig ~ 100 -szoros a csökkenés, ezután viszont az ón-vidék ($Z = 50-56$) 10^5 arányban kevesebb. A periódusos rendszer vége már nem csökken jelentősen, sőt: a 76–82-es elemek aránya inkább megnőtt az előzőkhöz képest. A $Z = 82$ ólom kiugró a többihez



21.3. ábra. Az elemek eloszlása a Naprendszerben, a Nap atmoszférájában és a Földön.

A Napnak mint aktív, fiatal csillagnak az atmoszférájában mások az arányok, főleg a közepes és nehéz elemek tartományában, amint ezt a 21.3 ábra középső eloszlása mutatja. Az alacsony rendszámoknál a hiány továbbra is fennáll, természetesen. A függvény általános menete $Z = 50$ -ig megegyezik a kozmikus eloszlásával, utána viszont hiányoznak az elemek.

A kozmikus térben és a csillagokban az erős kölcsönhatás vad erői határozzák meg az elemek arányát a gyenge kölcsönhatás jótékony közreműködésével. A Földön és méginkább a tengerben a koncentráció-arányokat már a kémiai tulajdonságok és a nagyléptékű, lomha folyamatok szabják meg (pl. a nemesgázok „megszökése”, a hőmérsékletváltozások a gázok megkötését befolyásolják, a légkör összetételét a vulkanizmus is megváltoztatja). A földkéreg és a tengervíz között a legtöbb atomra jelentős az eltérés (kémia, oldékonyság). A 21.3 rajz alsó részlete hasonlítja össze a kétféle előfordulást és mutatja az eltéréseket a kozmikus eloszlástól. A könnyű elemek hasonlóan viselkednek, a Kr és Xe mindkét esetben nagyon kicsi koncentrációjú. Általános menetét tekintve az eloszlás egyenletesebb. A mágikus számok hatása és a páros-páratlan effektus még itt is kimutatható, de már nem olyan meghatározó módon. Az arányok csökkenése a rendszámmal kevésbé tendenciózus.

Az Univerzum anyagát alapvetően meghatározó elemek: 70–80 % H és 30–20% He. Ez az arány csak a csillagokban végbemenő fúzióból nem alakulhat ki fényességüket (hőmérsékletüket) figyelembevéve, másrészt azok korától gyakorlatilag nem függ. Mi volt a csillagok előtt?

22.§ Keletkezés: Ősrobbanással

Az előbbi megfigyelésekből és ellentmondásokból az a következtetés vonható le, hogy az Univerzum valamilyen elképzelhetetlenül nagy anyagsűrűségű és hőmérsékletű szingularitásból jöhetett létre 13–14 milliárd évvel ezelőtt.

Az atom-, atommag- és részecskefizika, plazmafizika, gravitáció a csillagászzal együtt eléggé elfogadható választ ad a Teremtés folyamataira, az anyag fejlődésére, történetére. Az alábbi összefoglalás kvalitatív kép, amely azonban kiterjedt és hosszas számításokon alapul. Nem lezárt elmélet: a részecskefizika további eredményei befolyásolhatják még. A főbb vonalak azonban tiszták: sok tudományág független eredményei teszik megbízhatóvá, miközben önmagukat is ellenőrzik.

1. A folyamatok iránya

A robbanás pillanatában az anyag létrehozta a teret és kialakította annak geometriáját. Meddig tágul és hogyan? Milyen lesz a G görbülettel jellemezhető tér szerkezete? A térben mért valamilyen állandó hosszúság a tágulás miatt időben változik. Ezt az $R(t)$ „skálaméret” fejezi ki, amely (21.2) alapján kapcsolatba hozható a Hubble-állandóval:

$$H = (dR/dt)/R \quad (22.1)$$

$R(t)$ időfüggése jellemzi a „jövőt”, a tágulás jellegét.

A folyamatok kimenetele az anyag kinetikus és gravitációs potenciális energiájából számított $E = E_{\text{kin}} - E_{\text{pot}} = \text{áll.}$ összenergia előjelétől függ. Melyik lesz a meghatározó? Ez a ρ átlagos anyagsűrűségtől függ, illetve ennek és a ρ_c kritikus sűrűségnek az $\Omega_{\text{teljes}} = \rho/\rho_c$ viszonyától, ami a kozmológiai sűrűség vagy bezáródási paraméter. Vagyis: mennyire „fékeződik” az anyag a tágulás során, mennyire „lassítja” azt. Az ennek függvényében számított $R(t)$ örökké növekedik, egy idő után beáll valamilyen állandó értékre, vagy zérus lesz.

A Hubble-paraméterből és a gravitációs-állandóból számítva:

$$\rho_c = 3 \cdot H^2 / (8\pi G) \sim 1,0 \cdot 10^{-26} \text{ kg/m}^3 = 5,61 \text{ (GeV/c}^2\text{)/m}^3 \quad (22.2)$$

Mivel H függ az időtől, a kritikus sűrűség sem állandó. Mindent összevetve, kiszámíthatók a „jövő” lehetséges útjai:

Ha	$\Omega_{\text{teljes}} < 1$:	$G > 0, E > 0$, <i>nyitott Univerzum</i> <i>korlátlan tágulás,</i>	$R(t) \rightarrow \infty$	
	$\Omega_{\text{teljes}} = 1$:	$G = 0, E = 0$, <i>sík, „lapos” (euklideszi) tér</i> <i>egyensúlyi méret,</i>	$R(t) \rightarrow \text{áll.}$	(22.3)
	$\Omega_{\text{teljes}} > 1$:	$G < 0, E < 0$, <i>zárt Univerzum,</i> <i>maximális méret után összeesés.</i>	$R(t) \rightarrow 0$	

A tágulás jelenlegi szakaszából még nem lehet biztonságosan megjósolni $R(t)$ nagy léptékű időfüggését, azaz a Világmindenség „sorsát”. A mikrohullámú háttérsugárzás mért térbeli eloszlásának nagyfokú homogenitásából viszont egyértelműen következik, hogy $G = 0$: az *Univerzum lapos, euklideszi geometriájú*. Ez viszont $\Omega_{\text{teljes}} = 1$ eredményt jelent! A tágulás valamikor majd megáll az $R(t)$ menete szerint, jelenleg azonban még gyorsul, a tér skálamérete növekszik. Az $\Omega_{\text{teljes}} = 1$ érték bizonytalansága $\pm 0,003$ körüli a különböző kiértékelésekből.

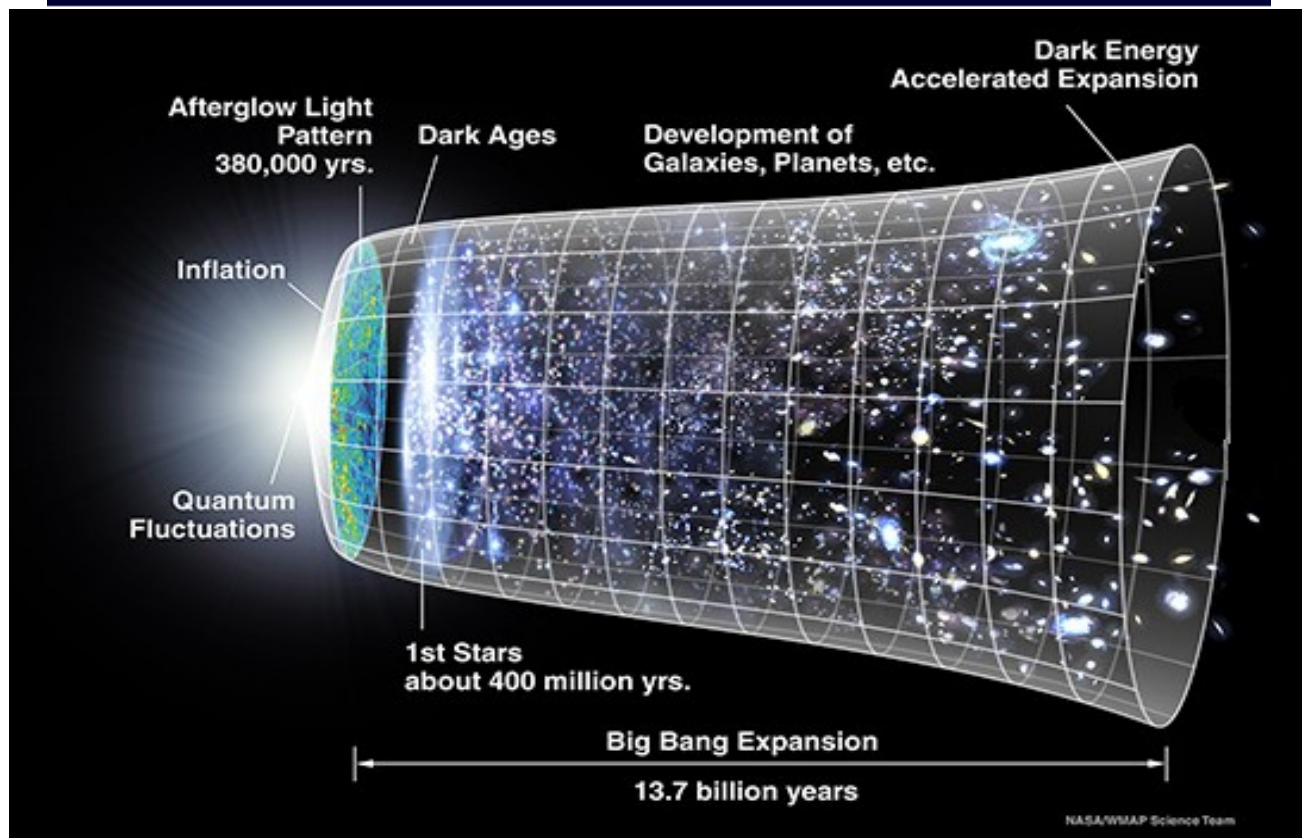
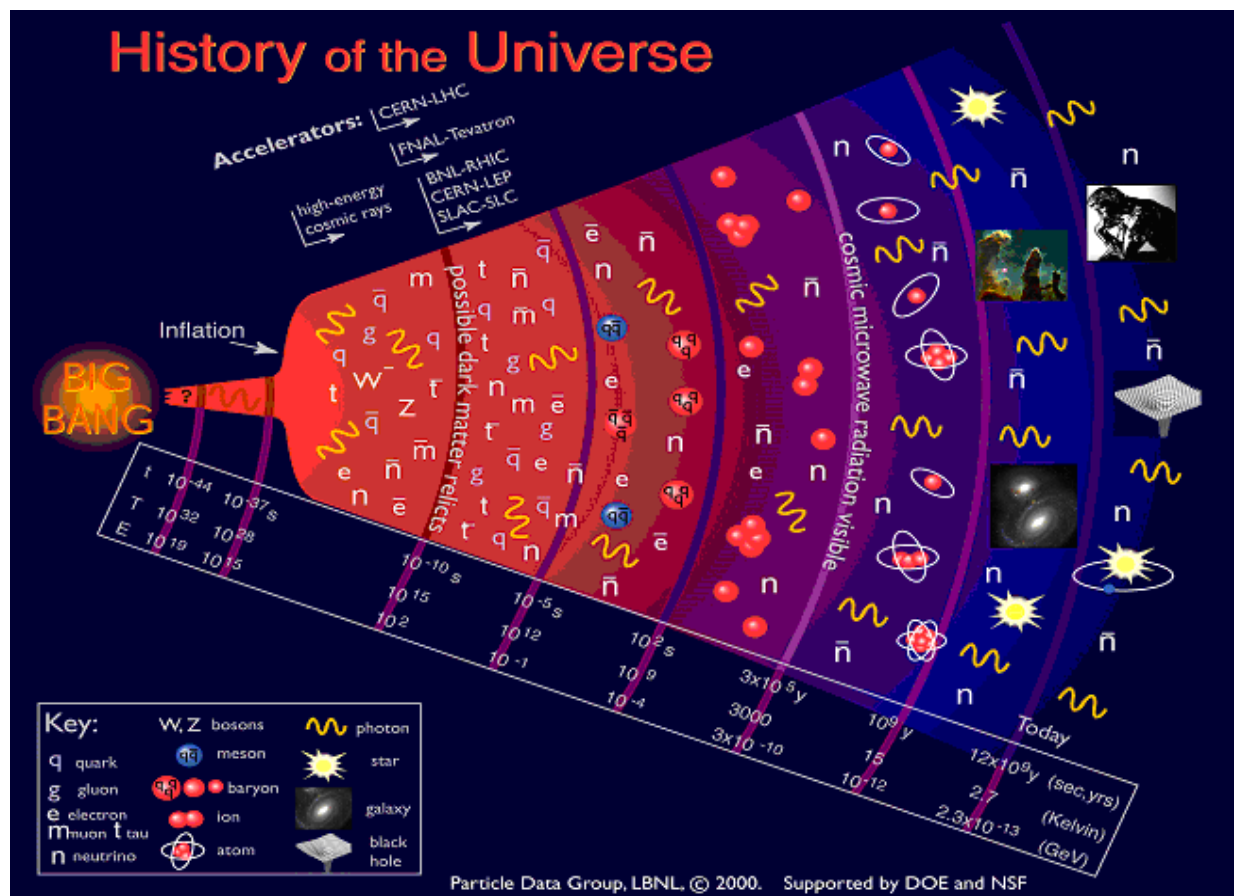
A *Bing Bang elmélet* konzisztenciájához szükséges az *infláció* feltételezése: a méreteket jellemző skálafaktor hirtelen nagyarányú megnövekedése, azaz a tér „felfúvódása”. Az elmélet szerint ez a $10^{-34} - 10^{-32}$ s közötti időben történhetett és mintegy $10^{25} - 10^{30}$ -szoros volt. A.H. Guth a részecskefizikát (GUT) és a kozmológiát elsőnek összekapcsolva jutott el 1979-ben az infláció bevezetésével a Big Bang elmélet használhatóvá tételéhez. Hatásai:

(i) Ez megmagyarázza a *sík geometriát*, hiszen akármilyen is volt a tér görbültsége, a folyamat „kilapította” azt. A felfúvódás a sűrűséget nagyon lecsökkentette, az anyag már így nem tudta a tér görbületét a gravitáció révén befolyásolni.

(ii) Az ún. *horizont probléma* is megoldható az infláció feltételezésével: a tér kiterjedésével a részecskék nagyon távol kerültek egymástól, nem maradtak korrelációban egymással. Nem jöhetett létre termalizáció, kiegyenlítődés. Ezért mutat a CMB véletlenszerű eloszlást a mai mérések szerint.

(iii) A kezdeti időpillanat apró térfogatbeli kvantumfluktuációi az infláció hatására hatalmas kiterjedésű térbe kerülve a részecskék egymástól teljesen függetlenekké váltak, az ingadozások sem tudtak kiegyenlítődni, az eloszlások megőrződtek. A fluktuációkból a gravitáció hatására létrejöttek az első csomósodások, a majdani csillagrendszerek magjai. Ez megmagyarázza a Világegyetem ma látható nagyléptékű struktúráinak kialakulását.

Kérdés, hogy az inflációt mi okozta? Hatalmas energiaszabadulás, ami valamilyen fázisátalakulásból származott a korai Univerzumban. Ha a ma négy különbözőként észlelt kölcsönhatás akkor még közös volt, a „gravitációs rész” taszító is lehetett. A színekölcsönhatás potenciáljában van nagyon rövid és hosszabb hatótávolságú tag. A „közös” erőben ez a fajta összetettség biztosan jelenvolt, azaz a távolságfüggés különböző hatványokkal és előjellel szerepelhetett. A tér geometriájától és méretétől függően a megfelelő tag érvényesült. A felfúvódást követően aztán szétválni látszanak a kölcsönhatások, és mi most nehezen létrehozott nagyenergiájú ütközésekkel megpróbálunk visszanézni múltba.



22.1. ábra. Képes összefoglaló az Ősrobbanás térben, időben, energiákkal, hőmérséklettel és részecskékkal végbemenő folyamatiról, a galaxisok kialakulásáról. Felül: részecskefizikai történések, alul: csillagászati objektumok kialakulása. (Particle Data Group és a NASA–WMAP sémái.)

2. Az anyagfejlődés állomásai

A részecske- és magfizika kutatási eredményei, a csillagászat adatai lehetővé teszik egy valószínű történet összerakását az Univerzum történetéről. A 21.4. ábrakettős ezt mutatja be a részecskék és a galaxisok szintjén. A felső képen be vannak jelölve a nagyenergiájú laboratóriumok, melyek kísérleteik során a jelölt időpontig tudtak visszamenni a keletkezésig.

a) Részecskefizikai folyamatok

A történethez használt időskála kezdetben bizonytalan, hiszen a későbbi (mai) stacionárius állapot alapján mér. A *forró Univerzum* a kiindulás: óriási anyag-energia végtelenül kis térfogatban. Az *Ősrobbanás* után $\sim 10^{-43}$ s-ig a négy kölcsönhatás még nem válik szét. Ez a *Planck-időszak*: a kvantumgravitáció, a szuperszimmetria, a Mindenek Elmélete (TOE) írja (majd) le. A Nagy Egyesítés Elméletével (GUT) kezelhető, már csak három kölcsönhatás a $\sim 10^{19} - 10^{15}$ GeV közötti állapotra jellemző ($10^{32} - 10^{28}$ K hőmérséklet). A mai, nagy méretekben megnyilvánuló 10^{-5} pontosságú izotrópia és a lapos Univerzum nagyfokú korrelációt feltételez, ami az egész történet során mindenhol és mindenkor fennállott. Pedig közben eléggé elkülönült térrészek voltak, hiszen a hírvivő fotonok és egyéb részecskék számára sokáig átlátszatlan volt a Világ (horizont-probléma). A *távolság-skála* változott meg hirtelen, és ezzel a tér görbülete csökkent le, $G \rightarrow 0$. Az Univerzum időben exponenciálisan mintegy $\sim 10^{30}$ -szeresére növelte meg a méretét: felfúvódott $10^{-34} - 10^{-32}$ s között. A folyamat kezdetén $kT \sim 10^{14}$ GeV (10^{27} K), a maximális korrelációs távolságok $\sim 10^{-26}$ m rendűek, a bizonytalansági relációból $\Delta kT \sim 10^{10}$ GeV. Az erősen görbült térből lapos geometria lett, a kis fluktuációk megőrződtek. A GUT a kvark-gluon-lepton plazma kölcsönhatásait ebben a tartományban vizsgálja. Termikus egyensúly van a részecskék között a fotonokkal együtt. Párkeltési és annihilációs folyamatok játszódnak le a leptonokkal és kvarkokkal.

Az eddig közös elektrogyenge kölcsönhatás 100 GeV alatt szétválik: $t = 10^{-10}$ s, $T \sim 10^{15}$ K). Ezzel kialakul a „mai fizika” a négy különálló kölcsönhatással. Ezután a W és Z bozonok tömeget nyernek, a kvarkok hadronokká alakulnak (kvarkbezárás). A nagy energiával ütköző fermionok, bozonok száma egyenlő $kT \gg Mc^2$ miatt, bármelyikre. Amikor T csökken, egyes részecsketársulások már stabilak lehetnek, mások még nem.

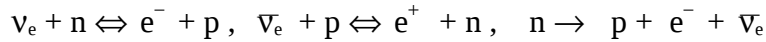
Létrejön a proton és a neutron: $t = 10^{-5}$ s, $E \sim 0,1$ GeV, $T \sim 10^{12}$ K. A rövid élettartamú részecskék elbomlanak. Így az ekvilibriumbeli sűrűségek megváltoznak. Elég nagy energiájú fotonok valamint a protonok-antiprotonok között keltés és annihiláció egyaránt végbemegy. Ha az átlagenergia a keltési küszöb alá esik, akkor az annihiláltak helyett nem lesznek újabbak. Az egyik fajtaból maradhat több, ha nincs a megsemmisüléshez partner. Ezt az időszakot hosszú távon csak a nukleonok éltek túl.

A nukleon-antinukleon mennyiség a Big Bang modell szerint kezdetben egyenlő volt, tehát $B = 0$. Miért változott ez meg úgy, hogy csak nukleonok vannak ma a belátható Univerzumban (nem észlelünk annihilációs fotonokat)? A részecskére-antirészecskére egyaránt a barion/foton arány $\sim 10^{-18}$ 20 MeV-nél. Alacsonyabb hőmérsékleteknél ez már nem változik meg. A ma mért viszony $6,1 \cdot 10^{-10}$, antibarion/barion arányra 10^{-4} -nél kevesebb. A GUT (17.§ 6) barionszám-megmaradást sértő folyamattal oldja meg a problémát. C- és CP-sértés kozmológiai méretekben aszimmetrikussá teszi az anyag-antianyag sűrűséget. A kis kötési energiájú deuteron kialakul, de a kemény fotonok még felbontják a kötést.

Az időskálán $\sim 0,01$ s körül $T \sim 10^{11}$ K, $kT \sim 10$ MeV, az elektronok és pozitronok gyengekölcsönhatásban neutrínókat-antineutrínókat keltenek, kis reakciósebességgel. A n/p arány 0,88-ra csökken.

b) Magfizika, atomfizika az anyag történetében

$t \sim 1$ s körül $T \sim 10^{10}$ K, $E \sim 1$ MeV: a neutrínók lecsatolódnak a részecskékről és függetlenül távolodnak. A neutron-proton arányt a következő gyengereakciók, bomlások befolyásolják:

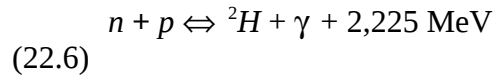


(22.4)

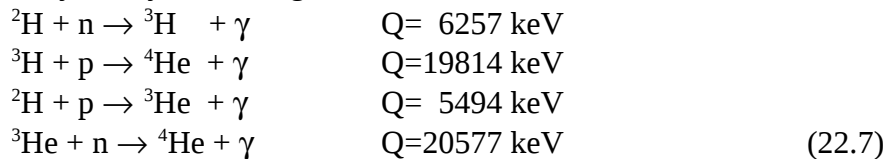
A közöttük beálló termikus egyensúly a Boltzmann-eloszlásnak felel meg a $\Delta E = 1,293$ MeV tömegkülönbségüknek megfelelő energián:

$$N_n/N_p = \exp(-\Delta E/kT) \quad (22.5)$$

Arányuk $kT = 0,87$ MeV-es kritikus hőmérsékleten $N_n/N_p \sim 1/4$; $\rho \sim 10^8$ kg/m³. Ha magára maradna a neutrongáz, β^- -bomlása miatt eltűnne. Fennmaradását atommagba bezárása biztosítja. Ugyanis beindulnak a Bing Bang nukleonokat könnyű atommagokká szintetizáló folyamatai. Ezek különböznek a 10. §-beli termonukleáris reakcióktól. Itt a viszonylag hideg Univerzumban történnek az ütközések, de mégis elég nagy hatáskeresztmetszettel (0,1 mbarn). A neutronokat a részecskefizika már elkészítette és ezért a Coulomb-gát miatti nehézségek nem lépnek fel. A deutérium és a nukleonok közötti folyamatok a felépítés és fotoeffektussal szétbontás:



$t \sim 400$ s elteltével $\rho \sim 10^2$ kg/m³, $T = 5 \cdot 10^8$ K, azaz $kT = 0,05$ MeV alatt már kicsi a nagyenergiájú fotonok aránya az eloszlásban, így felépülhet az elsődleges (primordiális), Ős-robbanásos ${}^4\text{He}^{++}$ és néhány könnyű atommag:



A keletkező fotonokra $E_\gamma > B_d$, ezért az alapanyag deuteron kicsit fogyni is. A neutron/proton arány $\sim 1/7$ -re csökken, de ez meg is marad. Az elméleti és a sok csillagrendszerre kísérletileg meghatározott He/H arány, illetve az ebből képzett Y_p „He-tömegrész” jó egyezésben van:

$$Y_p = 4 \cdot N_{\text{He}} / (4 \cdot N_{\text{He}} + N_p) = 2 \cdot (N_n/N_p) / [1 + (N_n/N_p)] \sim 1/4. \quad (22.8)$$

Ebből és a hozzávezető útból a neutrínó-zamatok $N_\nu = 3$ száma (és így általában a leptoné is, majd a kvarkoké szintén) egyértelműen következik. Ugyanis a tágulás időskáláját ez határozza meg a számítások szerint: $t \sim N_\nu^{-1/2}$. Ha N_ν nagyobb, a hőmérséklet gyorsabban csökken. A neutronoknak kevesebb idejük marad elbomlani, mielőtt deuteronná alakulnak. A megfigyelt-nél nagyobb lenne a He-arány. A gyorsítás, $e^+ + e^-$ kísérletek a CERN-ben ugyancsak a 3 zamatfajtát erősítik meg egyértelműen.

A ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ koncentrációja is csak az Ősrobbanás modellel számolva adódik helyesen, egyedül a csillagokbeli termeléssel nem magyarázható a mennyiségük. Mivel nincs stabil $A = 5, 8$ tömegszámú atommag, a ${}^4\text{He}$ -től a nukleoszintézis nehezen folytatható tovább a tágulás körülményei között. A ${}^4\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ és ${}^4\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ folyamatok a Coulomb-gát miatt kis valószínűséggel mennek végbe ezen a hőmérsékleten, kevés litium keletkezik. A $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ folyamathoz nagyon magas hőmérséklet szükséges, ami majd csak a csillagokban áll rendelkezésre. Az alapanyagokat azonban a Big Bang megtermelte.

A plazma ezután már ionokból, elektronokból és fotonokból áll. Ez utóbbiak „nagy” energiája miatt még a semleges atomok egy ideig nem alakulhatnak ki, hanem az



folyamat van sokáig egyensúlyban. Még mindig a sugárzás uralja az Univerzumot: az arány $N_{\text{részecske}}/N_{\text{foton}} \sim 10^{-9}$. Amikor $kT > 1$ GeV volt, a barionok, antibarionok és fotonok száma még nagyjából összehasonlítható az egyensúlyi állapotban. A nukleonok száma az annihiláció miatt nagyon lecsökkent –ezekből épül fel a mai Világunk.

A kezdetek után $t \sim 10^{13}$ s ($\sim 300\,000$ év) múlva a részecskék átlagenergiája < 1 eV, vagyis $T < 10^4$ K, $\rho \sim 10^{-17}$ kg/m³. Kialakulnak a semleges atomok, az elektronokat a fotonok nem választják már le a héjból. A fotonok számára átjárhatóvá válik a tér, nem nagyon lépnek kölcsönhatásba az anyaggal, a horizont végtelenné növekszik. A sugárzás és a részecskék különválnak. A kozmikus háttérsugárzás ebből az időszakból ered. $t \sim 10^6$ év után megkezdődik az „anyag-időszak”. Az energiasűrűséget a részecskék uralják a történet hátralevő (99,8%) idejében.

c) Gravitáció és az elemek kialakulása

Teljesen izotróp rendszerben, homogén anyageloszlásban semmi nem történik: sztatikus a világ, nem tud fejlődni. A hosszú hatótávolságú gravitáció a sűrűség-ingadozásokból csomósítja az anyagot. Ez önmagát erősítő folyamat: minél nagyobb a tömeg, annál többet tud még magához vonzani. A szomszéd csomósodás hasonló hatású. Rendkívül változatos formákat ölt emiatt az Univerzum szerkezete: ködök, csillagok, kettős csillagok, csillagtársulások, galaxisok, galaxisrendszerek, ... és ezek töredékei, ... A csillagok hosszú és mozgalmas életét a HRD segítségével, különböző korú rendszerek megfigyelésével lehet tanulmányozni. Újak „ma” is születnek, illetve ezeket a jelenségeket most észleljük.

Az Ősrobbanástól eltelt idő $t \sim 10^8$ év, $T = 10$ K a hőmérséklet, a sűrűség $\rho \sim 10^{-22}$ kg/m³: ez most a kiindulási állapot. A gravitáció a kozmikus gázfelhőt összehúzza, proto-galaxisok keletkeznek, a sűrűség megnő: $\rho \sim 10^{-19}$ kg/m³. Egy ideig a részecskék rendezett mozgása jelenik meg. A nagy sebességűek összetorlódnak, ami lökéshullámot („hanghullámot”) kelt. Ez végigterjed a teljes anyagon, sok ütközéssel felmelegíti azt. Plazma alakul ki. Mintegy $30 \cdot 10^6$ év elteltével $T \sim 15 \cdot 10^6$ K, $\rho \sim 10^5$ kg/m³, a nyomás $p \sim 2 \cdot 10^{11}$ bar. Az átlagos energia $kT \sim 2$ keV, a termionukleáris reakciók beindulnak. A hidrogén héliummá ég el lassan a fúzióban. Alacsonyabb hőmérsékleten először a deutériumos folyamatok dominálnak (10.5). A plazma felfűtése után a ppI -lánc (10.1) termeli az energiát és a He-t. A Nap-méretű csillagoknál ez néhány milliárd év alatt stabilizálódik és mintegy $(3 - 5) \cdot 10^9$ évig tart. Önszabályozása a gravitáció és a fúzió egyensúlyán alapul: ha ez utóbbi „megszaladna”, a forróbb gáz nyomása megnő, a csillag megdagad, a gravitáció ellenében végzett munka miatt lehül, a fúzió lassabb lesz, a gravitáció erősebb húzza az anyagot, aminek hatására az anyag fölmelegszik. A Nap ebben a nyugodt fázisban van. Az ilyen csillagok alkotják a HRD *fősorozatát*.

A nagytömegű csillagokban nagy a gravitáció, amit magasabb hőmérsékleten izzó belső mag tud ellensúlyozni. Gyorsabban fogyasztja a hidrogént, nagy a felületi fényessége. Az élettartama innen számítva rövidebb lesz. A gravitáció összehúzza az anyagot, a központi mag hőmérséklet $\sim 10^8$ K. A He-ionok ütközése szaporább lesz. A $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ végeredményt adó reakciók beindulnak és megkezdődik a He égése. Közvetlenül α -részecskékkel, vagy közvetett úton több p -befogással oxigén atommag jön létre. Közben keletkezik a ${}^{14}\text{N}$ is a C-N-O ciklusban (10.4). Újabb α -befogással ezen a hőmérsékleten még kialakulhat a ${}^{20}\text{Ne}$ -atom. A Li, Be és B részben az Ősrobbanásban keletkezett, részben a csillagokban, de csak kis mennyiségben maradt meg, mivel rajtuk keresztül történik a többi nuklid szintézise. A nagy energiatermelés hatására a sugárzás nyomása felfújja a csillagot, aminek felszíne lehül és így vörös színű lesz. Ez az állapot a *vörös óriás*. Mintegy 5 millió év alatt jut el ebbe a fázisba. Sugara ~ 100 -szorosa Napénak, de tömege csak néhány-szorosa. A He kiégése folytán a gravitáció megint összehúzza a csillagot, amelynek központi magja újból fölmelegszik.

A vörös óriás állapotba a Nap-méretű objektumok is eljutnak, de sokkal lassabban: mintegy $\sim 5 \cdot 10^9$ év alatt. Az összehúzódással a kisebb induló tömegük miatti kevesebb éget-

hető alapanyagot nem tudják tovább melegíteni. A fúzió alacsony szinten stabilizálódik, amivel kialakul a nagysűrűségű, kis méretű (Napnál 100-szor kisebb átmérőjű) *fehér törpe* állapot. A Nap sorsa is ez lesz a vörös óriás korszak után, amelyben sugara 5 millió év alatt túlnyúlik még esetleg a Föld pályáján is.

A Napnál nagyobb induló tömegű csillagok magjának hőmérséklete $\sim 10^9$ K, $kT \sim 10^5$ eV. A vörös óriás korszak utáni összehúzódással nem sokáig maradnak a fehér törpe állapotban. Hőmérsékletük $\sim 4 \cdot 10^9$ K-re nő, ami új magreakciókat indít el. Egyrészt sorozatos α -befogással a ^{20}Ne után ^{24}Mg , majd a ^{28}Si alakul ki. Másrészt a hőmérséklet növekedése miatt közvetlenül vagy több lépcsőben a $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ folyamat után elektronbefogással, β^+ -bomlással a legstabilabb ^{56}Fe keletkezik. Ez a magyarázata a „vas-hegy”-nek az eloszlásban (21.3 ábra): a mágikus szám hatását a magreakciók útvonala csökkentheti. Természetesen, a közbenső elemek magjai is létrejönnek, kisebb arányban. Töltött részecske-befogásos reakcióval innen már nem tud továbbépülni a periódusos rendszer az egyre növekvő Coulomb-gát miatt.

Az (α, γ) és (p, γ) folyamatokban keletkező fotonok nukleonokat, α -részecskéket szabadítanak ki az atommagokból a fordított reakciókban, így részben lerombolják a felépített nuklidokat. A szabaddá váló részecskék egyideig új nyersanyagot jelentenek a csillag számára. Magas hőmérsékleten a már felépült nuklidokból neutronok párologhatnak ki, amelyek (n, γ) reakcióval és β^- -bomlással a vason túli elemek felépítését kezdenek el.

Az energiatermelő H és He mennyisége csökken, ismét a gravitáció jut szerephez. A hatalmas tömegű csillag belsejében a plazma elektronjai az óriási nyomás hatására a protonokkal inverz- β^- -bomlást szenvedve neutronokat hoznak létre: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$. Most nagyobb fluxusú lassú-neutronok befogásával és β^- -bomlással továbbépülhetnek az elemek a ^{209}Bi -ig ($Z = 83$). Ez az ún. lassú (slow) vagy *s-folyamat*, amelyben a céltárgy atommag életideje hosszabb két egymástkövető (n, γ) reakció között eltelt időnél. Ez utóbbit a hőmérséklet (σ) és a neutronfluxus (Φ) befolyásolja (1.15 képlet). Vagyis az elbomlás miatt lassabban halad a felépítés. A természetben ma hiányzó Tc elem is keletkezik, természetesen, de hamar lebomlik (csupán $\sim 10^6$ éves a leghosszabb felezési idejű izotópja). Az ilyen csillagok színképében ezt az atomot ki lehet mutatni.

A nagy mennyiségű neutron a hatalmas nyomás miatt mintegy óriás atommagot hoz létre. Ez a *neutroncsillag*. Ebbe zuhan bele a külső gázréteg a gravitáció miatt. Hirtelen lefékeződésük folytán a hőmérséklet megnövekszik, a kialakuló lökeshullám a világűrbe löki a külső rétegeket. Ezt megelőzően a rövid ideig tartó hatalmas *gyorsneutron*-fluxus ($\sim 10^{32} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) továbbépíti az elemeket akár a transzuránokon túl is az ún. gyors (rapid), *r-folyamatban*. Mindez olyan rövid idő alatt zajlik le, hogy a radioaktív bomlás nem számottevő a Bi-on túli nuklidok sorozatos neutronbefogással történő előállításakor.

A nagyenergiával kilökött rétegek szétterjednek a világűrben, a csillag fényessége nagyon megnövekszik. Mindezt *szupernova-robbanás*ként észleljük (20.§2). A robbanás szétszórja a csillag anyagának nagy részét. A rövid életű radioaktív nuklidok lebomlanak. Újabb csillag és más égi objektum alakulhat ki a szétszórt anyagból, tartalmazván részben a nehézelemeket is. A Nap és a Föld (Naprendszer) nehézelem-tartalma ezzel megmagyarázható. A szupernova robbanás jellegzetességei a fenti folyamatokkal értelmezhetők: neutrínó-impulzusok és az azt órákkal később követő fényességnövekedés (20.§2).

A megmaradó belső neutroncsillag tömege $\sim 2 \cdot 10^{30}$ kg, sugara mindössze 20 km, sűrűsége $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$ (összehasonlításképpen a Nap megfelelő adatai: $1,988 \cdot 10^{30} \text{ kg}$, 695510 km, $1,4 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$; a Föld esetén: $5,97 \cdot 10^{24} \text{ kg}$, 6378 km, $5,5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$). Mágneses tere óriási: $\sim 10^8$ T. Ennek gyors átrendeződése hatalmas fluxusváltozást okoz, ami nagy örvény-elektromos teret kelt: kozmikus betatron gyorsíthatja fel a protonokat a kozmikus sugárzásban ma mért legnagyobb energiára, $\sim 2 \cdot 10^{20}$ eV. Ha a vörösóriás pörgött a tengelye körül, akkor kisebb neutroncsillagként ezt az impulzusmomentum megmaradása miatt sokkal gyorsabban teszi. Egy nagy, nem szimmetrikus mágneses tér így elektromágneses hullámokat kelt az ionizált

gázfelhő gerjesztésével. Ezek rövid ($\leq$ ms-os) impulzusú, nagy intenzitású rádióhullámként jelennek meg, melyeket a *pulzár*ok bocsátanak ki.

A nehézelemek legnagyobb mennyiségét a neutronban még gazdagabb *kvazár*ok állítják elő. A galaxisok fényességét felülmúló objektum kvázi-csillag: $\sim 10^6$ Naptömegű, hőmérséklete $\sim 10^9$ K, galaxiskorong veszi körül. Benne a neutroncsillagokéhoz hasonló folyamatok mennek végbe, de életének végén a neutronsűrűség sokkal nagyobb: $\sim 10^{29}$ n/m³. A nehézelemek atommagjai itt alakulnak ki nagy mennyiségben az *s*- és *r*-folyamat révén. Eloszlásukat a magerők jellegzetességei befolyásolják: héj- és páros-páratlan effektus (21.3 ábra). Az ilyen hipercsillag élete 10 – 100 év. A gravitáció összeroppantja: pontszerűvé zsugorodik. A fotonok nem tudnak kijönni belőle a nagy gravitáció miatt: *fekete lyuk* keletkezett. Létének bizonyítékai: kettős csillag esetén a látható partner mozgásának rendellenességei, a környezetéből befelé áramló plazma (γ -sugárzás kibocsátásával), fény útjának elgörbítése (gravitációs lencse). Az idősebb galaxisok közepén kvazár-maradvány létezhet, amely a nehézelemek nagy részét megtermelte és szétszórta. A Tejútrendszerben is így történhetett.

A kozmikus sugárzásban más az elemek eloszlása. Ezt egyrészt az Ősrobbanás utáni reakciók határozzák meg, másrészt a szupernovarobbanás és kvazárak által termelt és szétszórta nuklidok. Ez utóbbiak ütközhetnek egymással és a csillagok anyagával, aminek hatására darabolódnak. Az Univerzumban a H és He aránya 73% – 26%, a Naprendszerben 90% – 9%, a kozmikus sugárzásban 87% – 12%. Mindezek az egyébként nem túlságosan eltérő arányok az elemek kialakulásának mechanizmusaival jól magyarázhatók. A Földön a gyakoriság, természetesen, jelentősen eltér ezektől: a földkéregben H/He $1,75 \cdot 10^5$, a tengerben viszont $1,54 \cdot 10^{10}$. Fizikai, kémiai hatások változtatják meg a kozmikus gyakoriságot a bolygókon.

Az atomok mellett egyszerűbb molekulák is kialakultak az Univerzumban: H₂, H₂O, CH₄, NH₃.

A Naprendszer a Galaktika középpontjában felrobbant szupernova anyagából jött létre mintegy 4,5 milliárd évvel ezelőtt. A kidobott gázfelhő belsejének perdülete kicsi volt, a gravitáció fokozatosan összehúzta és felmelegítette: ebből alakult ki a Nap. A nagy impulzus-momentumú gyűrű tagolódott idővel bolygókra, melyek egyirányban keringenek és síkjuk is (a Plutóétól eltekintve) azonos.

3. Az anyag megjelenési formái

Az *anyag–antianyag* azonos mennyiségét a nagyenergiájú fotonokkal való egyensúly biztosította az Univerzum $t < 10^{-6}$ s, $E > 1$ GeV életkorában: párkeltés és annihiláció egyformán létrejött a nukleonoknál. A hűlés következtében E_γ csökkent, az antianyag keletkezése megszűnt, az egyensúly felborult. A kozmoszban nem találnak nukleon-annihilációra utaló gamma-sugárzást távoli galaxisok ütközését követően sem. Másrészt, a fotonok nagy része nem tudott elfogyni ilyen folyamatok révén, tehát túlsúlyra juthattak a barionos anyaghoz képest. A sugárzás uralja a Világot. Jellemző adatok az anyag/antianyag, barion/foton arányokra:

$$N_{\text{antibarion}}/N_{\text{barion}} < 10^{-4} N_b/N_\gamma = 6,1 \cdot 10^{-10} \quad \text{és} \quad N_\gamma \sim 4,1 \cdot 10^5/\text{m}^3. \quad (22.10)$$

A galaxisok mozgásának analízise azt mutatta, hogy a gravitáció szerepe sokkal nagyobb annál, mint ami a (széles hullámhossz tatományban kutatott) látható anyag hatásából várható. Az általános relativitás elméletből következő gravitációs lencsehatás (nagy tömegek eltérítik a fényt) ugyancsak arra utal, hogy nem látható tömegek vannak jelen a kozmoszban: feketelyuk, neutroncsillag, illetve gyengén kölcsönható részecskék sokasága. Ezt *sötét anyag*-nak nevezik. A Tejútrendszer tömegének kb. 80 %-át ez adja. A barionok nagy része nem világítóanyag és az Univerzum túlnyomó része pedig nem barion.

Az általános relativitáselméletben szereplő Λ kozmológiai állandó egy ρ_Λ *sötétenergia* tagot jelent a rendszer teljes energiájában. A 22.§-ban a kritikus sűrűsége vonatkoztattuk a

megfigyelt értékeket és így kaptuk a kozmológiai sűrűség paramétert, Ω -t. Hasonlóan definiálhatók más mennyiségek: $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$. Ezekkel jellemezhetjük az Univerzumot: a nyomásnélküli anyagsűrűség Ω_m , barionos $\Omega_b = \Omega_{\text{fénylő}} + \Omega_{\text{sötét}}$, neutrínó Ω_ν , sötét anyag („dark matter”) Ω_{DM} . Így a teljes energiasűrűség az anyag és a sötét energia összege. A mérések, számolások eredménye az *anyagsűrűségekre*:

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{teljes}} &= \Omega_m + \Omega_\Lambda & \Omega_m &= \Omega_{\text{DM}} + \Omega_b + \Omega_\nu & \Omega_b &= \Omega_{\text{fénylő}} + \Omega_{\text{sötét}} \\ \Omega_m &= 0,26 \pm 0,02 & \Omega_\Lambda &= 0,74 \pm 0,03 & & (22.11.) \\ \Omega_{\text{DM}} &= 0,21 \pm 0,02 & \Omega_b &= 0,044, & \text{ebből } \Omega_{\text{fénylő}} &\sim 0,003 & 0,0009 < \Omega_\nu < 0,048 \\ \Omega_{\text{teljes}} &= 1,006 \pm 0,006\end{aligned}$$

(Az egyes adatokat illetve részeredményeket több különböző, független, hibával terhelt mérésből kapják, ezért az összegek nem feltétlenül egyeznek az összeadás eredményével.) A kozmikus mikrohullámú sugárzás sűrűsége $\Omega_\gamma = (4,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$.

A sötét barionos anyagként fehér törpe és barna törpe csillag, neutroncsillag, fekete-lyuk vehető figyelembe. A nembarionos sötét anyag (dark matter) állhat gyengén kölcsönható nehéz részecskékből, WIMP (weakly interacting massive particle), szuperszimmetrikus részecskékből (neutralínókból), hipotetikus „axionokból”. Intenzív kutatások folynak a sötét anyag mibenlétének felderítésére.

4. Bizonytalanságok, kérdőjelek

(i) A Big Bang végtelen nagy sűrűsége és hőmérséklete a kvantumelmélet alapján nem értelmezhető. Kvantumeffektusok is vannak.

(ii) A Big Bounce („Nagy Ugrálás”) elmélet szerint az Ősrobbanások ismétlődhetnek, ismétlődhetnek.

(iii) Az infláció elmélet szerint az Univerzum mérete sok nagyságrenddel nagyobb lehet, mint azt eddig találtuk.

(iv) A vákuumenergia probléma megoldatlan: a Higgs-tér hozzájárulása az Univerzum vákuumenergia-sűrűségéhez 10^{54} -szer nagyobbak adódik, mint a Λ kozmológiai állandóból számítható érték. Az Univerzum gyorsulva tágul, így $\Lambda \neq 0$, de a belőle levezethető vákuum-energia-sűrűség rendkívül kicsi.

(v) A „sötét anyag” összetétele nem ismert.

(vi) Mi a „sötét energia”?

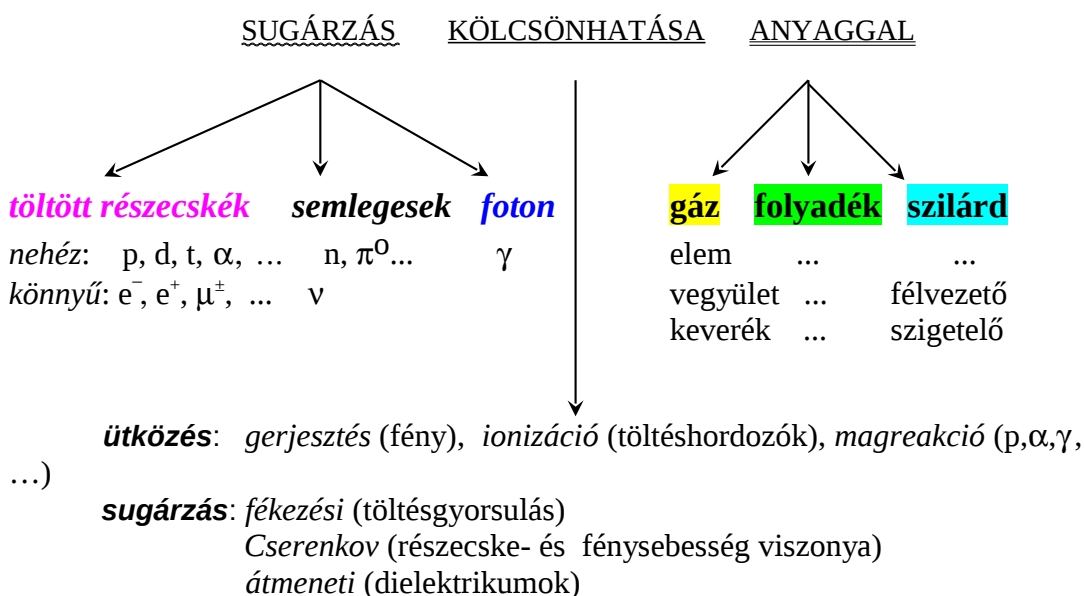
VIII. KÍSÉRLETI ESZKÖZÖK és MÓDSZEREK

Az atommagfizika a részecskék, atommagok tulajdonságait és kölcsönhatásait tanulmányozza. Ehhez megfelelő töltésű (vagy semleges) és különböző sebességű (energiájú) részecskéket kell előállítani. A keletkezett részecskéket, fotonokat észlelni kell, illetve energiaszétválásukat meghatározni.

23.§ Sugárzások észlelése

A mikrorészecskék detektálása az általuk okozott fizikai és kémiai, illetve ezekkel összefüggő biológiai hatások alapján lehetséges. Ha csak a megjelenés vagy áthaladás tényét kell rögzíteni, akkor *detektálás* történik. Az energiaszétválás meghatározása a *spektrometria* feladata. Mindegyik módszert egyaránt lehet használni időbeli változások és térbeli eloszlások vizsgálatára. A biológiai hatások vizsgálata a *dozimetria* keretein belül történik.

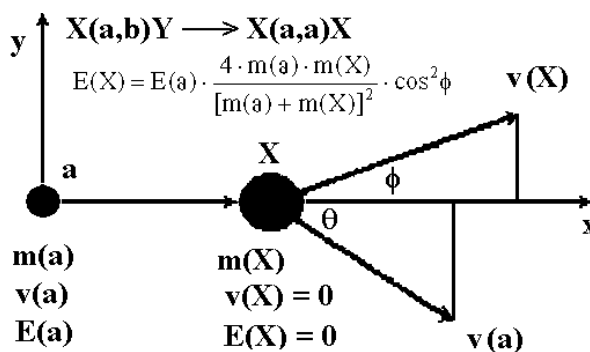
A részecskék és anyaggal való kölcsönhatásaik összefoglalását adja az alábbi séma:



1. Részecskék kölcsönhatásai az anyaggal

Az ütközési folyamatok a **töltött részecskék** és a **fotonok** esetén az atomhéj elektronjaival történnek. Ezeket néha szabad részecskének tekinthetjük, mivel kötési energiájuk az 1 eV – 100 keV tartományba esik, míg a vizsgálni kívánt (mag)sugárzásoké az 10 keV – 1 GeV intervallumba. A (6.1) típusú folyamatok $Q = 0$, $a = b$ mellett az impulzus- és energiamegmaradás szerinti rugalmas szórást jelent, amikor az X céltárgyat az a részecske ϕ szögben meglöki. Ezt mutatja a 23.1 ábra a képlettel (6.6. ábra alapján).

23.1. ábra. A rugalmas szórás kinematikája laboratóriumi koordináta-rendszerben



Egyforma tömegű ütköző partnerek esetén egy lépésben is sok energia adódik át: 0 fokban a teljes (pl. neutron-proton, elektron-elektron szórás). Ha bármelyikre $m(i) \gg m(j)$, az ütközésenkénti energiacsere kicsi, sok ütközésben csökken le az energia. Ilyenkor pl. ha elektron szóródik rugalmasan atommagon: egyetlen folyamatban is jelentős az irányváltozás; fordított esetben a többszörös szórásban a kevés energia (impulzus) átadás kis szögváltozással jár. Ez utóbbi eset a nehéz töltött részecskék anyagban történő fékeződésének esete, amikor a pálya mentén sok töltéshordozó-pár képződik. A rugalmas ütközést a „[Kinematika](#)” Excel táblázat „RugalmaSzoras” oldalán lehet tanulmányozni.

a) Kölcsönhatási folyamatok

Az atomok E_{ion} energia hatására elveszthetik egy vagy több elektronjukat: *ionizáció* történt. Ennek eredményeképpen töltéshordozó párok keletkeznek az anyagban, melynek tulajdonságait megváltoztathatják (kémia, biológia), amit észlelni lehet. Másik út: a q töltéseket összegyűjtjük és áram folyik, vagy egy kondenzátor feltöltődve feszültséget jelez $q = CU$ alapján. Az elektromos mérések gyorsak és azonnali („prompt”) eredményt adnak, szemben például a részecskére feketedéssel válaszoló fotoemulzióval. Ha szabadelektronokkal lép kölcsönhatásba a sugárzás, a töltés elmozdulása jelzi a részecske áthaladását. A kölcsönhatás során az E_{gerj} energiabefektetéssel az atomi nívók gerjesztődhetnek is, ahonnan aztán fotonemisszióval kerülnek alapállapotba (vagy másodfajú ütközésekkel). A *fény* megjelenése utal a közegen áthaladó sugárzásra. *Hőmérsékletváltozást* okoz a részecske lefékeződése az anyagban. Ez egyrészt mikrokaloriméterrel kimutatható, másrészt szupravezető állapotból normálisba való átmenetet okoz nagyon kicsiny energia hatására ($10^{-6} - 10^{-3}$ eV!).

Az E kinetikus energiájú részecske ionizációs kölcsönhatása során keletkezett egyfajta töltéshordozók átlagos n száma és annak Δn szórása:

$$n = E/E_{\text{kelt}}, \quad \Delta n = \pm \sqrt{n}.$$

$$(\approx 23.1) \equiv$$

(A „gyökös hiba” csak akkor használható, ha a töltéspár-keltő folyamatok egymáshoz viszonyítva függetlenek. Ez az ionizációs folyamatokban megjelenő elektromos tér hatása miatt nem mindig teljesül: az ingadozások kisebbek a Poisson-eloszlásból számíthatónál.) Itt E_{kelt} a töltéshordozó-párok létrehozásához szükséges „hasznos” energia. Ha csak a töltésgeneráló folyamatokat használjuk fel, akkor $E_{\text{kelt}} = E_{\text{ion}} + E_{\text{gerj}}$ a teljes „elhasznált” energia. Gázokban, folyadékokban elektron-ion párok keletkeznek, félvezetőkben és szigetelőkben elektron-lyuk párok, fémekből elektronok léphetnek ki.

A **semleges részecskék** (pl. neutronok) az atomhéjjal csak valamelyik elektromágneses momentumuk révén képesek kölcsönhatni. Ennek hatáskeresztmetszete nagyon kicsi. Észlelésük csak az atommagfolyamatokban keltett töltött részecskékkel és/vagy gamma-sugárzással történik, amelyek a korábbiakban említett folyamatokat hozzák létre. A másodlagos kölcsönhatás miatt a semleges részecskék észlelése nehéz: a magreakciók hatáskeresztmetszete sokkal kisebb az atomhéjbeliekénél. Természetesen, a nemsemleges sugárzások (töltött részecskék, fotonok) is részt vesznek nukleáris folyamatokban, de ezek valószínűsége kicsi.

Minden **részecske** az **antirészecskéjével** ütközve **annihilálódhat**, aminek hatására az impulzusmegmaradás törvénye folytán két γ -foton születik, egyenként m_0c^2 energiával. Elektron-pozitron pár esetén $E = 2 \cdot m_0c^2 = 2 \cdot 511 \text{ keV} = 1022 \text{ keV}$, protonoknál $1,877 \text{ GeV}$.

Részecskezápork keletkeznek, ha az *elsődleges sugárzásnak* az anyaggal való kölcsönhatása során olyan nagy energiájú *másodlagos részecskék* jönnek létre, amelyek továbbiakat képesek kelteni. *Elektromágneses záport* az atomhéjjal kölcsönható részecskék hoznak létre, *hadron záport* pedig a nukleáris folyamatok előidézők.

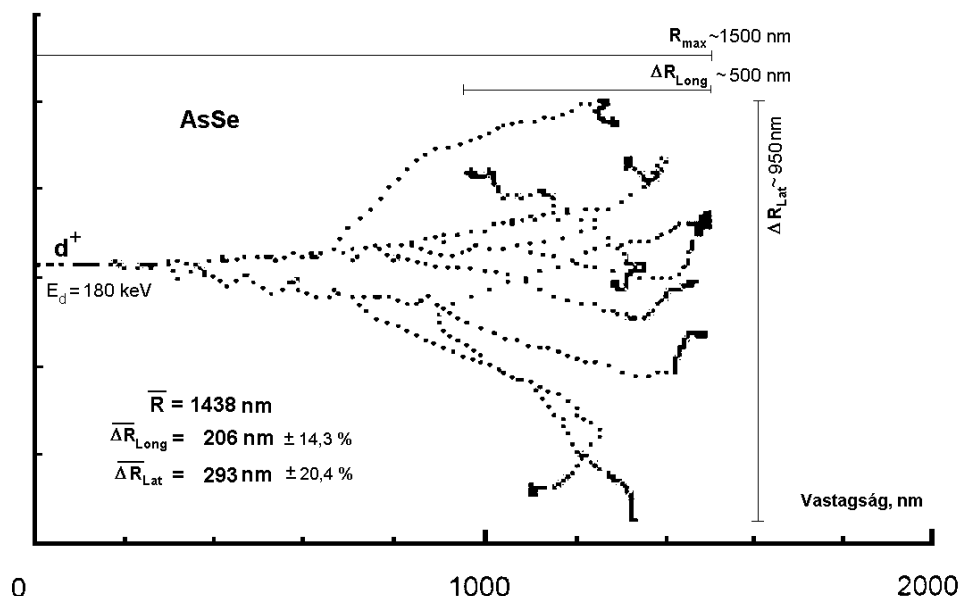
A sugárzás és anyag kölcsönhatása nemcsak a részecskék észlelése szempontjából fontos. Az anyagban *roncsoló* hatást is kifejtenek. A bombázó részecskék energiája ($\sim \text{MeV}$) sokszorosa a kondenzált anyagbeli kötési energiáknak ($\sim \text{eV}$): az atomokat elmozdítják a kötésükből, hibahelyeket keltenek. A molekulák széttörésével rendkívül aktív gyökök kelet-

keznek, amelyek a sejtek tulajdonságait megváltoztathatják. Ez orvos-biológiai szempontból káros folyamatokat indíthat el (daganatképződés), vagy éppen a roncsolás miatt gyógyító hatású lehet (terápia). A *sugárvédelem* a részecskékkel szembeni védekezés lehetőségeit a kölcsönhatások ismeretében alkalmazza. Az *ion-implantáció* olyan eljárás, amellyel szigetelőkbe, félvezetőkbe juttatnak be pontos energiával (és ezért pontos mélységig) szennyező ionokat a vezetőképesség tetszésszerű beállítására.

b) Nehéz töltött részecskék fékeződése

A protonok, deuteronok, alfa-részecskék és hasonló nagy ionizálóképességgel rendelkeznek. Pályájuk mentén pozitív–negatív töltéshordozókból álló felhőt keltenek, miközben energiájuk csökken. Ez az *ionizációs energiavesztés*. Valamennyi R út megtétele után $E = 0$ lesz: ez a *hatótávolság* (23.3 képlet). Közben az ütközés miatt zeg-zugos, L hosszúságú pályát futottak be: $L \geq R$ a 23.2. ábrán látható módon. A hatótávolság L -nek a kezdeti impulzus irányára vett vetülete. A részecske termalizálódik a közeggel, elektront vesz fel és semlegesítődik. Menet közben is változhat az ion töltése: útja során a közegből elektront vehet fel, adhat le, ami kialakít egy „effektív” töltést. Az ingadozási jelenségek miatt a hatótávolságnak *szórása* van („straggling”): *longitudinális* az eredeti irányban, és *laterális* a merőlegesben. Ezek a jellemzők a 23.2 ábrán láthatók szimulált ütközésekkel.

A töltött részecskék energiavesztésének további formái a *sugárzásos kölcsönhatások*. A mag Coulomb-terében fellépő fékeződés miatti energiavesztés a *fékezési sugárzás* (Brehmsstrahlung). A dielektrikumon a benne érvényes fénysebességnél nagyobb sebességgel áthaladó töltött részecske által kibocsátott elektromágneses hullám a *Cserenkov-sugárzás*. Különböző dielektromos-állandóval rendelkező térrészekben történő áthaladás során a töltés és az anyag kölcsönhatása *átmeneti sugárzást* kelt. Az utóbbi két folyamat sokkal kisebb valószínűségű. A sugárzásos veszteségek a kistömegű részecskéknél (elektron) jelentősek, ezért részletesebb tárgyalásukra a c) fejezetben kerül sor.



23.2. ábra. 180 keV energiájú deutérium ionok amorf arzén-szelenidben történő viselkedésének szimulálása a [SRIM/TRIM](#) programmal.

Jobboldali rajzbetét: L pályahossz és R hatótávolság értelmezése.

$R_{\max}$ = maximális hatótávolság, amelynek a következő bizonytalanságai vannak:

ΔR_{Long} = longitudinális szórás, ΔR_{Lat} = laterális (merőleges) irányú szórás.

Az ábrán a maximális szórások vannak feltüntetve a deuteron-pályáknál.

Ezeket 2-vel osztani kell a $\pm$ adatokkal való összhang miatt, így lesznek összehasonlíthatók a sok ezer nyom adataiból átlagolással kiszámított értékekkel.

(Elektronok esetén még sokkal zeg-zugosabb pályák alakulnának ki.)

A nehéz töltött részecskék dE ionizációs energiavesztése a dx úton a *Bethe és Bloch* által levezetett képlettel számítható ki (pl. MeV/cm-ben):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Le^4}{m_e c^2} \cdot \frac{Z_r^2}{\beta^2} \cdot \frac{Z_k \rho_k}{A_k} \cdot \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{ie}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right] - 2\beta^2 - \delta - U \right\} \quad (23.2)$$

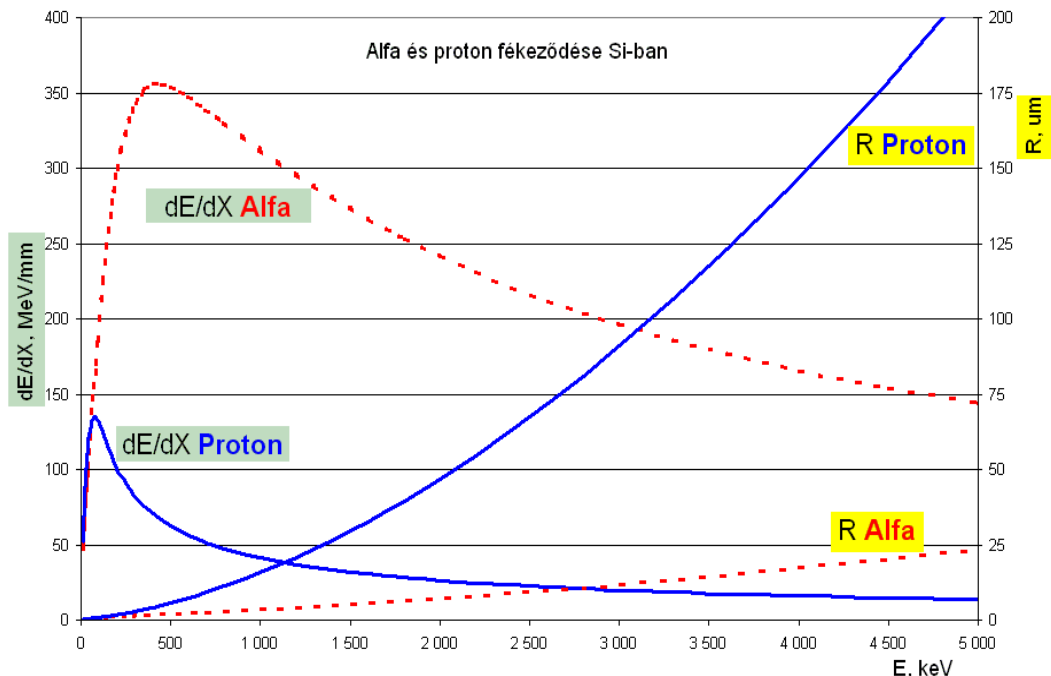
ahol L a Loschmidt-szám; e az elemi töltés; $m_e c^2$ az elektron nyugalmi energiája; Z_r a részecske ionizáció-foka (töltése); $\beta = v/c$ az ion sebességével; Z_k, ρ_k, A_k a közeg rendszáma, sűrűsége, tömegszáma; $W_{ie} = 2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$ az elektronnak egy ütközésben maximálisan átadható energia; I a közeg átlagos ionizációs energiája; δ a polarizáció miatti sűrűségkorrekció ($\sim Z_k \rho_k$); U a héjkorrekció (ha a K, L ionizációs energia alá esik a részecske energiája: nem tud ionizálni). Mindkét oldalt beosztva ρ_k sűrűséggel a *specifikus* vagy *fajlagos energiavesztést* kapjuk, MeV/(g/cm²) egységben. Ez első közelítésben független a közegtől, mivel $Z_k/A_k \sim 1/2$ vehető általában. Vagyis a részecske számára a felületegységen lévő anyagmennyiség, g/cm², határozza meg a fékezőképességet. [Ekkor a (23.2) első tényezője a fizikai állandókból adódóan: 0,154 MeV·(cm²/g).]

Az átlagos R hatótávolság a fékezőképességből kiszámítható a 23.2. kifejezésnek a maximális E_0 és 0 energiák közötti integrálásával:

$$R = \int_{E_0}^0 dE / (dE/dx). \quad (23.3)$$

Közelítésekkel, félempirikus leírással hasznos képlet nyerhető az α -részecskék hatótávolságára normál állapotú levegőben (E : MeV-ben):

$$R_\alpha \sim 3,15 \cdot E_\alpha^{3/2} \text{ mm} \quad (23.3a)$$



23.3. ábra. Energiavesztés és hatótávolság alfa-részecskére és protonra Si-ban az energia függvényében

Az energiaveszteség növekszik csökkenő sebességgel. A pálya végén (ahol már kicsi sebesség) megnő az ionizálóképesség, majd a hatótávolságnál megszűnik. Ez a maximummal rendelkező függvény a *Bragg-görbe*. Ha monoenergetikus alfa-részecskéket számlálunk a fékező anyagmennyiség függvényében, egy ideig állandó beütésszámot kapunk. A hatótávolság közelében kezd csökkenni a detektált részecskék száma, majd 0-ra esik. A nehéz töltött részecskék jellemző tulajdonságai láthatók a 23.3. ábrán. Néhány jellemző adat a 23.1. táblázatban található.

23.1. Táblázat. Alfa-részecskék hatótávolsága és fékeződése anyagban

Hatótávolság	Levegőben [$\rho=0,00125 \text{ g/cm}^3$]		Alumíniumban [$\rho=2,7019 \text{ g/cm}^3$]	
R 5 MeV	mm	mg/cm ²	mm	mg/cm ²
	35,01 ± 1,37	4,38	0,02149 ± 0,00085	5,80
Energiaveszteség	MeV/mm	MeV/(mg/cm ²)	MeV/mm	MeV/(mg/cm ²)
dE/dX 5 MeV	0,09475	0,758	163,7	0,6059
0,5 MeV	0,244	1,95	334,8	1,239

Látható, hogy a sűrűséggel korrigált értékek nem nagyon különböznek egymástól, azaz a felületen lévő anyagmennyiség számít. A részecskéket hatótávolságuk illetve fékezőképességük alapján meg lehet különböztetni (részecskeazonosítás), a fékező anyagra hasonlóan lehet következtetni.

c) Könnyű töltött részek folyamatai

Az ionizációs-ütközési energiaveszteséget a 23.2 képlethez hasonló kifejezés írja le elektronra, pozitronra, müonra, ... A következőkben v a részecske sebessége, $\beta = v/c$, n_e az elektron-sűrűség, E_e a kinetikus energia:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi \cdot e^4}{m_e v^2} n_e Z_k \left\{ \ln \left[\frac{(m_e v^2)^2}{2I^2(1-\beta^2)} \right] - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \cdot \ln(2) + 1 - \beta^2 \right\},$$

$$E_e \leq m_e c^2 \sim 0,5 \text{ MeV}: \quad -dE/dx \sim 1/v^2$$

$$E_e \geq 6 \cdot m_e c^2 \sim 3,0 \text{ MeV}: \quad -dE/dx \sim \ln E_e$$
(23.4)

Az anyagbeli pályák a 23.2. ábrához hasonlítanak, de sokkal több irányváltoztatással.

A b) pontban említett *sugárzásos veszteségek* a könnyű töltött részecskéknél sokkal fontosabbak. A *fékezési sugárzás* (Bremsstrahlung) a kis tömeg miatt jelentős energiaveszteséget okoz a gyorsuló (lassuló) töltött részecskének:

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z_r^2}{m^2} E \cdot Z_k^2, \quad hf_{\max} = E,$$
(23.5)

ahol az energiaspektrum rövidhullámú határa $hf_{\max}$. Az elektronra mintegy $3 \cdot 10^6$ -szor nagyobb az energiaveszteség mint protonra. Az ionizációs és sugárzásos veszteség az E_{kr} *kritikus energián* azonos lesz, majd $E > E_{kr}$ esetre az utóbbi dominál. A sugárzási- és ionizációs veszteség aránya $Z_k \cdot E(\text{MeV})/700$. Az X_0 *sugárzási hossz*nak megfelelő anyagvastagságban az eredeti E energia E/e értékűre csökken. A nagyenergiájú fizikában a detektorok anyagát és vastagságát ennek figyelembevételével tervezik.

A *Cserenkov-sugárzás* létrejöttének feltétele és a sugárzás Θ kúpszöge:

$$v > \frac{c}{n}, \quad \cos \Theta = \frac{c/n}{v},$$
(23.6)

ahol n a közeg törésmutatója, c a vákuumbeli fénysebesség, v a részecskesebesség. Az anyagot a töltés polarizálja. Elektromos dipólusfelhő alakul ki a pálya mentén, amely a részecskével együtt halad $v < c/n$ esetén. Ha $v > c/n$, a töltés „elhagyja” a felhőt, az a megosztó hatás híján „késve” összeomlik, ami töltésgyorsulással, illetve a dipólmomentum időbeli változásával jár: elektromágneses hullám keletkezik. Spektrális eloszlása $\sim 1/\lambda^2$ alakú: az ibolya tartományban intenzív. Tanreaktorok vizes moderátora kék fényben pompázik a hasadási termékek β^- -bomlásából származó, illetve a γ -fotonok által meglökött elektronok Cserenkov-sugárzása folytán. A részecske impulzusának irányával bezárt Θ szög meghatározása közvetlen sebességmérést tesz lehetővé. Ilyen adatot szolgáltat közvetlenül a repülési idő spektrometria is. Ionizációs módszerekkel viszont az *energia*, vagy mágneses térrel az *impulzus* határozható meg. A két független adatból a *tömegre* lehet következtetni.

Az átmeneti sugárzás $n_k \neq n_{k+1}$ törésmutatójú határfelületeken való áthaladás során lép fel. A töltéssel együttmozgó elektromos tér hirtelen megváltozik más közegben, ami elektromágneses hullám keltésével jár (töltésgyorsulás). Két különböző dielektrikum szendvics-szerű, sokszoros ismétlésével készítenek detektort.

A β -részecskék gyors elektronok, illetve pozitronok, amelyeknek az energiaeeloszlása folytonos. Ezért a fékeződést és a hatótávolságot a spektrumra átlagolva kell kiszámítani. A gyakorlat azt mutatja, hogy gyengülése az anyagban a következőkben említendő fotonokéhoz hasonlóan, formálisan, exponenciális törvénnyel leírható, ugyanakkor hatótávolság is rendelhető hozzá. A β -részecskék *viasszóródása* lehetőséget ad a rendszám meghatározására: $I_{\text{vissza}}/I_{\text{be}} \sim f(Z_k, \text{irány})$. Kiterjedten alkalmazták ezt a módszert kis rendszámú közegben (pl. hamuban) nehézelemek észlelésére.

A béta-részecskék R_β hatótávolságának számítására alkalmasak az alábbi empirikus képletek, amelyekben E_β^{max} a maximális energia MeV-ben:

$$R_\beta \sim 0,542 \cdot E_\beta^{\text{max}} - 0,133 \quad \text{g/cm}^2 \quad E_\beta^{\text{max}} > 0,8 \text{ MeV} \quad (23.7)$$

$$R_\beta \sim 0,407 \cdot (E_\beta^{\text{max}})^{1,38} \text{ g/cm}^2 \quad 0,8 > E_\beta^{\text{max}} > 0,15 \text{ MeV}$$

A könnyű töltött részecskék sugárzást keltenek az anyagban, ez a sugárzás pedig újabb részecskéket. Elektromágneses zápor alakul ki a kozmikus sugárzás miatt a légkörben illetve a Földön, valamint a nagyenergiájú kölcsönhatások laboratóriumi vizsgálata során.

Az alábbi táblázat ugyanolyan az energiájú nehéz- és könnyű részecskék hatótávolságait hasonlítja össze különböző anyagokban.

23.2. táblázat. 5 MeV maximális energiájú töltött részecskék hatótávolsága különböző anyagokban, mm

Közeg Részecske	Levegő	Bőrszövet t	Víz	Al	Fe	Pb
Alfa, ${}^4\text{He}^{++}$	35	0,031	0,03	0,021	0,009	0,014
Béta, e^-	20440	23,3	25,5	9,5	3,2	2,3

$E_\beta^{\text{max}} = 5 \text{ MeV} < E_\beta > \sim 5/3 \text{ MeV} = 1,7 \text{ MeV}$ átlagos elektronenergiának felel meg.

c) A γ -sugárzás gyengülése

A fotonok különleges tulajdonságai az anyaggal történő kölcsönhatásaikban is megnyilvánulnak. Töltésük nincs, de nem „semlegesek”. Elektromágneses terük a töltött részecskékhez teszi őket hasonlatossá: töltéskeltő folyamatokban is részt vesznek.

A sugárzás I_0 intenzitásának (vagy Φ_0 fluxusának) csökkenése x vastagságú rétegen való áthaladás következtében a 2.3 ábrának megfelelő elrendezésben mérhető. Kollimált

(párhuzamos) nyaláb esetén az abszorpción kívül az eredeti irányból a szórás miatt kikerülő részecskék miatt is kevesebb lesz a detektornál mért, *eredeti energiájú* fotonáram-sűrűség. A megváltozás a rétegvastagsággal és az anyagra jellemző μ *gyengítési tényezővel* arányos:

$$dI = -I \cdot \mu \cdot dx, \quad \text{azaz} \quad \frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx, \quad \int \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx.$$

Ebből az *exponenciális gyengülési törvény*:

$$I(t) = I_0 e^{-\mu X} = I_0 \cdot 2^{-X/X_{1/2}} \quad I_0 = I(X=0) \quad (23.8)$$

Az $X_{1/2} = \ln 2 / \mu$ *felezési rétegvastagság* a detektorba jutó fotonok számát felére csökkenti, $I(X_{1/2}) = I_0/2$. A vastagságot pl. cm-ben mérve, $[\mu] = \text{cm}^{-1}$. A sűrűséggel osztva, a μ/ρ a *tömeg-abszorpciós koefficiens*, melyet pl. cm^2/g -ban adhatunk meg, ekkor $[X] = \text{g}/\text{cm}^2$. Az abszorpcióra jellemző mennyiségek az anyagi minőségtől és a foton-energiától függenek, $\mu = f(Z, E_\gamma)$. Ez az alapja egy egyszerű energiamérési, illetve anyagmeghatározási módszernek. A kölcsönhatás az egy atomra vonatkoztatott σ hatáskeresztmetszettel jellemezhető. Ez és a fenti makroszkópikus mennyiségek kapcsolata: $n\sigma = \mu$, n a részecskesűrűség, $1/\text{cm}^3$. Az M móltömeggel és L Avogadro-számmal: $n = \rho \cdot L/M$. Az *abszorpciós korrekció*: I/I_0 .

A γ -sugárzó anyag egyik rétege forrásként, a detektor felé eső többi rész abszorbensként szerepel: *önabszorpció* lép fel. A forrás teljes D vastagságával arányos az I_0 forrás-erősség. Az adott x -helyen lévő dx vastagságú réteg által kibocsátott kvantumok száma $I_0 dx/D$. Az abszorpciós törvényt alkalmazva:

$$dI = \frac{I_0}{D} \cdot dx \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad \frac{I}{I_0} = \frac{1}{t} \cdot \int_0^D e^{-\mu \cdot x} dx = \frac{[-e^{-\mu \cdot x}]_0^D}{\mu \cdot D},$$

az *önabszorpciós korrekció*:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1 - e^{-\mu \cdot D}}{\mu \cdot D} \quad (23.9)$$

A „végtelen vékony”, $D \sim 0$ mintára elhanyagolható az önabszorpció: $I/I_0 \sim 1$. Ez pontosabban $\mu D \sim 0$ -ra igaz: lehet a minta vastag, ha az anyaga kevésbé abszorbeáló. Ellenkező esetben a mintának csak egy kis térfogatából lépnek ki a fotonok, a „hátsó” rétegek már nem növelik a detektorral mérhető intenzitást. Abszorpciós kísérletből a konkrét mintára μD meghatározható és 23.9-be behelyettesíthető.

A γ -sugárzás kölcsönhatása az anyaggal nagyon változatos folyamatokon keresztül történik. A **fotoeffektus** során az anyagból elektron lép ki az $E = hf$ energiájú foton hatására. Energiaviszonyait *Einstein* tisztázta. Ha az U mélységű potenciálgödörben a *Fermi-energia* E_F , akkor a $W = U - E_F$ kilépési munkával az elektron kinetikus energiája :

$$m_e v^2/2 = hf - W \sim hf. \quad (23.10)$$

Ez a *külső fotoeffektus*. A γ -sugárzás nagy energiája (keV, MeV) mellett W elhanyagolható (eV). Szigetelőkben, félvezetőkben *belső fotoeffektus* is létrejön: a valenciasávból a vezetési sávba kerül az elektron, ha energiája nagyobb a tiltott zóna szélességénél $hf > W_{\text{tiltott}}$ (illetve a szennyezett nívókról a vezetési sávba, vagy a betöltöttről ezen új nívókra kerülhet). A γ -kvantumok az atom belső (K, L, M, ...) héján lévő elektronokkal is kölcsönhatnak. A K-ról kiváltott elektron helyére egy L (M...) héjbeli lép be és $hf_K = E_K - E_L$ karakterisztikus Röntgen-sugárzás keletkezik az elektronon kívül. Az esetek egy részében ez a foton nem jelenik meg: az L héjról szabaddá tesz egy elektront. A karakterisztikus Röntgen-kvantum helyett *Auger-elektron* keletkezik $E_{\text{Auger}} = hf_K - E_L = E_K - 2E_L$ energiával. Az energiaspektrumban mindezek diszkrét vonalakként jelennek meg. A kilépő elektronok szögeloszlása kisenergiákon inkább a foton impulzusára merőleges irányhoz közelebb: a transzverzális elektromos térrel párhuzamos.

Nagy energiákon viszont előirányul. A folyamat hatáskeresztmetszete a K-héj elektronjaival bekövetkező ütközés esetén:

$$\sigma_K = \frac{8\pi}{3} 4\sqrt{2}\alpha^4 \cdot \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 Z_k^5 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{hf}\right)^{7/2} \quad E_K < E_\gamma < m_e c^2 \quad (23.11)$$

$$\sigma_K \sim \frac{Z_k^5}{hf} \quad E_\gamma > m_e c^2,$$

ahol α a finomszerkezeti állandó, Z_k a közeg atomjainak rendszáma. Az L-héjról kisebb valószínűséggel lép ki elektron. Az ólomnál $\sigma_K \sim 5 \cdot \sigma_L$ és az összes héjra: $\sigma \sim 1,25 \cdot \sigma_K$. Nagy rendszámú elemeknél és kisenergián ez az uralkodó folyamat.

A **Compton-szórásban** a fotonok a szabadnak tekinthető elektronokkal rugalmasan ütköznek. A kezdetben nyugalomban lévőnek tekintett elektron valamilyen sebességre tesz szert, a foton hullámhossza megnövekszik. A foton eredeti impulzusával bezárt szögek ϕ_{el} illetve ϕ_γ . A foton, valamint az elektron eredeti és megváltozott energiái $E_\gamma = hf$, illetve $E_{el} = 0$, és $E'_\gamma = hf'$, illetve E'_{el} . A 6.6 ábra mutatja az ütközést: „a”~eredeti foton, „X”~álló elektron, „b”~szórt foton, „Y”~meglökött elektron, $\phi \sim \phi_{el}$, $\theta \sim \phi_\gamma$. A fotont is „golyónak” tekintő, a megmaradási törvényeket (6.82b) felhasználó kinematikai leírás *A.H. Compton*-tól származik (aki egyébként teniszbajnok volt). A végeredmény

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} \cdot (1 - \cos \phi_\gamma) \quad \text{vagy} \quad E'_\gamma = hf' = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos \phi_\gamma)}$$

$$E'_{el} = E_\gamma \frac{\varepsilon \cdot (1 - \cos \phi_\gamma)}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos \phi_\gamma)} = E_\gamma \frac{2\varepsilon \cdot \cos^2 \phi_{el}}{(1 + \varepsilon)^2 - \varepsilon^2 \cos^2 \phi_{el}} \quad (23.12)$$

Itt $\varepsilon = E_\gamma / (m_0 c^2)$, továbbá $\lambda_0 = h / (m_0 c) = 2,4263 \cdot 10^{-10}$ cm az elektron *Compton-hullámhossza*. A γ -visszaszórás $\phi_\gamma = 180^\circ$ -nál történik, amihez $\phi_{el} = 0^\circ$ tartozik:

$$E'_{el}(\max) = E_\gamma \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} \quad \text{valamint} \quad E'_\gamma(\min) = \frac{E_\gamma}{1 + 2\varepsilon}.$$

A maximális energia a folytonos elektronspektrumban a *Compton-él*. A szórt elektronok szögeloszlása a fotonenergia növekedésével egyre inkább előre irányul. A Compton-szórás hatáskeresztmetszete:

$$\sigma \sim Z_k / E_\gamma \quad (23.13)$$

A szórás energiaviszonyai, szögfüggése a „[Compton.xls](#)” táblázattal tanulmányozható.

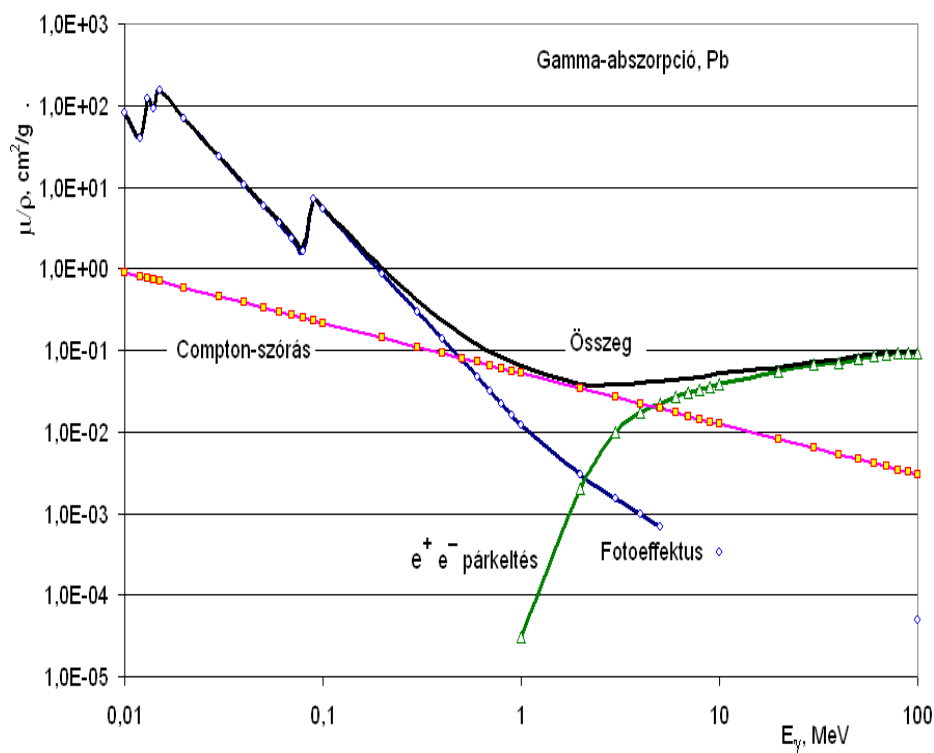
A **párkeltés** során a foton elektront és pozitront hoz létre, ha teljesül, hogy

$$E_\gamma \geq (m_{el} + m_{poz})c^2 = 2m_0 c^2 \sim 1,022 \text{ MeV} \quad (23.14)$$

és egy atommag elviszi az impulzust. A keletkezett pozitron egy elektronnal találkozáskor majd annihilálódik két 0,511 MeV-es, egymással ellentétes irányban szétrepülő fotont keltve. A párkeltés hatáskeresztmetszete:

$$\begin{aligned} E_\gamma \geq 2m_0 c^2: & \quad \sigma \sim Z^2 \cdot (E_\gamma - 2m_0 c^2) \\ E_\gamma \gg 2m_0 c^2: & \quad \sigma \sim Z^2 \cdot \ln(E_\gamma) \end{aligned} \quad (23.15)$$

A három folyamatra és összegükre számított *tömegabszorpciókoefficiens* energiafüggése a 23.4 ábrán látható ólomra. A teljes gyengítés ~ 3 MeV körül minimumon halad át.



23.4. ábra. Tömegabszorpciós tényező gamma-energiafüggése ólom-abszorbensre

11,342 g/cm³ sűrűséggel szorozva az értékek 1/cm-re átszámíthatók.

13 keV és 75 keV körül az L és K Rtg-abszorpciós élek láthatók.

(Az energiafüggés [Excel-táblázat](#) segítségével számítható Pb-ra.)

A gamma-sugárzás gyengülésének tehát két oka van: a fotonok

i) *abszorbeálódnak* a közegben, vagyis a foton teljesen „eltűnik” és helyette töltött részecske keletkezik(fotoeffektus, párkeltés);

ii) töltött részecskén rugalmasan *szóródnak*, tehát „megmaradnak” és *megváltozott* energiával (impulzussal) más irányban haladnak tovább (a partner is a megfelelő szögben). Emiatt fellép az un. „build-up” (felnövekedés) jelensége: dozimetriai hatásuk a (23.8) képletből számíthatónál kisebb mértékben csökken, amit a sugárvédelelnél figyelembe kell venni.

d) Neutronok kölcsönhatásai

Elektromosan semleges tulajdonságuk miatt a neutronok csak az erős kölcsönhatás révén lépnek kapcsolatba az anyaggal. Magreakciókat keltenek az atommagokkal, illetve szóródnak azokon. Az abszorpció, gyengülés a 23.8 exponenciális törvénnyel írható le (2.3 ábra).

Az alkalmazhatóság szempontjából a következőket kell figyelembevenni:

- felhasználás módja: detektálás vagy spektrometria;
- hatáskeresztmetszet, gerjesztési függvény;
- céltárgy atommagok izotópgyakorisága (dúsítás);
- detektoranyag halmazállapota, sűrűsége;
- végállapotok száma (a keltett részecskék spektruma);
- reakcióenergia: nagy $Q > 0$ esetén nehéz megkülönböztetni kis energiaváltozásokat.

A leggyakrabban alkalmazott folyamatok a reakció Q -értékével:

- i) (n,p) rugalmas szórás könnyű nuklidokon (főleg H), $Q = 0$;
- ii) $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, $Q = 2,8$ és $2,3$ MeV, gerjesztett állapot miatt két energiacsoport;
- iii) $^6\text{Li}(n,^3\text{H})^4\text{He}$, $Q = 4,8$ MeV;
- iv) $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$, $Q = 0,76$ MeV (rugalmas szórás is), kicsi az izotópgyakoriság;
- v) maghasadás urán/transzurán izotópokon, $Q \sim 200$ MeV;
- vi) (n, γ) reakciók nehéz atommagokon, $Q \sim 8$ MeV;
- vii) magreakcióban keltett radioaktív végmagok aktivitásának mérése (fólia aktiváció),
 Q : a neutronérnek megfelelően megválasztandó.

...

A (6.4) képlet felhasználásával lehet a töltött részecskék energiáját meghatározni. Ehhez nyújt segítséget a „[Kinematika](#)” Excel táblázat.

A töltöttrészecske keltésével járó reakciók a könnyű atommagokon nagy hatáskeresztmetszettel mennek végbe az alacsony Coulomb-gát miatt. A sugárzásos neutronbefogás a nehezebb nuklidokon nagy hatáskeresztmetszetű reakció és a Q -érték is magas a neutron kötési energiája miatt. A neutronot fotonokká konvertálják, ami az észlelés miatt hasznos, de sugárvédelmi szempontból újabb feladatot támaszt. Szívesen használják a ritkaföld elemek izotópjait (Nd, Gd). A neutron indukált maghasadás két, nagy tömegű és többszörösen ionizált atommagot eredményez, ami az észlelés szempontjából igen előnyös a magas jel/zaj viszony folytán, de spektrometriai célra nem alkalmas.

Az $i) - vi)$ lehetőségek azonnali (prompt) mérést tesznek lehetővé, ami kényelmes a Φ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] fluxussűrűség valósidejű meghatározásához. Ugyanakkor az esetleges (pl. gyorsítóbeli, reaktoros, stb) háttér gondot okozhat. A $vii)$ fóliaaktiváció a „detektor” kis mérete miatt a legkevésbé zavarja meg a neutronteret, az aktivitásmérés elkülönítve, alacsony háttérben végezhető. Az eredmény viszont csak a besugárzás befejezése után áll rendelkezésre.

A kölcsönhatás gerjesztési függvénye jelentősen befolyásolja az alkalmazási területeket ugyanazon reakció esetén is. A hatáskeresztmetszet a $ii) - vi)$ esetben termikus ($\sim 0,025$ eV) neutronokra általában a gyors neutronokénak többszöröse ($10\times - 1000\times, \dots$). A mérési körülményektől függően a rugalmas szórás miatt a laboratóriumban nagy lehet a termikus neutron háttér, aminek hatása elnyomhatja a gyorsneutronokét.

2. Detektorok

A sugárzás által közvetlenül vagy közvetett módon létrehozott töltéshordozópárok helyileg megváltoztatják az anyag tulajdonságait. A molekulakötések átrendeződése járhat színváltozással (fotoemulzió feketedése) vagy hibahelyek keletkezésével, ahol a vegyi folyamatok (maratás) gyorsabban megy végbe és „lyukak” keletkeznek (kristályok, üveg, műanyagok). Köd- vagy buborékképződés ugyancsak lehet eredménye a változásnak. Mindezekről részletesebben a pályamegjelenítő vagy helyérzékeny eszközöknél lesz szó.

A töltések közvetlen, azonnali (prompt) feldolgozással valósidejű észlelést tesznek lehetővé. Két üzemmód használatos: egyenáramú („DC”) és impulzus („AC”). Az előbbiben a sugárzási tértől származó töltések elektromos árama mérhető, az utóbbi impulzusokkal egyedi részecskéket jelez. Ha a részecske, illetve az általa keltett másodlagos töltések hatótávolsága „belefér” a detektor aktív térfogatába, akkor leadja abban a teljes energiáját, ami így pontosan megmérhető, spektrometria végezhető (23.2. ábra), egyébként detektálás (észlelés) történik. A 23.3. táblázat összefoglalja az eljárásokat, az adatfeldolgozás módjait.

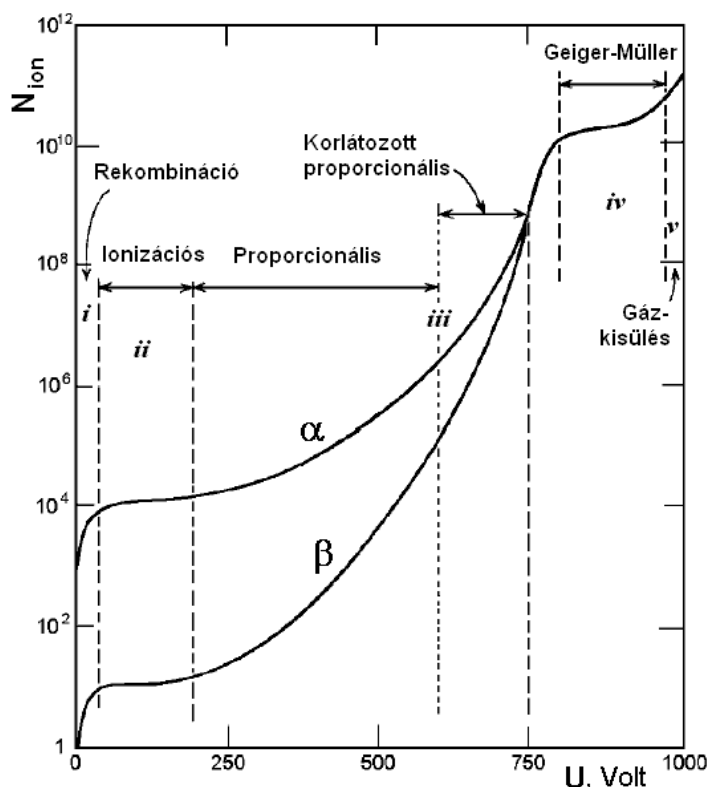
A detektorok egyik jellemzője a *hatásfok*, η : a keletkezett elektromos impulzusok (vagy más eredmény) számának viszonya a beérkező részecskék mennyiségéhez. A *holtidő* alatt újabb részecskék jeleinek feldolgozására az elektronika nem képes (5.§1c). Az energiaelozslást meghatározó spektrométerek minősíthetők *felbontóképességük* szerint: a monoenergetikus, „kiszélesedés-nélküli” vonalból (Dirac-féle δ -függvényből) ΔE szélességű csúcs keletkezik. Ezt egy Gauss-függvény félmagasságánál vett szélességével adják meg (fwhm=full width at half maximum) a 23.8. ábrán látható módon. A *válaszfüggvény* a monoenergetikus részecske által a detektorban létrehozott töltéselozslás eredményeképpen kialakuló teljes amplitudóeloszlás.

23.3. Táblázat. A sugárzások észlelésének módszerei

(A „mérési adatok” feldolgozása az adott eljárás anyagainak/eszközeinek egészére vonatkozik.)

Eljárás	anyag / eszköz	mérési adatok feldolgozása
IONIZÁCIÓ	~ gázok (gázkisülés) <i>Ionizációs kamra</i> <i>Proporcionális számláló</i> <i>Geiger-Müller csövek</i>	e l e k t r o n i k u s ion/elektron → áram, feszültség nagyfesz., erősítő, ADC (analóg → digitális)
TÖLTÉSGENERÁLÁS	FÉLVEZETŐKben Si, Ge, ..., <i>p-n átmenet</i> <i>Felületi záróréteg</i> <i>Li-driftelt dióda</i> <i>Nagy tisztaságú Ge (HpGe)</i> <i>Magas hőmérsékletű, CdZnTe</i>	e l e k t r o n i k u s $p + n \rightarrow$ áram, feszültség nagyfesz., erősítő, ADC (analóg → digitális)
FÉNYKELTÉS	(gáz), folyadék, szilárd <i>Termolumineszcencia</i> <i>Szcintilláció</i> szerves, szervesetlen <i>Cserenkov-számláló</i> <i>Átmeneti sugárzás</i>	e l e k t r o n i k u s fény → elektron (fotoeffektus) elektronsokszorozó nagyfesz., erősítő, ADC (analóg → digitális)
NYOMMEGJELENÍTÉS	<i>Ködkamra</i> <i>Buborékkamra</i> <i>Fotoemulzió</i> <i>Szilárdtest nyomdtektor</i> <i>Spark (szikra kisülés)</i> <i>Streamer (csilló kisülés)</i>	k é p f e l d o l g o z á s el.töltés → fizikai állapotváltozás → kémiai változás mikroszkóp, fényképezés, video (analóg, digitális)
HELYZETÉRZÉKELÉS pályamegjelenítés	gáztöltés: sokszálú, drift időprojekciós folyadék szilárd: szcintillációs félvezető matrix, mikrocsíkok kaloriméter	e l e k t r o n i k u s gáztöltésű szcintillációs félvezető energia-adat (amplitudó) + helyinformáció (analóg, digitális) (analóg → digitális)
HŐMÉRSÉKLETVÁLTOZÁS	<i>Mikrokaloriméter</i> <i>Szupravezető állapot</i>	e l e k t r o n i k u s áram/feszültség

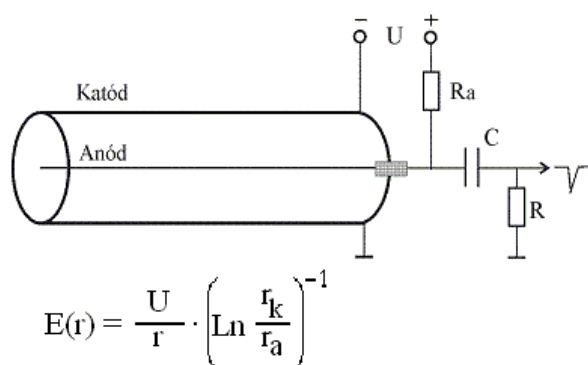
a) Gáztöltésű számlálók



23.5. ábra. Gáztöltésű számláló karakterisztikája

α , β : alfa- ill. béta-részecskék által keltett ionizáció a gázban

23.6. ábra. Hengeres detektor kapcsolási rajza
 $E(r)$: elektromos térerősség.



A gáz ionizációja folytán keltett töltéspárokat az elektromos tér a megfelelő elektródákra gyűjti. Egy elektron-ion pár keltéséhez 20 – 50 eV energia szükséges az anyagi minőségtől függően. A gázkisülés egyes tartományai a 23.5 karakterisztikán láthatók, ahol a nagyfeszültség függvényében a keltett töltéshordozók száma van felrajzolva. Tulajdonképpen a térerősségtől függ az ionizáció, de egy adott geometriában (elektródaméretek és távolságuk) a karakterisztikát a potenciálkülönbség határozza meg. A 23.6. ábra egy hengeres geometriájú detektorelrendezést mutat be.

Kezdetben a *rekombináció* miatt a feszültség növekedésével nő az elektródákra feljutó töltések száma. Nagyobb térerősségnél minden töltés megmarad, egy ideig az áram állandó és jellemző lesz a leadott energiára: *ionizációs kamra* tartomány. Ez lehet egyenáramú és impulzusüzemű egyaránt. Ha a térerősség olyan nagy, hogy a gázban az elektron két ütközés között elegendő energiára tesz szert az atom ionizálásával újabb elektronok keltéséhez, akkor az eredeti áram sokszorozódik, belső vagy gázerősítés lép fel. Ez az áram arányos az energiával: *proporcionális kamra* tartomány, ahol spektrum mérésre nyílik lehetőség. A jel nagysága egy adott feszültségnél a részecske ionizálóképességétől is függ (α - és β -görbe), azaz a részecskefajták megkülönböztethetők. A térerősség növelésével az arányosság megszűnik és az energiától függetlenül ugyanannyi áram keletkezik a nagyon nagy gázerősítés miatt. Ez a *Geiger-Müller számlálási tartomány* (GM-cső). Fontos jellemzője, hogy egy feszültségtartományban nem növekszik a töltések száma, ami az impulzus-számlálási sebesség stabilitásában nyilvánul meg („plato”).

Tovább haladva a karakterisztikán, elérkezünk az (önfenntartó) gázkisülés tartományába. Ez utóbbit az is segítheti, hogy a nagy sebességű másodlagos elektronok nemcsak ionizálnak, hanem gerjesztenek is a gázban, ami ultraibolya fotonokat kelt. Ezek a katód falából sok újabb elektront válthatnak ki és a GM-tartományból a rendszer a gázkisülésibe

juthat. Ezt az R_a ellenálláson ($> \text{Mohm}$) a nagy áram miatti feszültségeséssel elkerülhetjük (ami viszont növeli a $\tau = R_a \cdot C$ időállandót). Megoldás lehet olyan molekulák (pl. alkoholgáz) adagolása, amelyek az UV-fotonokat elnyelik (és felbomlanak).

A gáztöltés többnyire kisnyomású metán vagy argon-metán keverék (90%–10%). A nagy térerősséget a szál közelében kialakuló inhomogén elektromos mezővel érik el (23.6. ábra). Henger alakú ($r_k \sim 0,5 \text{ cm}$) katód tengelyében vékony ($r_a \sim 0,02\text{--}0,1 \text{ mm}$ -es) anódszál van. A sokszorozás ennek közelében jön létre, ahol már elég nagy az E térerősség. Újabb argon + halogén-töltést alkalmaznak (ez utóbbi a kioltógáz), ami kisebb térerősség mellett is használható (450 V a szokásos 1000 V helyett).

A 23.6. elrendezésben az U nagyfeszültség az R_a soros ellenálláson keresztül van rákapcsolva az anódra. Az anódáram lökészerű megnövekedése a töltéscsomag hatására feszültségesést hoz létre R_a -n, amit impulzusként lehet továbberősíteni a C kondenzátoros leválasztás utáni erősítő fokozatokban. Az áram feltölti C -t (és a szórt kapacitásokat), amit az R kisüt. Ez a $\tau = RC$ időállandó határozza meg a jelalakot és a holtidőt (az R_a -val együtt). A feltöltődés és kisülés a jól ismert képletek szerint:

$$\text{Feltöltődés: } U(t) = U_0 \cdot [1 - \exp(-t/\tau)]; \quad \text{kisülés: } U(t) = U_0 \cdot \exp(-t/\tau). \quad (23.16)$$

A gázionizációs detektorok impulzusainak időfelfutása 1–10, lecsengése 30–100 μs és a holtidő $\sim 10^{-4} \text{ s}$.

A gáztöltésű detektorokkal elsősorban töltött részecskéket lehet észlelni, amelyek az érzékeny térfogatban energiájuk nagy részét (spektrometriánál az egészet) le tudják adni. Ezek bejuttatása vagy a henger tengelye mentén, „végablakos” elrendezésben, vagy a paláston át történik. Vékony műanyaggal vagy csillámmal zárják le az ablakot. Lehet belső számlálást végezni: a térfogat nincs lezárva, hanem a gáz folyamatosan átáramlik a detektor térfogaton. Ekkor 100%-hoz közeli hatásfokkal mérhető vékony minták α -, β -aktivitása. Kisenergiájú ($\leq 10 \text{ keV}$) fotonok is nagy hatásfokkal és jó energiafeloldással analizálhatók proporcionális detektorral. A GM-cső gyakorlatilag mindent „észrevesz”, ami az érzékeny térfogatába bekerül. Doziméterként, illetve általános sugárzásdetektorként használható. A proporcionális számlálók, GM-csövek alakja változatos: a szokásos hengeres mellett téglalap keresztmetszetű cső, félgömb (kettő közé tehető a minta). Lezárt csövek töltésének élettartamára $\sim 10^{10}$ impulzust szoktak garantálni.

Viszonylag egyszerű elektronikát igényelnek: nagyfeszültség, (elő- és fő)erősítő, diszkriminátor a zajok levágására, jelfeldolgozó (számláló, illesztő egység). Napjainkban a részecskefizika helyérzékeny detektoraiban sok fajtájukat alkalmazzák: nagy mennyiségben olcsón lehet előállítani őket. Bár kicsi a töltőanyag sűrűsége, az energiaelnyelést szeparáltan (kívül) elhelyezett abszorbensekkel biztosítják (pl. a mágnesek térzárási vaskerete).

Néhány gáztöltésű detektor fényképe, leírása a [Mellékletben](#) található. Az itt és a továbbiakban bemutatott eszközök a DE Kísérleti Fizikai Tanszék laboratóriumaiban használatosak a magfizika kutatásában és oktatásában.

b) Szcintillációs detektorok.

A részecskék által ionizációs és egyéb kölcsönhatás révén a közegnek leadott energia atomi- és molekula-állapotokat gerjeszthet. Kristályos struktúrák esetén a betöltött sávból a vezetési sávba való átmenet, illetve szennyezési nívók egymás közötti és a vezetési sávba történő energiatranszfer következhet be. Ha a gerjesztett állapotból alacsonyabb szintre rövid időn belül fénykibocsátással történik a legerjesztődés, lumineszcencia lép fel. Hosszabb életidejű izomerállapotból a fénykibocsátás foszforeszcencia révén jön létre. Az egyes részecskék becsapódását „azonnal” követő fényfelvillanás-sorozatot *szcintillációnak* nevezik, amivel a részecskéket közvetlenül és egyenként lehet észlelni. A többlépcsős folyamat során a részecskeenergia részben fénykvantumokká konvertálódik, amelyeknek száma így az energiával arányos (mint az ionizációnál a töltések száma). Az egy foton keltéséhez szükséges energia 20 – 100 eV. A fotonok hullámhossza az anyag kvantumfizikai tulajdonságaitól függ

és összességében nem monokromatikus, mivel sok különböző állapot közötti átmenet generálja a fényt ($\lambda \sim 400 - 480 \text{ nm}$).

A szcintillációs anyaggal szembeni követelmények:

- i) a saját fényére legyen átlátszó;
- ii) az energia-fotonszám konverzió nagy hatásfokú és (lehetőleg) lineáris legyen;
- iii) a fényimpulzus rövid ideig tartson;
- iv) minél nagyobb térfogatú detektor legyen készíthető belőle;
- v) a kibocsátott fény színe a fotondetektor érzékenységi tartományához illeszkedjen.

A γ -sugárzás detektálásánál fontos szempont még a nagy átlagos rendszám a jó hatásfok miatt. Az anyag fizikai tulajdonságai gyakorlati okok miatt érdekesek: keménység, alakíthatóság, higroszkóposság, összetétel stabilitás, érzékenység a sugárzásokra.

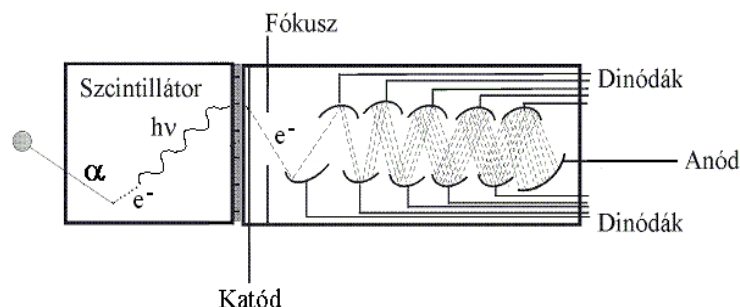
A *szervetlen kristályoknál* szennyező, „aktivátor” atomokkal alakítják ki a megfelelő nívórendszert a sávokban, amelyek bonyolult állapotokat és többszörös átmeneteket eredményeznek. Elvileg minden anyag képes a töltött részecskék és fotonok észlelésére. A leggyakrabban használt kristályok és jellemzőik (zárójelben az aktivátor atom):

- ZnS(Ag): α -, β -, γ -sugárzásra, a legrégebben használt anyag (Rutherford);
- NaI(Tl): γ -sugárzásra, nagy térfogat, nagy fényhatásfok, de higroszkópos;
- CsI(Tl): γ -ra nagyobb hatásfok, kisebb fényhatásfok, kevésbé higroszkópos;
- LiI(Eu) kristály és Li-üveg: neutron-detektálás, de γ -érzékenység;
- BGO: $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$: a γ -detektálás új, kiváló tulajdonságú anyaga;
- CaWO_4 , CdWO_4 , BaF_2 , PbWO_4 : γ - és könnyű töltött részecskékre, nem higroszkópos;
- üvegek, üvegszálak: egyúttal fényvezetők is a fotonok detektorba való eljuttatásához.

Szerves anyagoknál az összetételtől, struktúrától függően kialakított elektron- és vibrációs állapotok közötti átmenetektől származnak a fotonok. Töltött részecskék és γ -kvantumok egyaránt gerjesztik. Kristályos és amorf, valamint folyékony (és esetenként gáz) halmazállapotú szcintillátorok egyaránt készülnek. Általában nagy a γ -érzékenységük (a kis átlagos rendszám folytán tolódik el az arány a fotoeffektustól a Compton-effektus felé). Ugyanakkor a legtöbb alkalmazható proton-meglökéses neutron-detektorként a nagy H-tartalom miatt. Néhány fontosabb szerves szcintillátor:

- $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$ antracén: a legnagyobb fényhozam, higroszkópos kristály;
- $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$ stilbén: kisebb fényhozam, jól alakítható, nem higroszkópos kristály;
- folyadék: oldószerben (xylén, toluén, benzén, fenilciklohexán) primer ionizáció, majd energiaátadás az oldható szerves szcintillátornak (3-10 g/l oldat, $\text{C}_{18}\text{H}_{14}\text{N}_2\text{O}$ p-terfenil, $\text{C}_{24}\text{H}_{16}\text{N}_2\text{O}_2$ POPOP, $\text{C}_{20}\text{H}_{14}\text{N}_2\text{O}$ PBD, $\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$ PPO, ...);
- kapilláris csövek feltöltve folyadék szcintillátorral;
- plasztikok: szerves szcintillátor + szilárd oldószer (PBD, POPOP + polisztirol, polivinil-toluol), tetszőleges alak és térfogat.

Fotoelektronsokszorozók (FES) alakítják át a fotonokat elektronná a fényelektromos jelenség felhasználásával. Az amúgyis kevés foton által a fotokatódból keltett elektronok számát másodlagos elektronemisszióval lehet megnövelni. A fotokatódból kilépő elektront felgyorsítják és ráfókuszálják a pozitív feszültségen lévő közbenső elektródára, a dinódára. Ebből egynél több elektront vált ki (n), amelyek ugyanúgy felgyorsulnak és a következő dinódából már n^2 keletkezik. N fokozat után n^N elektront gyűjt össze az anód, ahonnan az impulzust elvezetik a jelformáló erősítőbe. A FES teljes (lényegében belső) erősítése 10^5 – 10^8 is lehet. A nagyfeszültség 600 – 3000 V között van típustól, mérettől, gyorsaságtól, feladattól függően. (Az optikai spektroszkópia is használja a FES-t spektrográfok detektoraként.) Mágneses tér eltérítheti az elektronokat a dinódákról, így erre árnyékolni kell. Az erősítés a nagyfeszültségtől nagyon függ, így stabil tápegység szükséges. A 23. ábrán a szcintillációs anyagból és fotoelektronsokszorozóból felépített detektor látható.



23.7. ábra. Szintillációs detektor felépítése: kristály + fotoelektron-sokszorozó

Az első használható elektronsokszorozót *Bay Zoltán* készítette 1937-ben az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumában. A 12 dinódás egység 10 – 100 milliószoros sokszorozásra volt képes. A zajt cseppfolyós nitrogénnel való hűtéssel csökkentette a még nem optimális anyagú dinódáknál. Alfa- és béta-részecskékkel (üvegben) keltett szintillációt ő észlelt először. A 10^{-9} s időfelbontású (!) sokszorozóval mindenkit megelőzve gyors coincidencia kísérleteket végzett – ezzel megteremtve a modern magfizikai technikát.

A szintilláló anyag és a FES vákuumkamráját lezáró ablak közé optikai csatoló olajat tesznek, hogy reflexió ne lépjen fel, ami csökkentené a fotokatódra jutó (amúgy is kevés) fény mennyiségét. A fotokatód érzékenységeinek hullámhosszfüggését kell figyelembevenni a szintillátor előállításánál. Ez korábban korlátot jelentett a részecskedetektálásban. A „hullámhossz-eltolás” módszerével ez megoldódott: olyan fényvezető anyagot tesznek a szintillátor és a FES közé, amely az ultraibolya fotonokat a kék-tartományba konvertálja. Újabban nagy felületű és a proporcionális számlálók belső erősítéséhez hasonló elven működő lavina fotodiódák (APD: Avalanche Photo Diode) terjednek el. Ezek ugyan a FES-nél kisebb erősítésűek, de 40–100 V elegendő a működésükhöz.

A FES fontos felhasználási területe a Cserenkov-sugárzás észlelése.

Elosztott dinódájú csatornalemezeket fejlesztettek ki félvezető anyagokból helyérzékeny detektálásra, amelyek kis méretűek és igen nagy erősítéssel rendelkeznek (MCP=multi channel plate).

A szintillátort és a fénydetektort külső fénytől védő burkolatba kell tenni. A jó hatásfokú fénybegyűjtés céljából a szintillátort tartalmazó edény belső fala fehér festékkel van bekenve, hogy esetleg többszörös reflexió révén is, de a fotokatód irányába kerüljön a foton.

A szintilláció gyors folyamat, a fényintenzitás „lecsengési ideje” 10 - 500 ns. Pontos, akár ~0,1 ns-os időzítés is végezhető velük gyors FES használatával. A töltött részecske- és γ -spektrometria első jó feloldású eszközei voltak. Az új anyagok és módszerek folytán sok területen ma is alapvető szerepük van (nagyenergiájú- és asztrofizika, környezetvédelem, orvos-biológiai alkalmazások). Energiafelbontásuk gamma-sugárzásra 50–100 keV $E_\gamma = 1$ MeV körül.

Szintillációs detektorokról készült összeállítás a [Mellékletben](#) látható.

c) Félvezető spektrométerek

Ha a részecskék által leadott energia az elektron-lyuk pár keltésének küszöbét meghaladja, a vezetési sávba kerülhetnek az elektronok, a vezetőképesség megnő. A szükséges E_{el} energia nagyobb a tiltott zóna E_t szélességénél a fellépő többi folyamat miatt. Míg szilícium és germánium esetén $E_{el} = 3,74$ eV illetve 2,94 eV, addig $E_t = 1,12$ és 0,67 eV mindössze. A többi típusú detektorhoz képest a félvezetőknél a legjobb a helyzet: a töltéshordozópárok keltéséhez itt szükséges a legkisebb energia, ugyanolyan energiájú primer részecske itt hozza létre a legtöbb töltést, ezért itt várható a legjobb energiafeloldás. A töltéshordozók mozgékonyasága elektronokra jóval nagyobb, mint lyukakra az eltérő „helyzet és szerep” miatt. Si-ban elektronokra 1350, lyukakra $480 \text{ cm}^2/\text{Vcm}^2$, Ge-ban 3900 illetve 1900. Szennyezési nívók esetén sokkal kisebb a küszöbenergia. Ez egyúttal a termikus gerjesztést is lehetővé teszi, ami megnöveli a zajáramot.

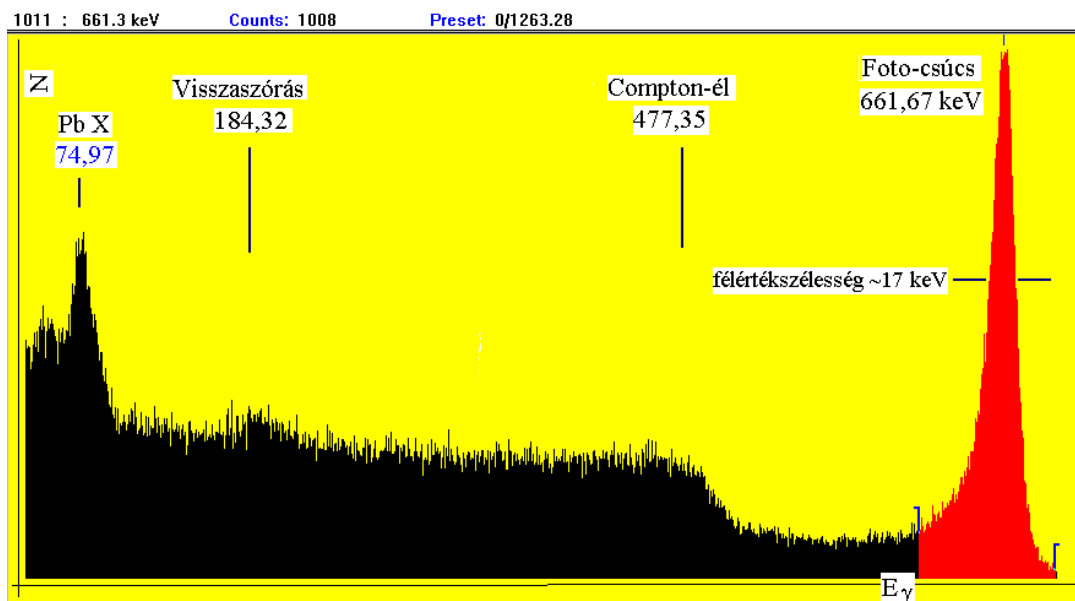
A részecskék egyenkénti kimutatása úgy oldható meg kis zajjal, ha az általuk keltettek mellett más töltéshordozó nincs az érzékeny térfogatban. A p-n átmenetnél ilyen *kiürített* tartomány jelenik meg a töltéshordozók ellentétes rétegbe történő diffúziója folytán. Az átmenet *záróirányban* lesz előfeszítve. Ha az n- és p-rétegre pozitív, illetve negatív feszültséget kapcsolunk, a záróirányú elektromos tér nő, a kiürített réteg vastagsága (a detektor térfogata és így hatásfoka) nagyobb lesz. A potenciálkülönbségnek határt szab a szennyezésből eredő visszáram egyidejű növekedése, amely miatt egyre nagyobb a zaj. A megoldás: a szennyezés kompenzálása vagy nagy tisztaságú félvezető előállítása. A „tisztá” Si fajlagos ellenállása $230000 \Omega\text{cm}$ lenne, nagy detektorokhoz $\sim 100\,000 \Omega\text{cm}$ kellene.

Töltöttrészecskék esetén vékony kiürített réteg elegendő (Si-ban 10 MeV-es proton hatótávolsága $\sim 0,8$ mm, ez 40 MeV-es α -nak és 4,5 MeV-es elektronnak felel meg). Kezdetben (termo)diffúziós p-n átmenetet állítottak elő: az eredendően p-típusú Si-ba n-típusú, donor atomot (As, P, Sb) vittek be. Kis térfogatú, bizonytalan határú zónát sikerült csak készíteni. Fém-félvezető határfelületén jobban kialakítható a dióda kiürített rétege. Az Au-(SiO)-Si felületi záróréteges detektorok igen jó energiafeloldást mutatnak (~ 15 keV), nagy felületűek, stabilak. Ionimplantációval még pontosabb érzékeny térfogatú és jobb feloldású Si-detektorok készülnek rendkívül ellenálló felülettel. Anyaguk fajlagos ellenállása $\sim 10^4$ illetve $3 \cdot 10^4 \Omega\text{cm}$ az n- illetve p-típusú Si-ra.

Vastag kiürített rétegre van szükség a γ -sugárzás detektálására, hogy a keltett töltéshordozók bent maradhassanak az érzékeny térfogatban. A szennyezések térfogati kompenzálására a kisméretű Li-atom a legalkalmasabb. Elektromos tér hatására nagy pontossággal viszik be („driftelik”) a megfelelő mélységig. Si-nál ez csak $\sim$ mm rendű. Így a Si(Li)-detektorok kisenergiájú γ -(röntgen-)sugárzás detektálására alkalmasak csak 3 - 30 keV között (az alacsony rendszám miatt hatásfoka 30 keV felett nagyon lecsökken). Igen jó az energiafeloldása: ~ 120 eV $E_\gamma = 6$ keV körül. A Li-ionok helybentartásához és a termikus (zaj) töltés generálás csökkentésének eléréséhez cseppfolyós nitrogén hőmérsékleten kell a Si(Li)-t tárolni és használni. Korábban a Ge-nál is ezt a technológiát alkalmazták a Ge(Li)-detektorok készítésére. A kristály felületének tisztaságát vákuumkamrába való beépítéssel érik el a mélyen hűtött detektoroknál.

A fajlagos ellenállás növelésének elérésére a legkézenfekvőbb megoldás a nagy tisztaságú (High Purity, HP) germánium előállítása ($\rho_{\text{szennyező}} \leq 10^{10}/\text{cm}^3$). A szilárdtestfizika nagy eredménye, hogy akár 200 cm^3 térfogatú diódákat is tudnak készíteni különféle geometriákban ilyen anyagból: pl. lyukas kristályt, amelynek belsejébe tehető a vizsgálni kívánt, kis-aktivitású minta a lehető legnagyobb hatásfok elérésére. A hatásfok további növelését több nagy Ge-kristály egy kriosztátba való elhelyezésével oldják meg; így még hely- és időkorrelációk is meghatározhatók. A HpGe detektort csak a mérés idejére kell lehűteni a zaj csökkentése miatt. Energiafelbontóképessége ~ 1 keV $E_\gamma = 1$ MeV-nél. A 20 keV – 20 MeV tartományban használhatók. Az alsó határt az ablakabszorpció és a zaj szabja meg.

Félvezető detektorokról képes összeállítás látható a [Mellékletben](#). A 23.8 ábra egyszerű gamma-spektrumot mutat be, amelyen jól látszik a válaszfüggvénynek több folyamatból való összetett jellege és az eloszlás több jellemző tulajdonsága.



23.8. ábra. Cs-137 gamma-spektruma CdZnTe-detektorral mérve
A 75 keV-es csúcs az ólomvédelemből kiváltott karakterisztikus
Röntgen-sugárzástól származik.

d) Új megoldások

A fénydetektálásra kifejlesztett, kisebb tisztaságú, ezért jóval olcsóbb Si diódákat megfelelő erősítővel töltőtrészecskék spektrometriájára használják. Cseppfolyós nitrogén helyett termoelektromos hűtéssel állítják elő a nem nagyon mély hőmérsékletet Si-diódákhoz. HpGe-detektorok kaphatók már kombinált elektromos és termodinamikai hűtéssel is.

Izgalmas terület új vegyületfélvezetők kifejlesztése gamma-spektrometriához: magasabb hőmérsékleten, illetve hűtés nélkül működtethetők, miközben feloldásuk elfogadható. Ezek közül is kiemelendő a CdZnTe (CZT) kristály, melynek térfogata már $2,5 \text{ cm}^3$ körüli, felbontóképessége $\sim 20 \text{ keV}$ 1 MeV-nél (23.8. ábra). Természetesen, ez az érték rosszabb a HpGe-nál, de jobb a szcintillációsakénál.

Hagyományos kalorimetriával radioaktív minták által termelt hőből az aktivitás meghatározható. Teljesen új elv a szupravezető technika felhasználása. A kritikus hőmérséklet közelébe lehűtött granulátum nagyon kis energia hatására a szupravezetés–normál vezetés átmenetet generál, ami a vezetőképességben hatalmas változást okoz. Alagúteffektus során $\sim \mu \text{ eV} - \text{meV}$ energia nagy mértékben megnöveli a töltéshordozók számát az átmeneten. Ez az energiafelbontásban $10^3 - 10^4$ -szeres (!) javulást jelent a hagyományos detektorokhoz képest.

A teljesség kedvéért meg kell említeni, hogy természetesen, elektromos és mágneses térben eltérítve a töltőtrészecskék impulzusa, illetve energiája (vagy fajlagos töltése) meghatározható. Ez a régi, klasszikus módszer energiafeloldásban sokszorosan jobb a félvezetők-nél, de a pásztázással történő árammérés miatt lassú. Nagy előrelépés következett be, amikor a fókuszokban az eredetileg a részecskefizika céljaira kifejlesztett helyérzékeny detektorokat helyezték el a spektrum egy lépésben történő felvételére.

3. Neutronok észlelése

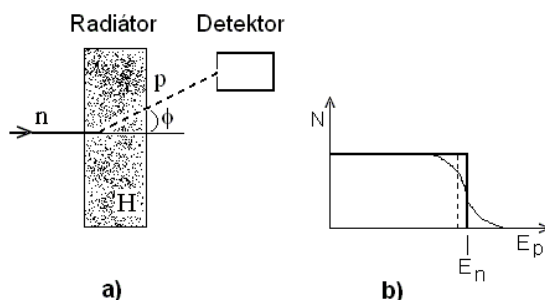
A neutronok konvertálása töltőtrészecskévé vagy γ -kvantummá a *radiátorban* történik, melynek anyagával nukleáris kölcsönhatásba lépnek. Az ionizációs detektor vagy elkülönül a radiátortól, vagy azzal egységet alkot. Az előbbi esetben *külső*, az utóbbiban *belső radiátoros* a neutrondetektor. A belső radiátor nagyobb hatásfokú detektálást tesz lehetővé: anyaga a magreakciók céltárgya és egyúttal a szekunder részecskék detektora.

A 23.§1. részben felsorolt magreakciókhoz a detektálási eljárások bármelyike csatlakozhat. A reakció Q -értéke befolyásolja a felhasználás módjait. Ha nagy, akkor a zajtól könnyű elválasztani az elektronikus jelet. Ekkor viszont energiamérésre nem alkalmas, mert a bemenő neutron energiájában fellépő kis változásokat a véges feloldás miatt nem tud megkülönböztetni.

a) Protonmeglökéses módszer

A 23.1. ábra és képlete mutatja a folyamatot. Az azonos tömegűeknél legnagyobb az impulzusátadás, ezért alkalmazzák az $n - p$ szórást. A ϕ szögbe szóródó protonok energiája az ütköző neutronok E_n eredeti energiájával kifejezve (ld. „[Kinematika.xls](#)” „RugalmasSzoras” lap):

$$E_p = E_n \cdot \cos^2 \phi \quad (23.17)$$



23.9. ábra. Proton–meglökéses neutrontetektor

a) A H-tartalmú közegből kilépő protonokat töltöttreszcse-detektor észleli.

b) A meglökött protonok elméleti spektruma. Vékony vonal: a véges energiafeloldás miatt elérhető eloszlás.

Szagatott vonal: a $0 \pm \Delta\phi$ irányra kollimált protonok energiatartománya.

A proton-meglökéses neutrontetektor működésének elve a 23.9. ábrán látható a detektor által észlelt töltöttreszcsek energiaeoszlásával együtt. A gyakorlatban a protonok fékeződése, a detektor véges energiafeloldása miatt a „derékszög” elkenődik, amit a rajz is érzékeltet.

A $0 - 90^\circ$ -ba eső protonok energiaspektruma monoenergetikus neutronra téglalap alakú az (n,p) szórás ~ 20 MeV-ig izotrópnak vehető szögeloszlása miatt: a $0 - E_p^{\max} = E_n$ tartományban minden protonenergia azonos valószínűségű. Több neutroncsoport megkülönböztetése emiatt nehéz. Ha kollimátorral kiválasztunk egy ϕ , $\phi + \Delta\phi$ szögintervallumot, az ehhez tartozó E_p energiájú protonok eloszlásának szélessége már csupán ΔE_p , azaz „csúcsalakú” lett a spektrum. Ugyanakkor a hatásfok $\Delta E_p / E_p^{\max}$ részére csökken. (Általánosan igaz a szögdiszperziós, a nyáláb szöghatárolásával javított feloldású spektroszkópiában, hogy a feloldás és a fényerő szorzata állandó; az optikai rendszereknél ilyen a prizmás és a rács spektroszkóp.)

Külső radiátorként nagy hidrogéntartalmú fóliát (polietilén, plasztik, ...), ritkábban (metán) gázt alkalmaznak. Itt újból kompromisszumra van szükség a hatásfok és a protonenergia kiszélesedése között: kis fékeződés vékony radiátorban jobb feloldást, de kisebb hatásfokot jelent. A protonokat CsI szcintillátorral vagy Si félvezető (felületi záróréteges) detektorral, esetleg proporcionális számlálóval észlelik. *Belső radiátorban* a szöget a gázzal töltött két térfél közötti mechanikus (lyuksor) kollimátorral lehet kiválasztani, egyébként téglalap alakú marad a spektrum. Metán gázzal töltött proporcionális számlálókkal $E_n \leq 1$ MeV energiájú neutronok eloszlása jól vizsgálható. (Nagyobb energiájú protonok hatótávolsága miatt nagynyomású gáz szükséges, amelynek a proporcionális tartományban való működtetéséhez a szükséges stabil nagyfeszültséget és a megfelelő szigetelést nem könnyű biztosítani.) Téglalapspektrum nagyobb hatásfokkal és nagyobb energiákra megvalósítható folyékony vagy szilárdhalmazállapotú radiátorral. A szcintillációs számlálók a legelterjedtebbek: a szerves kristály, folyadék vagy plasztik egyúttal belső radiátorként is szolgál. Ezek az eszközök nagyon gyors jeleket adnak és nagy érzékenységgel a neutron jelenlétét mutatják.

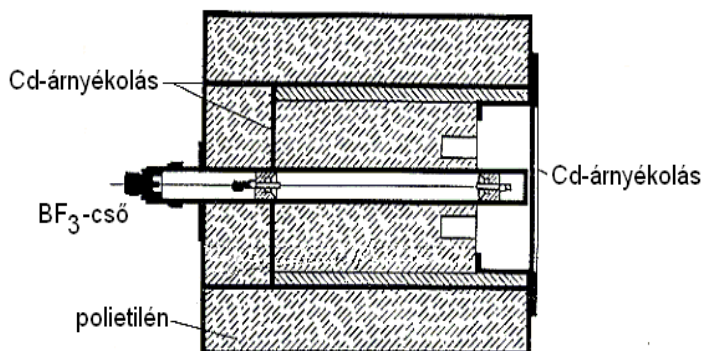
b) Töltöttreszcse-reakciók könnyű atommagokon

A $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ magreakciót BF_3 gázzal töltött proporcionális számlálóban használják detektálásra (természetes izotóparány: 19,9%). Mivel termikus neutronokra $\sigma_{\text{th}} \sim 4000$ barn, a

gyorsneutronokat hidrogéntartalmú közegben lelassítják a gázba való belépés előtt. Megfelelő geometria, árnyékolás mellett nagy érzékenységű, energiától alig függő hatásfokkal rendelkező neutronszámláló építhető („long counter”). Még nagyobb hatásfok érhető el, ha ^{10}B -ban dúsított gázt használnak.

23.10. ábra. BF_3 –proporcionális cső neutronok detektálására.

A polietilén rétegek és a Cd-borítások a háttér neutronok kiküszöbölésére, illetve a „hasznos” neutronok az adott térfogatban való lelassítására szolgálnak. A fúratok a termikus neutron tér megfelelő kialakítását segítik elő.



A $^6\text{Li}(\text{n}, ^3\text{H})^4\text{He}$ folyamatot $\text{LiI}(\text{Eu})$ kristállyal vagy üveggel épített szcintillációs detektorban alkalmazzák (7,5% izotópgyakoriság, $\sigma_{\text{th}} \sim 945$ barn). Gyorsneutron spektrometriára korlátozottan alkalmas. Gyorsasága miatt időzítésre jó.

A $^3\text{He}(\text{n}, \text{p})^3\text{H}$ magreakciót proporcionális számlálóval alkalmazzák. Dúsított ^3He szükséges (természetes aránya 0,00014%) és nagynyomású Xe gáz a reakciótermékek lefékezésére. Mivel $\sigma_{\text{th}} \sim 5330$ barn, nagyon nehéz a termikus neutronok mellett más energiákat analizálni. Az $(\text{n}, ^3\text{He})$ rugalmas ütközés csúcsa tovább bonyolítja a spektrumot. Nagy hatásfokú termikus detektorként jól használható.

c) Repülési idő spektrometria

Ismert L [m] távolságot t [ns] idő alatt befutó neutron kinetikus energiája [MeV]:

$$E_n = 5228 \cdot (L/t)^2. \quad (23.18)$$

(A foton 1 ns alatt 30 cm-t repül, 1 MeV-es neutron pedig 1,4 cm-t, azaz 1 m-t 72,3 ns alatt tesz meg.) Az időméréshez start- és stop-jel szükséges. Pulzált neutronforrásnál a gyorsító indító impulzusa lehet a kezdő pillanat és a detektorban jelet adó neutron pedig a leállító. Detektorként nagyon gyors folyadékszscintillátort használnak többnyire (neutron-gamma jel-sztétválasztással a nagy háttér miatt). Sok startjelhez csak kevés stopimpulzus tartozik, mivel a neutrondetektor helyén a fluxus már kicsi. Ezért nagy lesz a holtidő. Ezt elkerülendő, megkésleltetik a start jelet a stop mögé: így a valódi folyamatot jelző stop indítja az időmérést, és ehhez tartozik egy a sok start közül. Ha nem impulzusüzemű a forrás, akkor esetleg a neutront keltő reakció valamelyik töltött-részecske végterméke indíthat („társult-részecske”). A repülési idő mérésén alapuló eljárás az egyik legelterjedtebb, legpontosabb neutronspektrometriai módszer.

d) Egyéb módszerek

A *maghasadás* rendkívül megbízható eljárást ad a két magasan ionizált termék proporcionális kamrával történő detektálásával. A nagy hatáskeresztmetszetű (n, γ) folyamatok neutronlassító és egyben szcintillátort tartalmazó közegekben közel 100 % hatásfokú rendszer építését teszik lehetővé (Gd, Cd). Lassú (termikus – eV) neutronok energiaeloszlását meg lehet állapítani d rácsállandójú kristályokon történő *Bragg-diffrakcióval* a $2d \cdot \sin \Theta = k \cdot \lambda$ képlet alapján. A λ hullámhossz [nm] – E_n [eV] energia összefüggés neutronokra

$$\lambda = (1222 \cdot E_n)^{-1/2}. \quad (23.19)$$

A *fóliaaktivációs eljárás* során neutronindukált reakciókkal mesterséges radioaktív atommagokat hozunk létre az 1.15 képlet szerinti reakciósebességgel. A céltárgy ismert tömegű vékony fólia, amely jelenlétével nem zavarja a neutronteret. (A neutronspektrométerekről ez nem mondható el.) Aktivitása nagy pontossággal megmérhető, a hatáskereszt-

metszet ismeretében a $\Phi(E_n)$ fluxussűrűség meghatározható. A neutronspektrum kiszámításához több, különböző küszöbenergiájú (alakú) gerjesztési függvénnyel rendelkező reakció eredménye szükséges.

Neutron-multiplicitás mérésével a hasadásban, illetve az $(n,2n)$, $(2,3n)$, ... sokszorozó (küszöb)reakciókban keletkezett neutronok számszerinti eloszlása meghatározható. A neutronok keletkezése a $10^{-16} - 10^{-22}$ s skálán jelentkezik a reakciómechanizmustól függően. Időben ezek a folyamatok széthúzhatók, ha lelassítjuk a részecskéket moderátorban. Mivel a 2–3–4 neutron emissziójakor az energia véletlenszerűen oszlik meg, ezért a lelassulás időben eltérően következik be az 1 – 50 μ s tartományban. Ez már könnyen mérhető. Gd-szcintillátorral dúsított szerves szcintillátorban a termikus neutron (n,γ) folyamattal befogódva nagyenergiájú fotont kelt, amit sok fotoelektronsokszorozó észlel. Pulzált gyorsító forrás kell a méréshez.

A már korábban említett mellékletek a neutrontektálás [gáztöltésű](#) és [szcintillációs](#) eszközeit fényképeken mutatják be.

4. Pályamegjelenítés

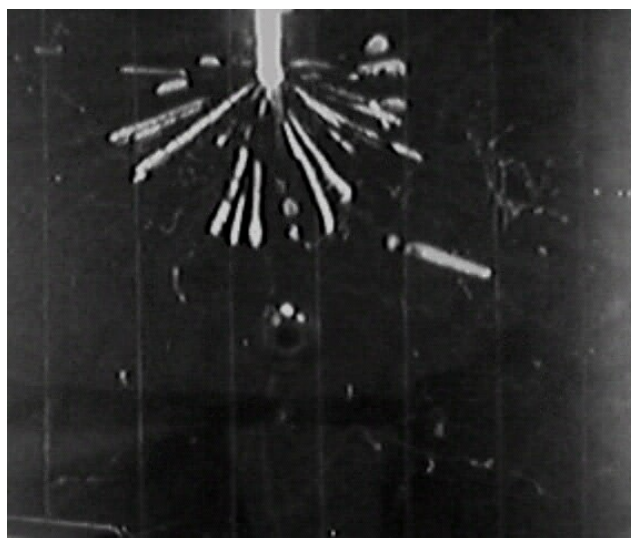
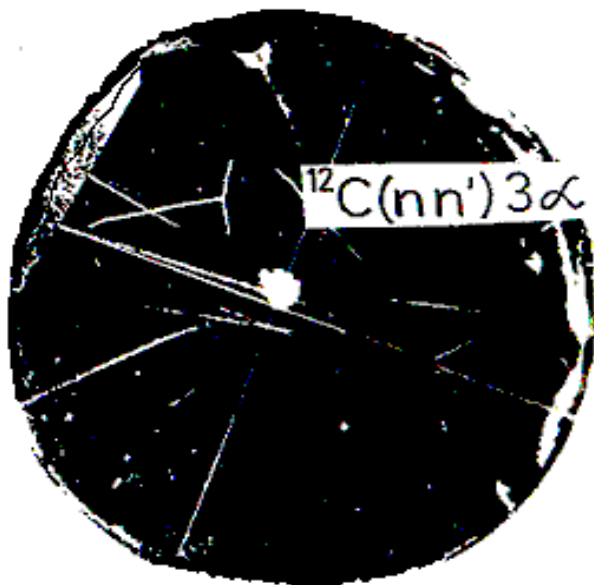
A részecskék közötti folyamatokról a legteljes képet a térben történő mozgásukkal adhatjuk meg. Mágneses térben eltérítve a pálya adataiból az impulzus meghatározható. Élettartamot lehet mérni a részecskék bomlásának és az újak mozgásának ismeretében. Ehhez társulhat még a teljes vagy részleges energialeadás ismerete, ami a részecske töltésére, tömegére enged következtetni. Az atommag- és részecskefizikai felhasználáson túlmenően ezek a technikák a nukleáris képalkotás miatt nagy szerepet játszanak az orvosi diagnosztikában, ipari ellenőrző módszerekben. Fényképek, magyarázó rajzok találhatóak a [Mellékletben](#).

a) Közvetlen vizuális megfigyelés

A *fotemuulzióban* az ezüstöt a fémhalogenidből bármilyen részecske is képes redukálni. A pálya apró pontok formájában rajzolódik ki. A képet mikroszkóppal értékelik ki (helykoordináták mérése 3 dimenzióban). A kozmikus sugárzás kutatásának hőskorában kezdtek alkalmazni, és még ma is használják. Megfelelő eljárással torzulásmentesen archiválható. Töltött részecske, γ -sugárzás, neutronok észlelésére egyaránt felhasználható. Autoradiográfiás felvételekkel komplex anyagminták összetétele tanulmányozható. Személyi sugárvédelmi ellenőrzésre is alkalmazzák (filmdoziméterek).

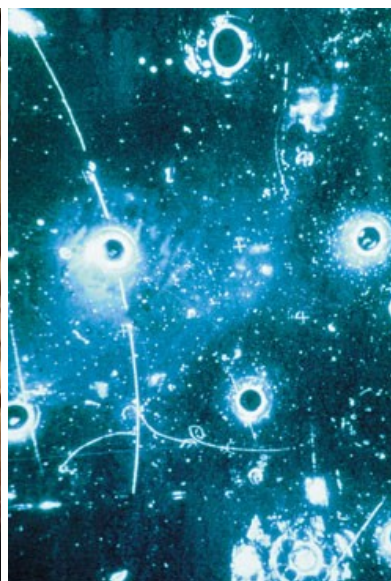
A *szilárdtest nyomdetektorok* kristály, üveg vagy műanyag (polietilén, polikarbonát) lemezek, amelyekben a kémiai kötést a töltött részecskék szétroncsolják. Ennek hatására aktív gyökök keletkeznek az 5–10 nm átmérőjű lyukakban. Oldószerek ezt a részt jobban marják mint a felületet, így optikai mikroszkóppal látható nyom „növeszthető”. Ennek átmérője függ a részecske töltésétől, tömegétől, energiájától. Kozmikus sugárzás, dozimetria, autoradiográfia a fontosabb felhasználási területek. Geológiai kormeghatározásra és környezetváltozás észlelésére is alkalmazzák: kristályos ásványokban az U és Th bomlásából, spontánhasadásából származó részecskék nyomai mutatják a földtörténet eseményeit. Hasonló alkalmazást nyer kozmikus sugárzás- és meteoritkutatásokban is. A Holdon járt űrhajósok sisakjának ablakában is találtak nagyenergiájú részecskéktől származó nyomokat.

A *ködkamrát* Ch.Th.R. Wilson dolgozta ki 1912-ben. Működési elve a repülőgép által keltett kondenzcsíkhöz hasonló. Telített gőz folyadékfázisba megy át és ez apró cseppek formájában jelenik meg, amelyeknek átmérője megnő. Törésmutatójuk jelentősen eltér a gőzfázistól, így láthatóvá válik a pálya. Az S ködhatár felett kezd el növekedni a kezdeti r sugarú csepp az adott T hőmérsékleten a ρ sűrűségű közegben. Ezt befolyásolja az f felületi feszültség. A $P(r,T)$ egyensúlyi gőznyomással számolva a sugár növekedése megindulásának feltétele, azaz $r \rightarrow \infty$, a következő:



23.11. képek. Ködkamra felvételek

- Baloldalon: Neutron indukált magreakciók fényképe expanziós ködkamrában.
A 3-ágú nyom a ^{12}C atommag 3 α -ra való szétesését mutatja.
- Jobboldalon: Alfa-részecskék nyomai diffúziós ködkamrában.
A vékony, zezugos vonalak a forrás β^- -részecskéitől származnak.



- 23.12. fényképek. A Gargamelle buborék kamra és a leptonos semleges gyengeáramok jelenlétét bizonyító felvétel 1973-ban a CERN proton-szinkrotron nyalábján
A kamra méretei: tömege 1000 t, átmérő 2 m, hossz 4,8 m, mágneses tér 2 T, töltés: 18 t cseppfolyós freon.
- A jobboldali képen alulról jön a müon-antineutrínó és meglök egy elektront (15.4 folyamat), amely a pályája mentén fékezési sugárzást és $e^- e^+$ párokat keltve észlelhető. A mágneses térben az eredeti 400 MeV-es elektron kevésbé térül el mint a keltett kisebb energiájú elektron-pozitron párok. Fontos: μ^+ nem keletkezett.

$$S = \ln[P(r,T)/P(\infty,T)] \geq M \cdot K_i / (r \cdot \rho \cdot RT)$$

$$\text{semleges részecskékre} \quad K_0 = 2 \cdot f \quad (23.20)$$

$$\text{töltött cseppekre} \quad K_+ = 2 \cdot f - q^2 \cdot (\epsilon - 1) / (\epsilon \cdot 8\pi r^3) \leq K_0$$

Itt R a gázállandó, q a csepp töltése, ϵ a közeg (folyadék) dielektromos állandója. Az elektromosan töltött cseppeknél hamarabb, kisebb átmérőnél indul meg a növekedés, így csak ezek hagynak nyomot a gőzben.

A telítettséget kétféleképpen lehet elérni: *adiabatikus expanzióval* és hőmérséklet gradiensre alapozott *diffúzióval*. Az előbbi módszernél rövid időre nagy térfogatban teljesülnek a cseppnövekedés feltételei: a kezdeti $3 \cdot 10^{-8}$ cm-ről $\sim 0,5$ s alatt $3 \cdot 10^{-3}$ cm-re növekszik az átmérő. Valamilyen külső eseménnyel indítják (triggerelik) az expanziót és villanófénnyel sztereofényképet készítenek a kamra liter nagyságú hatásos térfogatáról, amelyben mágneses tér alkalmazásával az impulzus is meghatározható (18.1 felvétel a neutrínó kimutatásáról). A térfogatnövelést membrán dugattyúval hozzák létre, ezért (is) a holtideje ~ 10 s rendű.

Demonstrációs célra használják a folyamatos üzemű *diffúziós ködkamrát*. A gőz egy hűtött felület közelében válik túltelítetté ~ 1 cm-es rétegvastagságban. Töltőanyaga alkohol és víz keveréke, ami elgőzölög. A kis sűrűség miatt nagyenergiájú részecskék teljes pályájának csak kis része fér bele az érzékeny térfogatba. Holtideje ~ 1 s rendű. Nagy felületű egységek készíthetők ($\sim 1 \times 1$ m²) kicsi érzékeny vastagsággal (~ 1 cm).

A ködkamrákról rajzok, fényképek, videók találhatók a [Mellékletben](#).

A *buborékkamra* nagynyomású, túlhevített folyadékot tartalmaz, amelyben gyors nyomáscsökkentéssel buborékképződés indítható el töltött részecskéken. A 10 – 100 m³ méretű, nagy fékezőképességű anyaggal töltött érzékeny térfogatban jó hatásokkal lehet a részecskefizikai folyamatokat tanulmányozni. A kamra töltőanyaga egyúttal a céltárgy is lehet (cseppfolyós H₂, He, Ar, freon...). A pályákról sztereofelvétel készül. A 23.12. képek a gyenge áramok felfedezésében alapvető szerepet játszó CERN-beli Gargamelle-kamrát és egyik felvételét mutatja. 1983-ban egy ennél is nagyobb kamrával (BEBC) mutatták ki a gyengekölcsonhatás bozonjait (16.§4a).

A ritka, nagy háttérben jelentkező reakciókat különböző feltételekkel ki lehet válogatni annak alapján, hogy mely detektorok észlelték. Így csak a jól meghatározott eseményeket kell megjeleníteni, ami a holtidő csökkentéséhez vezet. Ezt a buborékkamráknál kezdték alkalmazni először.

A *szikrakamra* (spark chamber) nemesgáz töltésű térfogatban egymást ~ 1 cm-enként követő fémlemezek sorozatából áll, melyek felváltva + és – elektródák. Más detektoroktól származó eseménnyelválogató jel (trigger) hatására 10 – 15 kV-os nagyfeszültségre kapcsolják az elektródákat $\sim 0,2$ μ s alatt. Az áthaladó részecskék ionizációt keltenek, ami a nagy elektromos tér hatására szikrakisülést okoz. A lefényképezhető fényjelenség a pályát követi diszkrét lépésekben. Érzékenységi ideje ~ 1 μ s, holtideje viszont az ionok kivonása miatt 1 – 10 ms.

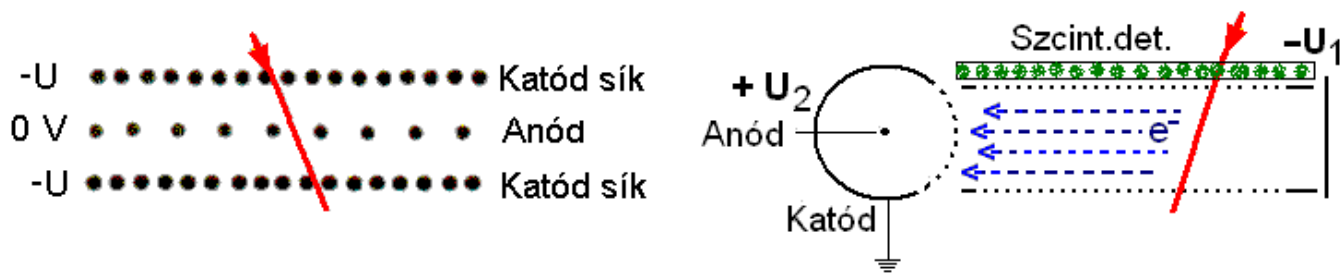
Gyorsabb működés érhető el, ha csak fénykibocsátásra gerjesztjük a gázatomokat, nem szikrakisülésre. Ez a (csilló) *kisülési kamra* (streamer chamber). Az elektródák közelebb kerülhetnek egymáshoz, a helyfeloldás javul. A holtidő kisebb lesz, de a fényerő is csökken.

b) Elektronikus képalkotás

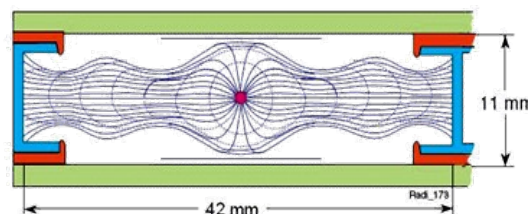
A fényképek utólagos feldolgozása idővesztés a mérés folytatásának stratégiája szempontjából (mintegy lezárja az adatforgalmat), s emellett lassú folyamat. A helyinformációnak nem szabadna elkülönülnie a detektorok szokásos adataitól. Általános megoldásként egyes, a térben különálló detektorokból két- vagy háromdimenziós mátrixot lehet felépíteni. A másik megoldás (a felesleges holtterek kiküszöbölése és az elektronika optimalizálása miatt) a közös térfogatba integrált detektorrendszer.

A kisülési kamrák elektródjaira töltések futnak fel, amelyeket a proporcionális számlálóknál megszokott elektronikus módszerekkel lehet kezelni (impulzusformálás, erősítés). Az

elektróda helyzete megadja a koordinátákat. A töltés mennyisége egyrészt súlyozza a koordinátát, másrészt a részecske tulajdonságait jellemzi (töltés, tömeg, energia). Ezt először *G. Charpak* lengyel születésű francia fizikus ismerte fel, aki az orvosi gyakorlatban is alkalmazható *nukleáris képalotás* elektronikus irányzatát kifejlesztette. A kamrák holtideje a $\sim \mu\text{s}$ tartományba került, hiszen lényegében a szokásos gáztöltésű proporcionális számlálókat kell működtetni $U \leq 5 \text{ kV}$ feszültségen. Az adatkiolvasás- és feldolgozás a sok ezer csatorna miatt hatalmas feladatot jelent, ami a legkorszerűbb elektronikai-informatikai eszközök kifejlesztését követelte meg (nagy sebesség, hatalmas tárolókapacitás, nagy pontosságú és gyors digitalizálás).



23.13. ábra. Gáztöltésű helyzetérzékeny detektorok
Baloldal: sokszálas proporcionális kamra, MWPC
Jobboldal felül: sodródási (drift) detektor vázlata
Jobboldal alul: téglalap keresztmetszetű driftkamra.
Az E-tér homogénebbé tételére segédelektrodák
vannak elhelyezve. Az E-vonalak és az azonos vándorlási idő görbék láthatók. A kamra hossza 2–3 m.

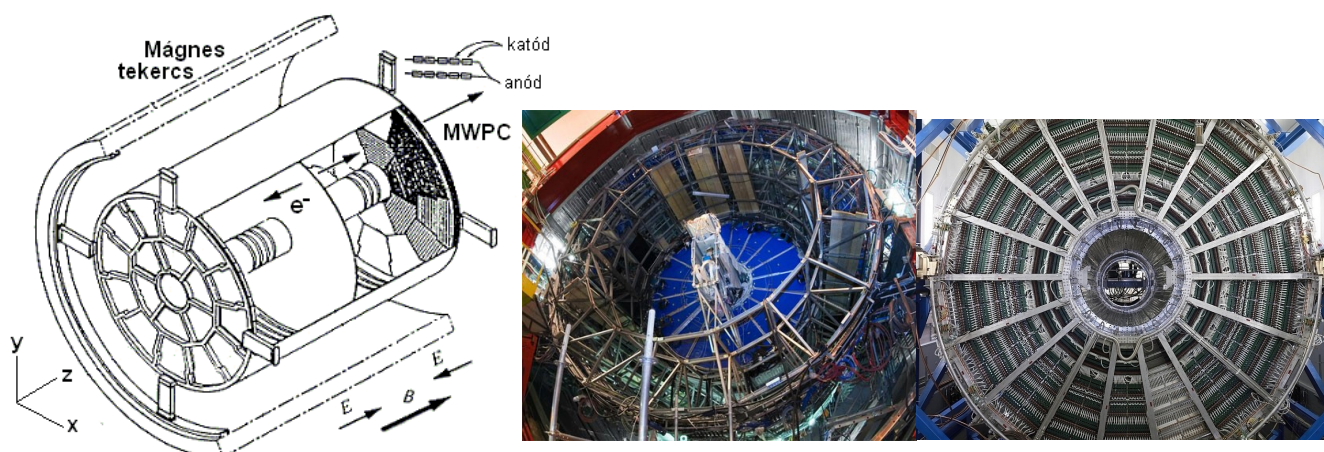


A *sokszálas proporcionális kamrák* (multiwire proportional chamber, MWPC) első változatában két katódlemez között helyezkedtek el a különálló anódszálok. Ezeken az elhaladó töltéscsomag megosztás révén töltéseket influált: a legközelebbi szálon negatív előjelűeket, a távolabbiakban pozitívakat. Az ilyen egység egy koordináta mentén mért. A katódlemez abszorpciót jelent a részecskékre. A javított elrendezés közös anódszál-síkot használ, melyet két, egymásra merőlegesen futó szálaból álló katód-csík rendszer vesz közre. Ez utóbbiakról olvassák ki a töltéseket, átalakítás után digitalizálják és memóriában gyűjtik az adatokat. Elvi elrendezése 23.13. ábra baloldalán látható. Az erősítés, analóg-digitál átalakítás kétféleképpen folyhat. Az egyik a párhuzamos rendszer: minden csatorna saját elektronikával rendelkezik, ami rá van integrálva a kamrákra. Így egy időben készül el minden adat: a rendszer nagyon gyors, de bonyolult és drága. A másik a soros feldolgozás: csupán egy lánc épül sok detektorra, s ezeket kapcsolgatják időben eltolva (multiplexelik) a közös elektronikára. Ez a megoldás lassúbb, de olcsóbb. Lényegében soros módszer, ha késleltető vonalra kivezette a katódcsíkokról jövő jelet időmérésre vezetik vissza a helyadatot. A [Melléklet](#) ilyen megoldást mutat be.

A *sodródási* vagy *drift kamrák* olyan proporcionális számlálók, amelyekben a keletkezett töltéscsomag helyét az elektromos tér hatására az anódig történő vándorlása idejéből határozzák meg. A driftsebesség $\sim 5 \text{ cm/mikro-mp}$, a gáz anyaga He–metán, Ar–metán, Ar–CO₂ keverékek. Egy külső szcintillátor adja az időmérés kezdetét mutató start-jelet. Az elvet a 23.13. ábra jobboldali felső sémája mutatja. A megvalósítás során további, különböző feszültségekre kapcsolt elektródasorokat és szigetelő csíkokat építenek be, hogy az elektromos mező minél homogénebb legyen és így a megérkezési idő ne (nagyon) függjön a kölcsönhatási helytől. A jobboldali alsó rajz szerinti Al-falú kamrát a CERN [CMS](#) detektorába építették be.

További gáztöltésű kamrákat is kifejlesztettek, amelyek az előbbieket részben helyettesítik bizonyos geometriákban, részben pedig együttműködnek velük. A *katódcsík kamrák* (Cathode Strip Chamber, CSC) nagy és inhomogén mágneses térben is jól tudnak működni. Ezek a detektorok az „igazi” sokszálas proporcionális kamrákhoz hasonlítanak: közös katódjaik vannak (23.13. ábra). Az egyik katódlemez csíkokra van bontva úgy, hogy ezek és az

anódszalag egymásra merőlegesek. A kialakuló lavina néhány katódszalagon töltést indukál. A szalagok és az anódok jeleiből laponként meghatározható a két koordináta. Az *ellenállás-lap-kamrák* (Resistive Plate Chamber, RPC) nagy gázerősítésűek, a kialakuló lavina töltései egy szigetelő lapra futnak fel, ahol így a helyinformáció nemvész el (a töltések nem nem terjednek szét). Ennek a túlodalán rézcsíkok vannak, amelyekben a lokalizált töltések tere megosztó hatást fejthet ki. Ezt a jelet lehet aztán feldolgozni. Jellemzője a nem túlzottan jó helyfeloldás, viszont ~ 1 ns az időzítés lehetősége, ami trigger jelnek kiválóan alkalmas. A drift- és katódcsík kamrák a helyadatot adják, a felettük (alattuk) elhelyezett ellenálláslapok pedig a triggerjelet. Ilyen egységekből felépített rendszert mutat be a CMS-detektorra a [Melléklet](#).



23.14. ábra. Az idővetítős kamra, TPC elvi felépítése és gyakorlati megvalósítása
Jobbra: a CERN LHC/ALICE kísérlet detektorának belseje és MWPC-fala.

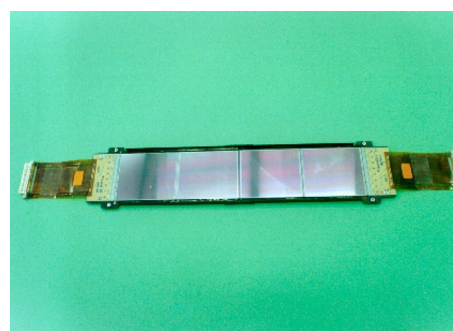
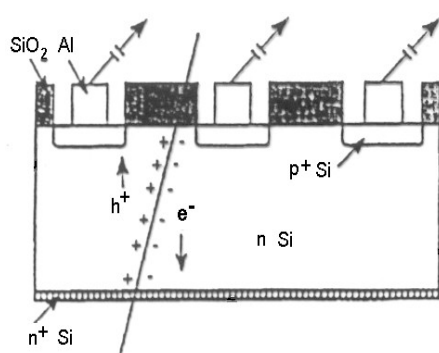
Az *idővetítős kamra* (time projection chamber, TPC) a sokszálas- és a driftdetektort egyesíti. Az ütközőnyalábos gyorsítócsövet körülveszi egy henger, melyben tengelyirányú elektromos és mágneses tér mozgatja az áthaladó részecske által létrehozott töltéscsomagot. Ez az elektromos tér hatására a katódok felé mozog, ahol sokszálas kamrák mérik a sugárirányú koordinátát. Tengelyirányban a kölcsönhatás helye a drift idejéből határozható meg. A mágneses tér csavarvonalú mozgásra, hosszabb útra kényszeríti a töltéseket a katód irányába. A TPC elvi felépítése és gyakorlati kivitelezése látható a 23.14. rajzon és képeken. A buborékkamrák szerepét újabban az idővetítős kamrák veszik át.

A *szcintillációs kaloriméterekben* az érzékelő anyag sok szegmensre van felosztva, mindegyiket fotoelektronsokszorozó figyel. Ezek jeleinek korrelációjából állapítható meg a koordináta. Nagy sűrűsége és vastagsága miatt a gyors, kevésbé ionizáló részecskék is elég energiát veszítenek ahhoz, hogy a nyomvonalukat követni lehessen. Anyaguk: főleg PbWO_4 , BGO (bizmutgermánát, plasztik). A felépítéstől, anyagtól függően az ilyen rendszereket elektromágneses kaloriméterként használják, ha ionizációs és sugárzási jellegű a veszteség a primer folyamatban a leptonokra, fotonokra. Ha a magerők révén történik a kölcsönhatás és az energiavesztés, akkor hadron kaloriméterként működik a komplex detektor, aminek anyaga vastag fém (Cu, Fe).

Nagyon pontos helymeghatározást tesznek lehetővé a *Si mikrocsík detektorok* (Silicon microstrip detector). A $\sim 10 \text{ cm}^2$ felületű, 0,3 mm vastag szilícium lapkákon 0,025 – 0,050 mm-enkénti integrálással félvezető detektorsort (csíkokat) alakítanak ki Al elektródákkal, amint azt a 23.15. ábra mutatja. A két oldalon egymásra merőlegesek a csíkok, hogy két koordinátát lehessen mérni egy lapkával. Ilyenekből több réteget képeznek 0,5 – 1 m hosszan a céltárgy körül. A vékony Si-ban kevés energiát veszítenek a részecskék, ami azért arra elég, hogy nagyon pontos kiindulási hely (vertex) meghatározást tegyenek lehetővé. Az egyes

rétegeken áthaladva és elbomolva megállapítható a részecskék élettartama is. A [Melléklet](#) az SMD-ről mutat képeket, rajzokat.

A félvezető *mátrix* vagy *pixel detektorok* kétdimenziós nagy pontosságú helymeghatározást végeznek. Az egyik megoldás a CCD (=Charge Coupled Devices), amely a pixelekben keletkezett töltéseket a töltéscsatolás elvén olvassa ki. Ennek lényege, hogy a kialakult látens töltéskép a pixelekben rögzítődött a „felvétel” során alkalmazott potenciál eloszlás segítségével. Ezt meg lehet úgy változtatni, hogy pl. a „jobb oldali” első elemből „kicsorgatjuk” a töltést egy kondenzátorba és megmérjük, digitalizáljuk, elraktározzuk. Ezután úgy változtatjuk meg a potenciáeloszlást, hogy a most már üres pixelbe a tőle egyvel „balra” levőben gyűjtött töltéseket „átemeljük”, majd egyet léptetve kivisszük megmérni. Mindegyik pixel tartalma a sorban így egyvel jobbra kerül, majd következik a második sor. ... Több millió pixeles rendszer csak ezzel a soros léptetéssel olvasható ki, még ha az lassabb is a nehezen behuzalozható párhuzamosnál. Hasonló mátrixdetektor, de már CMOS technológiájú aktív pixel szenzor működik a videokamerákban, illetve ilyeneket használ ma a nagyenergiájú fizika. Ennek demonstrálása látható a [Melléklet](#)ben és leírása a [CMS](#)-detektornál.



23.15. ábrásor. Si-mikrovertex detektor, SMD

Működési elv, nagyított részlet (jelzett hossz 0,01mm) és szerelt egység (CERN/[CMS](#))

A nagyenergiájú fizikában alkalmazott elektronikus nukleáris képalkotás lehetővé teszi az orvosi diagnosztika továbbfejlesztését is. A sugárzások direkt észlelésére alkalmas, nagyfelületű pixeldetektorok kifejlesztés alatt állnak (valódi digitális röntgenkép). A hagyományosan megjelenített árnyképek fluoreszkáló ernyőről történő digitalizálását már kifejlesztették és széleskörűen alkalmazzák.

5. Detektorrendszerek, kalorimetria

A részecskefizikában a keletkező nagyenergiájú, esetleg alacsony ionizálóképességű részecskék teljes energiájának meghatározásához nagy mennyiségű anyag szükséges. A termodinamikából átvett *kaloriméter* eszköz név jól kifejezi a feladatot. Emellett a mágneses térben befutott pályát és a bomlási folyamatokat is rögzíteni kell. Egy nagy kísérletnél (CERN LHC) több hatalmas berendezés épül, amelyek más-más részecsketípussal kapcsolatos adatgyűjtésre vannak optimalizálva adott tudományos feladat megoldásához..

a) Sokelemű berendezések

A félvezető detektorok helyzetmeghatározási pontossága $\sim 0,005$ mm, a többieké 0,05 – 0,2 mm. A nagy pontosság a részecskenyomok kiindulási helyzetéhez elengedhetetlen. Nagy távolságban, a kalorimétereknél, műon detektoroknál már nagyobb bizonytalanság is elviselhető a szükséges iránypontosság elérésére.

A *homogén kaloriméter* saját anyagában képes a részecskék teljes energiáját meghatározni. Az elektronok, fotonok a szcintillációs kristályokban teljesen leadják energiájukat: ez az elektromágneses (EM) kaloriméter. Az *inhomogén kaloriméter*, mintavevős rendszer a detektoranyagon kívül más abszorbenst is felhasznál. Ilyen pl. a hadronkaloriméter.

A müonokat nehéz teljesen lefékezni, ezért a pálya egy részéből határozzák meg a teljes energiát. A sokszálas- és drift-kamrákból olyan geometriájú, nagy térfogatú rendszereket állítanak össze, hogy minden irányt meghatározhassanak és a részecskék lehetséges térszögeit lefedjék. Nemcsak a korábban megismert, 23.13 ábra szerinti közös elektróda elrendezést alkalmazzák, hanem a jobboldali alsó képen látható különálló, téglalapkereszt-metszetű „csöveket” is, amelyekkel jobb fedettséget, rugalmasabb elhelyezést tudnak elérni. Gáztöltéssel a teljes energiát nem képesek megmérni. Külön, külső abszorbens fékezi a részecskéket, a kamrák csak a megváltozott impulzust és energiát határozzák meg. A fékező rétegek gyakran a mágnes vaskeretének lemezei.

b) CERN, LHC/CMS

A CERN-ben nemzetközi összefogással felépített Nagy Hadron Ütköztető (Large Hadron Collider, LHC) mellé telepített CMS (Compact Muon Solenoid) példáján érdemes bemutatni a nagyenergiájú fizika komplex detektorrendszereit. A kísérlet $p + p$ ütközésekkel, továbbá $Pb + Pb$ ionok találkozásánál keresi a Higgs-bozon(oka)t, a szuperszimmetrikus részecskéket, a létrejövő hatalmas energiával modellezi a Bing Bang utáni $\sim 10^{-6}$ s körüli állapotokat. Nagyon sok folyamatban rengeteg olyan részecske keletkezik és bomlik el, amelyek lényegében zavaró háttérként viselkednek (és a Nobel-díjat már kiosztották értük). Ezek között kell megtalálni az új fizikát jelentő jellegzetes bomlásokat („szignaturákat”), amelyekhez a „jel/zaj” arány az általunk várt részecskékre $1:10^{13}$ értéket is alulmúlhatja.

A korábbiakban megismert pályameghatározó észlelőrendszereknek az adott feladatra optimalizált, korszerűsített változatai és új tervezésű berendezések kerültek beépítésre a CMS-detektorba (valamint a többi berendezésbe). Ezek részleteit külön [Melléklet](#)-ben foglaljuk össze. Az alábbiakban csak a felépítést ismertetjük és hivatkozunk a [CERN](#) honlapján található ismeretekre. A rendszer felépítése és néhány jellemző adat a 23.15. vázlaton található, amihez még hozzátehetjük a következőket:

- a mágneses indukció tere belül 4 T ($I_m=20$ kA), kívül -2T (ellentétes irányú);
- a mérőcsatornák száma összesen 78,2 millió:
 - pixel 66; Si-mikrocsík 11,4; EM kaloriméter kristály 0,076;
 - gáz mikrocsík 0,137; hadron-kaloriméter 0,01; müon kamra 0,576

(Az LHC ütközőnyalábjainak jellemzői a 25.§-ban találhatók.)

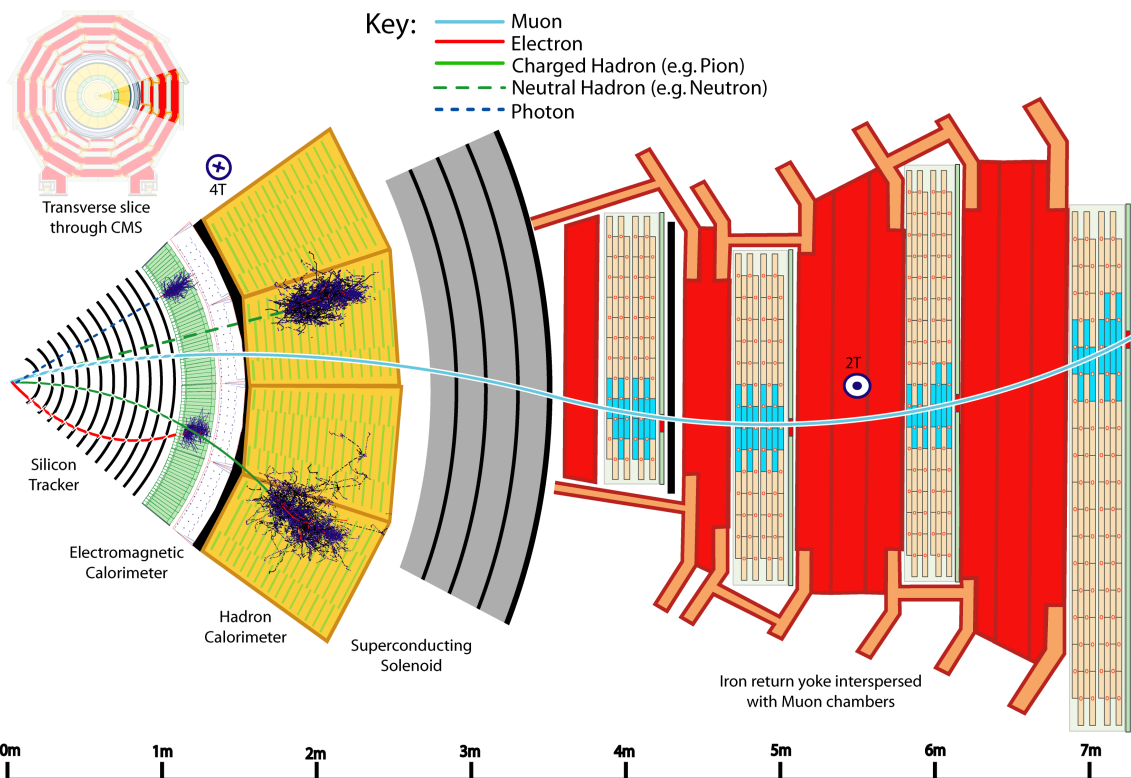
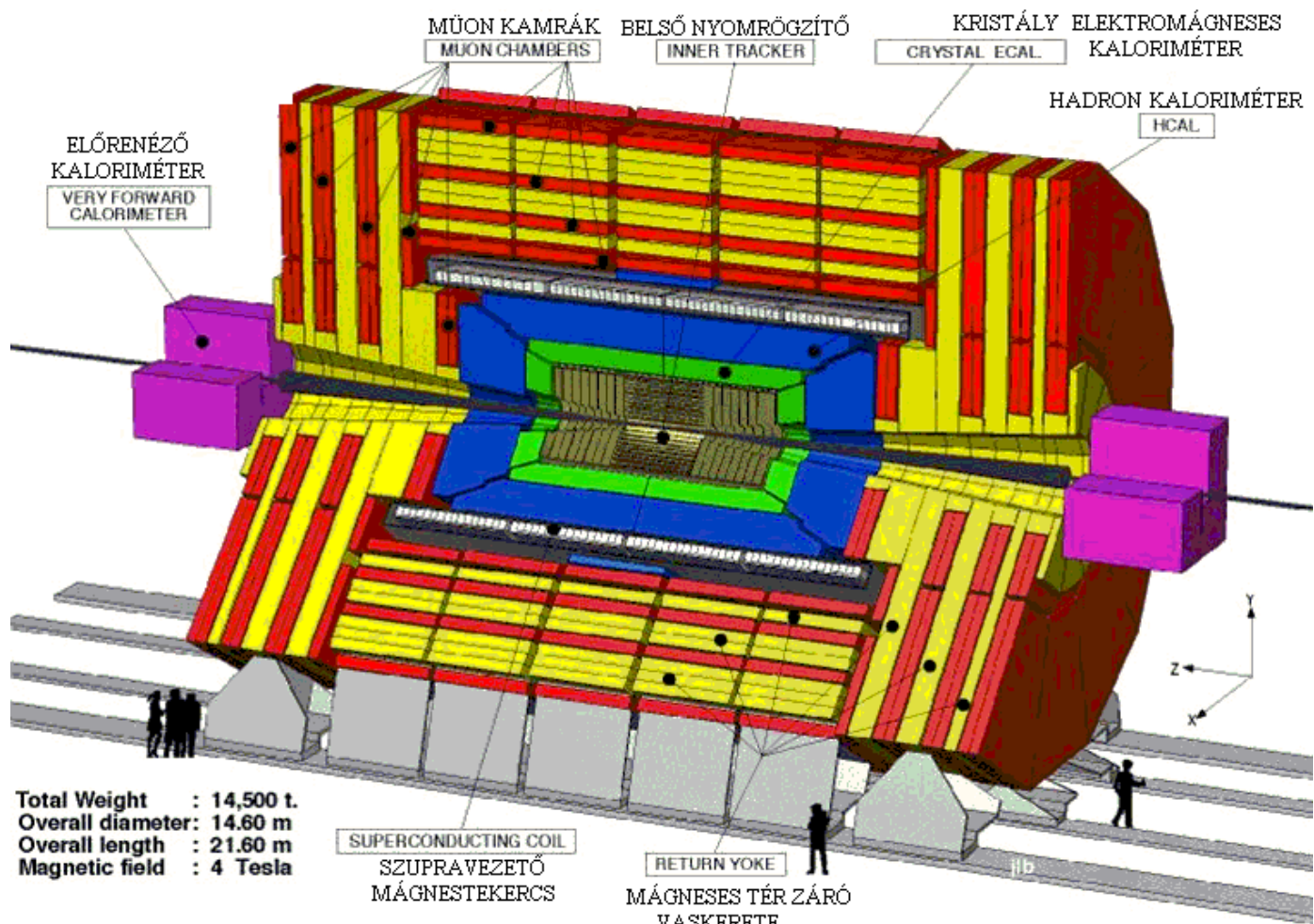
A 23.16. ábrák alapján a főbb egységek alábbi rövid összefoglalóját adjuk az alábbiakban. Az ábra alsó sémája értelmezi a detektorok szerepét. Kiegészítő adatok, rajzok és fényképek a [CMS-melléklet](#)-ben találhatók.

Belső nyomrögzítő, Inner Tracker

Kis energiájú, illetve az olyan gyorsan bomló részecskék érzékelését végzi, amelyeket más detektorrendszer már nem lát. Si-pixel- és csík érzékelőkből áll. A gyorsítócsőhöz legközelebbi térben helyezkedik el. A sok réteg lehetővé teszi az élettartam meghatározását, a fajlagos energiaveszteség méréséből pedig a részecskeazonosítást. A helyszerinti feloldás $\sim 0,01$ mm.

Elektromágneses kaloriméter, CRYSTAL ECAL

Két részből áll, hogy teljes lefedést biztosítson: hordó (barrel) és végdugó (end cap). Zápor típusú: a keltett összes elsődleges és másodlagos részecske bentmarad a térfogatban. Homogén: a becsapódó fotonok, elektronok „majdnem mindenhol” közvetlenül a kristály anyagában fékeződnek le. A végdugónál Pb-konvertert is alkalmaznak: magas rendszáma folytán a fotonok nagy hatásfokkal keltenek elektronokat. Összesen 75848 $PbWO_4$ szcintillátor-kristályt építettek be.



23.16. ábra. A CERN/LHC gyorsítójára telepített Compact Muon Solenoid detektorrendszer
Felül: a CMS felépítése. Alul: működési elv különböző részecskék észlelésére.

Hadron kaloriméter, HCAL

Protonok, neutronok, pionok, kaonok teljes energiájának mérését végzi. Tökéletesen zárt, inhomogén, mintavevős detektorrendszer. Helyfeloldása nem jó, de „kiszökés nélkül” méri a hadronok energiáját. Az EM–kalorimétert veszi körül.

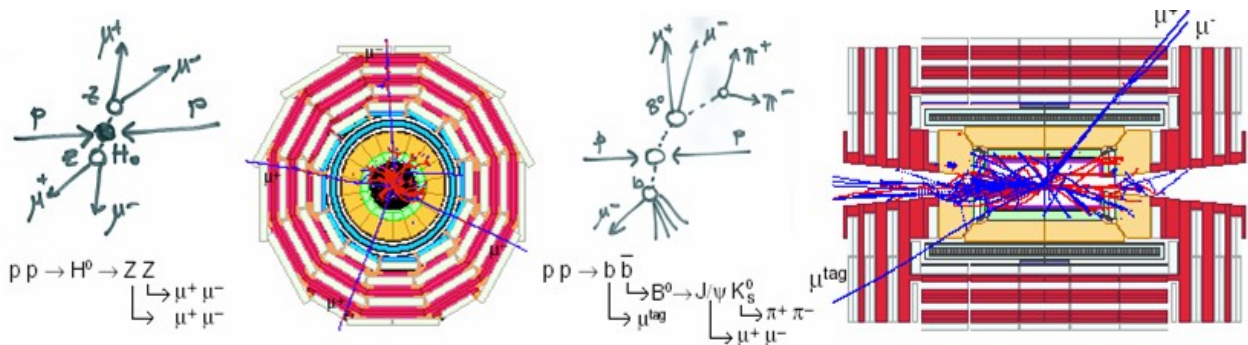
A hordó (barrel) terében Cu-abszorbens lemezek fékezik a hadronokat. Köztük plasztik szcintillátor van, amiből fényvezető szálak viszik a leadott energiával arányos fotonmennyiséget a detektorokhoz. Az „előrenéző” (Very Forward) kaloriméterben ékalakú acél tömbök vannak, amelyeket szcintillációs fényvezető szálak szőnek át és hozzák ki belőle a fényt.

A kaloriméterekben a különleges feladatokhoz újfajta fénydetektorokat használtak, illetve fejlesztettek ki, amelyek egy része egyúttal nagy sugártűrő képességgel is rendelkezik, és a mágneses teret is jól tűri. Ilyenek: lavina fotodióda, vákuum fototrióda, hibrid fotodióda.

Müon detektor

A legsokoldalúbb berendezés a különleges feladatok miatt. Nagy energiájú müonok impulzusát méri a CMS-ben a részecskék mágnes térbeli pályájának helyzetérzékeny detektorok segítségével történő elektronikus megjelenítése alapján. Az egyes detektorok a hordórészben a mágnes vaslemezei között helyezkednek el és a végdugókban. A „hagyományos” drift-csövek mellett katódcsík kamrák (CSC) és ellenálláslap-kamrák (RPC) kerültek alkalmazásra. Az előbbi is pontos helyzetmérésre való olyan helyeken, ahol a driftkamrák nem férnek el (a végdugóban). Az utóbbit pedig gyors időzítésre használják.

A rendkívül komplex detektorrendszer kutatási feladatai közül kettőre mutatunk példát, amelyeket az ütköztető mellé telepített többi laboratórium is vizsgál egyidejűleg. Az egyik az elemi részecskék tömeget adó Higgs-tér (illetve a bozonjának) megtalálása. Ha létezik, a CMS-nél több folyamatban is lehet majd látni. A szimulációk szerint az elektronikus képeken a 23.17. ábra jelenik majd meg az esemény-rekonstrukciót követően. Pillanatnyilag még várni kell rá ...



23.17. ábra. A Higgs-bozon megtalálásának folyamatai és a várható eseményrajzolatok

A másik program Pb+Pb ütközésekkel létrehozni a kvark–gluon plazmát az USA-beli RHIC-gyorsítón végzett kísérletekhez hasonlóan, de jóval nagyobb energián. Ez 2010. november végén sikerült is és az amerikai mérésekhez hasonló eredmények születtek. Mindkét kutatás részletei a 17.§ 3d fejezetében találhatók.

6. Dozimetria

A sugárzások az anyagban lefékeződve annak energiát adnak át. Ennek hatására fizikai, kémiai, biológiai átalakulások következnek be. A sejtek, szövetek kisebb-nagyobb mértékben károsodnak, idővel részben regenerálódnak. A radioaktív anyagok diagnosztikai, terápiás, ipari, tudományos elterjedésével a lakosság jelentős részét éri a háttérrel felüli mennyiségben az ionizáló sugárzások. A hatásokat a sugárbiológia tanulmányozza.

Az ellenőrzés és az esetleg szükséges beavatkozás alapfeltétele a sugárzás „mennyiségének” mérése. A nukleáris bombák kísérleti robbantásai és a csernobili atomreaktor balesete óta a reális veszélyek felmérése, a felesleges társadalmi félelem leküzdése elengedhetetlen. A társadalmi-gazdasági fejlődés nem engedheti meg az atomenergia felhasználásának beszüntetését, az életmentő terápiás és diagnosztikai beavatkozások eltörlését, az egyéb nukleáris technológiai eljárások leépítését.

a) A sugárzások mennyiségi jellemzése

Az A aktivitású nuklid g (≤ 1) részarányú sugárzásának pontforrásától r távolságban az egységnyi felületen időegység alatt áthaladó részecskék száma a *fluxus* (áramsűrűség):

$$\Phi = A \cdot g / (4r^2\pi) \quad [s^{-1} \cdot m^{-2} = Bq/m^2] \quad (23.21)$$

Adott t idő alatt a felületen áthaladt részecskék mennyisége a *fluens*: $F = \Phi t$ [$1/m^2$]. Az *energiaáramsűrűség* (*energiafluxus*) monoenergetikus E energiájú sugárzásra:

$$E \cdot \Phi \quad [MeV \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad \Psi = \quad (23.22)$$

A sugárzásnak ionizáció formájában az M tömegű testben leadott átlagos E energiája, illetve P teljesítménye a D_a *abszorbeált* vagy *elnyelt dózis*, illetve *dózisteljesítmény*:

$$D_a = E/M \quad [J/kg = 1 \text{ Gy (gray)}]; \quad d(D_a)/dt = P/M \quad [W/kg = 1 \text{ Gy/s}] \quad (23.23)$$

(Régi egységben: 1 rad = 0,01 Gy.) A *lineáris energia transzfer* az elnyelő anyagban egységnyi úton a közvetlenül ionizáló részecskék által leadott energia vízre vonatkoztatva:

$$LET = dE/dX \quad [keV/mikron], \quad (23.24)$$

A *közült dózis* az előzőekhez hasonlóan „tisztá” fizikai mennyiség, független a biológiától: az anyag térfogatelemében az első ütközéssel felszabadított összes töltött részecske kinetikus energiája tömegegységre vonatkoztatva: Kinetic energy Released in Matter, *KERMA*

$$D_{KERMA} = E_0^{töltött} / M \quad [Gy]. \quad (23.25)$$

$D_{KERMA} = D_a$: ha a szekunder részecskék hatótávolsága kisebb a test méreteinél, az energia teljesen bentmarad a térfogatban.

A biológiai hatásosság szempontjából a részecskék fajtájuk és energiájuk szerint különböznek. Ezt veszi figyelembe a minőségi tényező, a Q *kvalitásfaktor*. A hatásos dózis a *dózisegyenérték* vagy *ekvivalens dózis*:

$$D_{ekv} = D_a \cdot Q \quad [(ekv)J/kg = 1 \text{ Sv (sievert)}]; \quad d(D_{ekv})/dt = P \cdot Q/M \quad [1 \text{ Sv/s}] \quad (23.26a)$$

(Régi egységben: 1 rem = 0,01 Sv.) 1 Sv az az ekvivalens dózis, amelynek emberre ugyanolyan biológiai hatása van, mint 1 Gy elnyelt dózist létesítő röntgensugárzásnak. A 23.2 táblázat a különböző részecskék fizikai jellemzőit és a Q -tényezőt adja meg néhány gyakrabban előforduló sugárzásra. Újabban a sugárzás súlytényezőjét, w_R -t használják, amely a szervek szempontját is figyelembeveszi valamelyest, tehát nem kapcsolódik közvetlenül a LET-hez. Az energiaintervallumok és részecskék szerinti beosztás kicsit más mint Q -nál, az értékek nem lényegesen térnek el Q -tól. A 23.2. táblázat utolsó sorában összehasonlítás

céjából fel vannak tüntetve. Vagyis a fizikailag viszonylag tiszta (23.24) definíció helyett az *egyenérték dózist* használják:

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{TR} \quad [\text{Sv}], \quad (23.26b)$$

ahol D_{TR} : az átlagos elnyelt dózis az R-típusú sugárzásból a T szövetben, w_R az R-típusú (külső vagy belső) sugárzás súlytényezője.

23.3. Táblázat. Sugárzások fizikai jellemzői és biológiai hatásossága vízben

Sugárzások: Jellemzők	Rtg, γ	$e^+ e^-$ $E > 30$ keV	$e^+ e^-$ $E < 30$ keV	p $E \leq 10$ MeV	α - része- cskék	nehéz magok	n $E < 10$ keV	n 10– 100 keV	n 100– 2000 keV	n 2–20 MeV	n > 20 MeV
Ion/ μm	≤ 100	100	100– 200	650	1500	1500 – 5000	650	1500	5000		
LET, keV/ μm	$\leq 3,5$	3,5	3,5–7	23	53	53– 175	23	53	175		
Q	1	1	1,7	5	10	10– 20	5	10	20	10	5
w_R	1	10-20	5	5	20	20					

A szervek nem egyformán érzékenyek a sugárzásokra, ezért súlyozni kell az egyenérték dózist a relatív szerv-érzékenységgel az ember testét érő *effektív* (hatásos) *dózis* (Sv) kiszámításához:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T [\text{Sv}], \quad (23.27)$$

ahol w_T a 23.4. táblázatban megadott, 1-re normált *testszöveti súlytényező*.

23.4. Táblázat. Testszöveti súlytényezők

Szövet szerv	Ivar- mirigy	Vörös csont- velő	Vas- tag- bél	Tüdő	Gyo- mor	Hó- lyag	Emlő	Máj	Nyelő- cső	Pajzs- mirigy	Bőr	Csont fel- szín	Agy	Nyál- mi- rigy	Mar- adék
w_T	0,08	0,12	0,12	0,12	0,12	0,04	0,12	0,04	0,04	0,04	0,01	0,01	0,01	0,01	0,12

Maradék: mellékvese, a mellkason kívüli részek, vastagbél felső szakasz, vékonybél, vese, izom, hasnyálmirigy, lép, csecsemőmirigy, méh.

A *személyi egyenérték dózis* az a $H_p(d)$ érték [Sv], amely az emberi test meghatározott pontján a lágyszövet d mélységében fellép. Nagy áthatolóképeségű sugárzásokra a (23.27) effektív dózis számításához $d = 10$ mm-t vesznek. A bőr, kéz és láb egyenérték dózisánál $d = 0,07$ mm mélységgel számolnak. A szem esetében ugyancsak $d = 0,07$ mm, de különleges esetekben $d = 3$ mm választással élnek.

b) A dózis meghatározása

(i) Mérés

A korábban ismertetett nukleáris detektorokkal a dózisteljesítményt és dózist lehet meghatározni (23.82 fejezet). Főleg [gáztöltésű](#) és [szcintillációs](#) eszközöket használnak.

Az ionizációval keltett abszolút töltésmennyiséget mérő műszerek adatai átszámíthatók a különféle dózisértékekre a részecske adatai alapján. *Ionizációs kamrákkal* a töltés-

menyiség közvetlenül meghatározható. A többi detektor válaszjeleit hitelesíteni kell. Vannak ionizációs kamra személyi doziméterek is. A *Q-faktort*, illetve w_R tényezőt szövetekvivalens falú ionizációs kamrával állapítják meg. Emberi testet utánczó vizes fantomot használnak bonyolult sugárterek mérésére.

A [fotoemulzió](#) fotoemulzió integrális doziméter: adott idő alatt elszenvedett dózist jelez feketedéssel. Különböző abszorbensekkel takarva a filmet, az egyes sugárzási fajtáktól eredő dózisok külön is meghatározhatók (β , γ , n). A [szilárdtest-nyomdetektort](#) is gyakran alkalmazzák, főleg űrhajósok esetében. Konverterrel ellátva személyi neutron-dozimetria is végezhető. Mindkét módszer alkalmas a dózis térbeli eloszlásának feltérképezésére, de kényelmetlenséget okozhat a mérés és kiértékelés időbeli elválása

Hitelesített *G–M* cső az alapdetektora a hordozható α -, β - és γ -dozimétereknek, valamint dózisteljesítmény mérőknek. Neutrondoziméterként gyakran alkalmaznak [LiJ\(Eu\)](#) szcintillációs számlálót műanyag lassító közeggel burkolva a spektrum lágyítása, formálása miatt.

A termolumineszcens dózismérők (TLD) kristály(por) anyagában az ionizáló sugárzás hatására közvetlenül és/vagy közvetve léterjövő gerjesztett állapotok hosszú ideig (akár évekig) megmaradnak. Kis energia közlés segíti a csapdába esett elektronokat olyan nívókra kerüléshez, ahonnan már le tudnak gerjesztődni. Hőközléssel ez elérhető: kifűtési görbe felvételével a fényintenzitás karakterisztikája meghatározható, amiből a dózisa lehet következtetni. A kis helyigényű, többször felhasználható anyagok egy része csak a gamma-fotonokra, más része pedig a gamma- és neutron sugárzásra együtt érzékeny. Így a két tér dózisa külön is meghatározható.

A dózismérők széles energiatartományt egyetlen hitelesítéssel általában nem tudnak átfogni, ezért különböző korrekciós függvényeket kell használni, illetve méretet vagy típust kell váltani. Ugyanez igaz a részecskefajtákra is, amelyek között a legtöbbször abszorpció segítségével lehet különbséget tenni egyetlen detektor esetén.

(ii) Számítás

Ismert A [GBq] aktivitású pontforrás egyik E_γ energiájú gamma-sugárzásának *dózisteljesítménye* r [m] távolságban:

$$D_\gamma/t = K_\gamma \cdot A/r^2 \quad [\mu\text{Gy/h}], \quad (23.28)$$

ahol K_γ a dózisállandó [$\mu\text{Gy/h}/(\text{GBq/m}^2)$] (már tartalmazza azt a 4π szorzót, amely a fluxus 23.21 definíciójánál a gömb felületének kiszámítása folytán megjelenik.)

$K_\gamma = f(E_\gamma)$, értékét táblázatok közlik, amelyek figyelembe veszik a többfajta gamma-sugárzásból eredő dózist. Meghatározható továbbá az irodalomban gyakran hivatkozott tömegabszorpciós táblázatok, energiafüggést ábrázoló, az egységnyi gamma-fluxus által leadott dózisteljesítményt mutató görbék alapján is. Néhány adat példaként:

^{137}Cs ($T_{1/2}=30,07$ év)	661,67 keV	$K_\gamma = 79,9$ ($\mu\text{Gy/h}/(\text{GBq/m}^2)$)
^{60}Co ($T_{1/2}= 5,217$ év)	1173,25 és 1332,51 keV	$K_\gamma = 305$
$^{99\text{m}}\text{Tc}$ ($T_{1/2}= 6$ h) IT	142,68 keV	$K_\gamma = 17,2$

(Az utóbbi izotópot főleg nukleáris diagnosztikai célra használják.)

c) Sugárvédelem

Az embert *külső* és *belső sugárterhelés* éri. Ezek egy része a természetes háttértől származik, aminek 85 %-át az urán, tórium, kálium és a többi elem radioaktív izotópja adja, 15%-át pedig a kozmikus sugárzás Föld felszínére (tengerszint magasságra) érkező komponenseinek köszönhetjük. A bomlási sorokból eredő radon belélegezve belső sugárterhelést is jelent.

A *külső forrásokból* a nagy áthatolóképeségű γ - és neutron sugárzások veszélyesek. (A β -részecskék a bőrön nem jutnak át az abszorpció miatt, az α -sugárzás is abszorbeálódik a felső rétegekben.) Az abszorpciós törvény (23.8) alkalmazásával lehet megtervezni a γ -sugárzás elleni védelmet. Lényeges, hogy a Compton-szórásból eredő fotonok *dóziszövelő* hatása („build-up”) beszámításra kerüljön. A neutronok elleni árnyékolásnál pedig nem lehet figyelmen kívül hagyni a rugalmatlan szórástól és az (n,γ) reakciókból eredő γ -hátteret.

A *belső sugárterhelés* a szervezetbe bejutó radioaktív anyagoktól és a testünkben jelenlevő természetes forrásoktól ered. Itt már jelentős szerepe van az α - és β -sugárzásnak is. Az *inkorporációt* a belélegzéssel és a táplálékkal bekerülő szennyezések okozzák. Az ezekből eredő dózisterhelés becslésénél figyelembe kell venni a radioaktív anyag mennyiségének csökkenési mechanizmusait: *fizikai* lebomlás, *biológiai-fiziológiai* kiürülés. Jó közelítéssel ez utóbbi is exponenciálisan csökkenti (5.2a képlet) a szervezet radioaktivitását egy $T_{1/2}(\text{eff})$ hatásos felezési idővel. Fizikai alapja a $\lambda(\text{eff})$ bomlásállandóval kifejezhető „kiürülési” sebesség feltételezhetősége:

$$\lambda(\text{eff}) = \lambda(\text{fiz}) + \lambda(\text{biol}) \quad \text{azaz} \quad 1/T_{1/2}(\text{eff}) = 1/T_{1/2}(\text{fiz}) + 1/T_{1/2}(\text{biol}) \quad (23.29)$$

A biológiai-fiziológiai kiürülést lehet gyorsítani vegyi anyagok (gyógyszerek) adagolásával.

A testünket felépítő atommagok egy része radioaktív. Így saját aktivitásunk is van: ^{14}C : 3000 Bq, ^3H : 10 Bq, ^{87}Rb : 100 Bq, ^{40}K : 5500 Bq, összesen 8610 Bq. Ez évi $\sim 0,2$ mSv effektív dózissal felel meg.

Az embert érő, területenként változó (természetes radioaktív anyagok és kozmikus) háttérsugárzásból eredő terhelés Magyarországon 2-3 mSv évente a lakóhelytől függően. Az ezen felül elszennvedhető *megengedhető effektív dózisok* a 23.4. Táblázatban vannak felsorolva.

23.4. Táblázat. Dóziskorlátok az együttes külső és belső sugárterhelésre

Dózistípus	Dóziskorlát		
	<i>Foglalkozási</i> korlát	<i>Tanulók,</i> <i>gyakornokok</i> 16-18 év között	<i>Lakossági</i> korlát
<i>Effektív dózis</i>	20 mSv/év 5 évre átlagolva, de egyetlen naptári évben sem több mint 50 mSv.	6 mSv/év	1 mSv/év Ennél nagyobb dózis csak akkor engedhető meg, ha 5 év alatt az éves átlag nem haladja meg az 1 mSv-et.
<i>Egyenérték dózis</i>			
- szemlencsére	150 mSv/év	50 mSv/év	15 mSv/év
- bőrre bármely 1 cm ² -re átlagolva	500 mSv/év	150 mSv/év	50 mSv/év
- kézre, lábra	500 mSv/év	150 mSv/év	--

A lakossági 1 mSv-es korlátba a nukleáris orvoslás során kapott effektív dózis *nem* számít bele. Egy röntgenvizsgálat $\sim 0,2$ mSv dózist jelenthet ...

24.§ Nagyenergiájú részecskék előállítása

Az atommag- és részecskefizikai kutatások, alkalmazások egy jelentős részéhez nagyenergiájú lövedékekre van szükség. A „nagy” érték a T abszolúthőmérsékleten a részecskék hőmozgásából eredő eloszlás kT átlagértékéhez, illetve a létrehozandó folyamat küszöbenergiájához vagy a Coulomb-gáthoz viszonyítható ($k = 8,617382 \cdot 10^{-5}$ eV/K). A Nap belsejében uralkodó $T = 13\,600\,000$ K hőmérsékletből eredő átlagos mozgási energia $\sim 1,172$ keV, aminek a sokszorosa még elég nagy valószínűséggel van jelen a plazmában. Végülis az (1.15) képlet szerinti reakciósebesség nagy ütközőpartner-szám esetén kis hatáskeresztmetszetenél is észrevehető magreakciót kelt – legalábbis a jól működő Nap példája ezt mutatja.

Nagyenergiájú részecskéket nemcsak gyorsítással nyerhetünk, hanem bomlásokból is. *Rutherford* klasszikus kísérlete és az utána következő néhány évtized MeV-es alfa-részecske lövedékei radioaktív magokból származtak. Az elv jól bevált, ma is alkalmazzák speciális nyalábok előállításánál: müonok, neutrínók, kaonok, ... Ezeknek az alapja végülis elektronok, protonok, alfa-részecskék és egyéb stabil részecskék elektromos mezőben való gyorsítása, majd ütköztetése.

1. Felépítés, működés

A forrásban keltett töltött részecskék az elektromos tér hatására felgyorsulnak. Pályájuk vákuumban halad, hogy más részecskékkel ne ütközzenek. Maximális sebességük elérése után a céltárgyba vagy egymásba ütközve hozzák létre a kívánt reakciókat.

a) A gyorsított részecskék jellemzői

Az m tömegű, nq töltésű (ionizáltságú) részecskék k -szor befutva az U potenciálkülönbséget a sztatikus elektromos mezőben, v sebességre gyorsulnak fel. Az E_{kin} kinetikus energia:

$$E_{\text{kin}} = m \cdot v^2 / 2 = (n \cdot q) \cdot (k \cdot U). \quad (24.1)$$

Itt k az U potenciál befutásának számát, n pedig az ion töltésszámát jelenti. A (24.1) képlet mutatja a gyorsítás módszereit: magas ionizáltságú nehézionokat sokszor érdemes átvinni egy kisebb feszültségű elektromos téren. A változó mágneses fluxus által keltett örvény elektromos tereknél az ugyancsak voltban mért „körfeszültséget” kell érteni az U mennyiségen, k pedig a töltött részecske által megtett „körök” számát jelenti a körintegrálban.

Relativisztikus sebességeknél $\beta = v/c$, $1/\gamma^2 = 1 - \beta^2$ jelöléssel a teljes energia, a mozgási energia és az impulzus az m_0 nyugalmi tömegű részecskére

$$E_{\text{tot}} = \gamma \cdot m_0 c^2 \quad E_{\text{kin}} = E_{\text{tot}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad p = \beta \cdot \gamma \cdot m_0 c. \quad (24.2)$$

A részecskefizikában az ütközéseket többnyire új részecskék keltésére használják. Álló céltárgynál a bevitt energia egy része a keletkezett részecskék mozgására fordítódik. Ütköztetés során az impulzusok és energiák:

$$p_1, \quad E_1^2 = m_{01}^2 c^4 + p_1^2 c^2 \quad \text{és} \quad p_2, \quad E_2^2 = m_{02}^2 c^4 + p_2^2 c^2$$

Lehet $c = 1$ választással élni: a tömeget pl. GeV-ben mérjük. Laboratóriumi koordinátarendszerben az álló céltárgy miatt $p_2 = 0$, az összegek $p = p_1$ és $E = E_1 + E_2$. Tömegközépponti rendszerben a teljes impulzus $p_0 = 0$ és a reakcióra fordítható energia E_0 . A két rendszer között az átszámítást az invariáns tömegén keresztül lehet elvégezni: $E_0^2 - p_0^2 = E^2 - p^2$. Szembe haladó partnereknél a $\mathbf{p}$ -vektorok ellentétes irányúak: p_1 és $-p_2$. E_0 -ra a végeredmények és számadatok, ha $m_1, m_2 \ll E_1, E_2$, illetve $E_1 = E_2$, $p_1 \cdot p_2 = p^2$ és például $p + p$ ütközésnél $m_1 = m_2 = 1$ GeV, valamint $p^2 \sim E^2$:

$$\text{Általánosan: } E_0^2 = m_{01}^2 + m_{02}^2 + 2 \cdot (E_1 \cdot E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)$$

$$\text{álló céltárgy: } s = E_0^2 = m_{01}^2 + m_{02}^2 + 2 \cdot E_1 \cdot m_{02} \quad E_0^2 \sim 2 \cdot E_1 \quad E_0 \sim (2 \cdot E_1)^{1/2}$$

$$\text{ütköző: } s = E_0^2 = m_{01}^2 + m_{02}^2 + 2 \cdot (E_1 \cdot E_2 + p_1 \cdot p_2) \quad E_0^2 \sim 4 \cdot E_1 \cdot E_2 \quad E_0 \sim 2 \cdot E_1 \quad (24.3)$$

és $E_0 = \sqrt{s}$ a tömegközépponti energia.

Vagyis pl. $E_1 = E_2 \sim 1000$ GeV-re ütköző nyalábnál $E_0 \sim 2000$ GeV, az energiák összeadódnak. Álló céltárgynál $E_0 \sim 44,7$ GeV, ami csupán 2,2 %-a az előbbiének. 100 GeV-es protonoknál még „jobb” lett volna az arány: 7,1%. Ezért választják a nehezebb technikát, a nyalábok ütköztetését. Gyakorlatilag két gázpamacs találkozik, melyek sűrűségét kell óriásira növelni és/vagy a találkozások gyakoriságát. Elektronoknál az álló céltárgy tisztán nem valósítható meg: „szilárd” halmazállapotban az elektronok atomokban vannak, és ütközésnél az atomon történő szórás mellett a fékezési sugárzás lesz az uralkodó jelenség. Természetesen részecske–antirészecske párokra, illetve aszimmetrikus rendszerekre (pl. $p^+ + e^-$) is alkalmazzák ezt az elvet. A (24.3) képletekkel meghatározott $\sqrt{s}$ tömegközépponti energia függvényében vizsgálják a folyamatok gerjesztési függvényeit.

A gyorsított, ütköztetett részecskék intenzitását, fluxusát az L *luminositással* (fényességgel) mérik, ami az 1.15 képletbeli fluxushoz hasonló. Az R reakciósebesség alakja most:

$$R = \sigma \cdot L \quad \text{és} \quad L = f \cdot n \cdot N_1 \cdot N_2 / A \quad (24.4)$$

Itt f a nyalábcsomagok keringési frekvenciája, n a csomagok száma, N_1 és N_2 az egyes csomagokban lévő részecskék mennyisége, A a nyalábkeresztmetszet területe találkozásnál. Ez utóbbit mikron nagyságrendűre próbálják leszorítani a Coulomb-taszítás ellenére.

A nyaláb impulzusával ϕ szöget bezáró irányt a *pszeudorapiditással* jellemzik:

$$\eta = -\ln(\tan(\phi/2)) \quad (24.5)$$

Az előre–hátraszórásban nagy a részecskék p impulzusa: $\phi \rightarrow 0^\circ$ és 180° esetén $L \rightarrow +\infty$ illetve $L \rightarrow -\infty$.

b) Részecskenyalábok előállítása

Töltött részecskék

Elektrongyorsításhoz izzókatódos vagy hidegemissziós forrást használnak. A pozitív nehéz töltött részecskék előállítása *ionforrásban* történik. Az eredetileg semleges gázok vagy gőzök elektronütköztetéssel ionizálódnak, amihez az előbbi elektronágyúk valamelyikét alkalmazzák, vagy gázkisülést hoznak létre, illetve nagyfrekvenciás teret használnak. Mágneses térrel az elektronok útját és ezzel az ütközések gyakoriságát meg lehet növelni. Negatív ionok keltése olyan atomi közegben történik, amelyben könnyen átadható az elektron a semleges atomnak (cézium gőzök). Lassú pozitív ionok ugyanilyen módon vagy fólián áthaladva elektront felvéve semlegesítődnek, majd áttöltődnek. A másodlagos folyamatok kisebb valószínűségűek, így az elektron- vagy pozitívion-források árama sokkal nagyobb.

Nehéz antirészecskék (hadronok) nagyenergiájú magreakciókban kelthetők. Pozitronforrásként nagyenergiájú fotonok párkeltési folyamatok szolgálnak. Ehhez nagyenergiájú elektronok fékezési sugárzását használják.

Az elsődleges ion- vagy elektronforrásban a részecskék energiaszórása elég nagy lehet az előállítás módjától függően. Ez nagy energiáknál nem okoz nehézséget.

Az ionokat, elektronokat elektromos és/vagy mágneses lencsékkel fókuszálják, vezetik, nyalábosítják. Különösen fontos ez a másodlagos folyamatokban keltett részecskékénél, amelyeknek szögeloszlását az adott reakció határozza meg. Nagy energiákon a bombázó részecske impulzusával közel megegyező irányban lépnek ki a termékek, de ekkor sem könnyű feladat a keletkezett nagyenergiájú, rendezetlen impulzusú részecskék nyalábosítása.

Izgalmas feladat az ultragyors, másodlagos forrásból származó töltött részecskék (antiprotonok pozitronok, müonok, ...) nyalábbá formálása orbitális gyorsítóknál, tárológyűrűkben. Ezt *nyalábhűtésnek* nevezik: csökken a nyaláb szabadsági fokainak száma. A radiális irányú impulzuskomponens csökkentésére több módszert alkalmaznak. Az egyikben a körpálya valamelyik részén megméri a radiális irányú összetevőt („pickup”) és az ennek csökkentéséhez szükséges jelet a szelő mentén átküldik a pálya azon részébe, ahol a korrekciós mágneseket elhelyezték. Mire odaérnek a részecskék, a megfelelő téreloszlást beállították („kicker”). Ez a stochasztikus hűtés. A másik eljárás során kisenergiájú

elektronokat ütköztetnek a rendetlen ionokkal radiális irányban, így csökkentve ezt a komponenst. Könnyű atomok ionjainak lézeres gerjesztése utáni fotonemisszió visszalökő hatásával lehet az irányt finoman hangolni.

Semleges részecskék

Magreakciókban és bomlásokban keletkező semleges részecskék a források. A megelőző lépés is lehet közvetett: bomló töltött részecskék nyalábosítása és utána gyorsítás, majd ütköztetés. Mivel a folyamatok kimeneti csatornája változatos lehet, ezért gondoskodni kell a nem kívánt részecskék távoltartásától. Pionokból előállított neutrínónyaláb ~200 m-es vasszűrőn való átrepülést követően használható.

Nagysebességű semleges atomokat gyorsított ionokból állítanak elő gázban, fémfóliában történő elektronfelvétellel vagy lefosztással (pl. atomhég–fizikai kutatásokhoz).

c) Gyorsítás formái

A részecskeforrás vagy a nagyfeszültségű elektródában helyezkedik el, vagy földpotenciálon. A gyorsító elektromos tér előállítása több módon történhet: egyenfeszültségű tápegységgel egy vagy több lépésben (egyenirányítás, elektrosztatikus feltöltés); váltakozó feszültséggel adott fázist kiválasztva vagy ciklikusan. Ez utóbbi gyorsítók szaggatott nyalábot, illetve részecskeimpulzusokat szolgáltatnak. Az előbbieket folytonos üzeműek, de az ionforrás pulzálásával vagy a gyorsított nyaláb szaggatásával impulzusüzemben is használhatók.

A teljes energiát több részletben veszi fel a részecske. A nagyfeszültséget általában egyenletes osztásban juttatják a gyorsító csőben elhelyezett, fémhengerből készült elektródákra, amelyek között lévő gyorsító téren áthaladva egyre nagyobb sebességre tesz szert a töltés. Nagyon nagy energiák elérése csak több gyorsító „sorbakötésével” oldható meg. Az „ionforrások” több esetben maguk is már nagyenergiájú gyorsító berendezések.

A gyorsított részecskék energiáját hitelesített ionizációs detektorral közvetlenül meg lehet mérni. Az alkalmazott nagyfeszültségből is kiszámítható az energia. Hitelesítés: magreakciók rezonanciáival, küszöbreakciókkal, nagyfeszültség „abszolút” mérésével, a részecskék energiájának hitelesítő etalonnal való összevetésével.

A gyorsítót jellemzi a maximálisan elérhető energia és annak stabilitása, pontossága, valamint a gyorsított részecskék árama.

A gyorsítók főbb típusai valamilyen (önkéntes) besorolás szerint:

- *pályageometria*: lineáris (kaskád, Van de Graaff, lineáris gyorsító)
orbitális (betatron, ciklotron, fazotron, szinkrotronok ...);
- *elektromos tér*: kvázistacionárius (kaskád, Van de Graaff, betatron)
ciklikus, rezonancia (lineáris, ciklotronok).

A körpályán mozgó részecskének centrifugális gyorsulása van. A töltésgyorsulás elektromágneses hullámot kelt egy θ kúpszögben. Ez az R [m] sugarú orbitális gyorsítóban ΔE [MeV] energiaveszteséget okoz az m_0 nyugalmi tömegű, E energiájú részecskének:

$$\Delta E = (4\pi/3) \cdot e^2 \cdot \beta^3 \cdot (E/m_0 c^2)^4 / R \sim 6,0343 \cdot 10^{-15} \cdot (E/m_0 c^2)^4 / R \quad (24.6)$$

Különösen jelentős ez az elektron esetében: $R = 1000$ m, $E = 10$ GeV esetén $\Delta E \sim 0,885$ MeV, de 20 GeV-nél már 14,16 MeV. Protonra a veszteség $\sim 10^{13}$ -szor kisebb. Szinkrotronban gyorsítva elektronokat rövid hullámhosszúságú (röntgen) fény keletkezik, melyet anyagvizsgálati célokra használnak (a szinkrotron sugárzás jellemzői a 24. § 3c fejezetben találhatók). Lineáris pályán való gyorsulásnál is van sugárzási veszteség, de ez elhanyagolható: a jövő nagy elektron–pozitron ütköztetői lineáris gyorsítók lesznek.

Egyéb elvek.

Közülük kettőt érdemes megemlíteni. A történeti érdekességű *kollektív* gyorsítás azon alapul, hogy egy elektron-felhőgyűrűbe protonokat zárnak be. A gyorsítás az elektron sebességével történik a protonokra is, viszont ezek nagyobb tömege miatt 1836-szoros nyereség lenne

elérhető. Az elektron relativisztikus tömegnövekedése folytán végülis csak ~50-szeres volt megvalósítható. Az instabilitások miatt a módszert nem használják.

Ígéretesebb viszont a *lézeres* gyorsítás. Az elektromágneses hullámban a teljesítménysűrűség [W/m^2] és az elektromos térerősség [V/m] közötti kapcsolatot leíró Poynting-vektor abszolútértéke alapján vákuumban ($\epsilon_r = 1$ és $\mu_r = 1$):

$$P = E \cdot H = (\epsilon_r/\mu_r)^{1/2} \cdot (\mu_0 \cdot c)^{-1} \cdot E^2 \sim 2,6544 \cdot 10^{-3} \cdot (\epsilon_r/\mu_r)^{1/2} \cdot E^2. \quad (24.7)$$

1 GW/m² teljesítménysűrűség $U = 11,92$ MV feszültséget ad méterenként optikai frekvencián! Ez a levegő 30 kV/cm-es elektromos átütési szilárdságának ~ 4-szerese. (UV-ben sugárzó excimer lézer fénye a levegőn egy lencse fókuszpontjában szikraátütést hoz létre!) Ennél sokkal nagyobb teljesítmények elérhetők már ma is. A közeljövő Extreme Light Infrastructure (ELI) EU-s programjának egyik kutatási iránya éppen ennek a lehetőségnek a vizsgálata. (Hazánk aktív résztvevője lesz más témában az ELI-nek Szeged telephellyel.)

d) Céltárgy (target)

A nyaláb a gyorsítás után rövidebb-hosszabb utat tesz meg, mielőtt a magreakciót létrehozná a céltárgyon. Az ionforrásból kilépő részecskék energia- és töltés inhomogenitása, továbbá a gyorsító elektromos terének változásai miatt a nyalábot mágneses és/vagy elektromos térben analizálva ki kell választani a kívánt fajlagos töltéssel és kis energiaszórással rendelkezőt. A kísérleti laboratóriumban több mérőhely van, amelyek között a nyalábot "kapcsolni", irányítani kell. A nyalábvezetés ionoptikai eszközöket igényel: elektromos- és mágneses dipól- és kvadrupól lencsék, illetve deflektorok.

A céltárgy általában vákuumban van a töltött-részecske- és az alacsonyenergiájú foton-detektorokkal együtt. A kísérleti körülményektől függően vékony vagy vastag targetet használnak szilárd-folyékony-gáz halmazállapotban. Az előbbi a bombázó és emittált töltött-részecskék energiájának csak elhanyagolható kiszélesedését okozza, viszont kicsi a reakciósebesség. Figyelembe kell venni, mennyi energia disszipálódik a céltárgyban: annak hőmérsékletét jelentősen megemelheti (olvadás, párolgás), ezért hűteni kell (víz, gáz, termoelektromos).

Folyékony és gázhalmazállapotú céltárgyak speciális targetkamrát igényelnek. A gyorsító vákuumterétől független rendszert alakítanak ki. Az ilyen anyagokat vékony fóliából készült ablakkal lehet leválasztani, ami a bombázóenergia csökkenését és szórásának megnövekedését eredményezi. Ablak nélküli elrendezésben vékony csövön át jut a nyaláb a céltárgyra, miközben külön szivattyú gondoskodik a vákuum fenntartásáról a nyalábcső többi részén.

A céltárgyak általában a nyalábcsőben helyezkednek el: *belső* targetként használhatók. Nagyenergiára gyorsított részecskék kivezethetők a fóliával lezárt vákuumkamrából elviselhető energieveresztéssel (és kiszélesedéssel), ha a céltárgy geometriája, anyaga (pl. élőlény) azt kívánja.

A gyorsított részecskék számát árammérővel határozzák meg. A kísérlet ideje alatti össztöltésből az ionállapot ismeretében mennyiségük kiszámítható.

2. Kvázistacionárius elektromos tér

Lineáris és körpályát egyaránt befuthatnak a részecskék. A gyorsítás sztatikus- vagy örvényelektromos térrel történik.

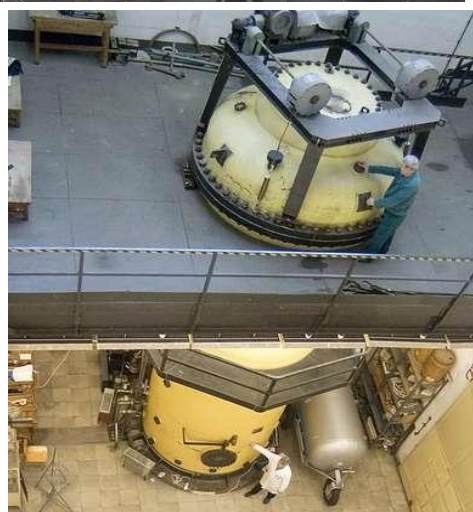
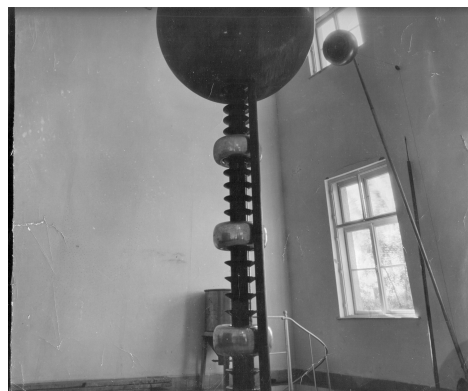
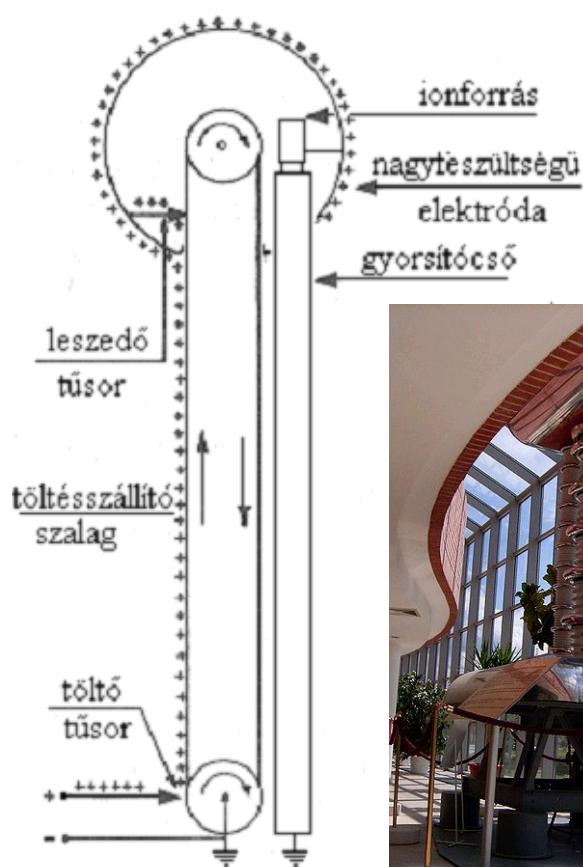
a) Van de Graaff gyorsító

A nagyfeszültséget a földdel együtt kondenzátort alkotó fémelektroda „sztatikus” feltöltésével állítják elő a 24.1. vázlat szerint. A töltéseket szigetelőből készült szalagra juttatják rá elektromos kisülésben kb. 60 kV-ra kapcsolt tüelektrodákat használva. Az egyenletes sebességgel mozgó szalag „viszi fel” a töltéseket az elektroda belsejébe, ahol azokat túsorral leszedik és innen jut a fém külső felületére. Belül található az ionforrás. A maximálisan elérhető gyorsítófeszültséget a fémfelületen kialakuló térerősség és a környező szigetelő átütési szilárdsága határozza meg. Száraz, tiszta levegőben ez az érték ~ 30 kV/cm. Ennél kisebb tér-

erősségeknél már kisülések indulnak meg, amelyek csökkentik a töltésmennyiséget és így a potenciálkülönbséget. Gömbelektrodára $U_{\max}(\text{MV}) \sim 3R(\text{m})$ legalább. Szabadtéri elektrodával ~ 2 MV-ot értek el [Debrecenben](#). Magyarországon az első gyorsítót 700 kV-os Van de Graaff generátor formájában *Simonyi Károly* és munkatársai helyezték üzembe 1948-ban a Soproni Egyetemen protonok gyorsítására (1952-ben a KFKI-ban 1 MV-os elektrongyorsítóra építették át).

Nagynyomású gázba helyezve az elektrodát és a töltő berendezést, 20 MV-ig lehetett felmenni egy fokozattal, különleges megoldásokat alkalmazva. Rutinszerűen 10 MV elérhető, ami protonra 10 MeV energiát jelent, α -részecskékre 20 MeV-et. Az MTA [Atommagkutató](#) Intézetben 1 és 5 MeV-es nyomás alatt működő Van de Graaff gyorsító épült. Hasonló generátor működik a Központi Fizikai Kutatóintézetben is.

Az energiát meg lehet kétszerezni a *tandem* Van de Graaff generátoroknál alkalmazott elv segítségével. A részecskék a gyorsítás első fázisában negatív töltésű ionokként gyorsulnak a pozitív elektróda felé. Ott áttöltődnek pozitívvá és továbbgyorsulva érik el a céltárgyat. Ez a megoldás kétszeres hosszúságú gyorsítócsövet alkalmaz („kétoldalas”). Az „összehajtogatott” (folded) Van de Graaff a „földről” indítja a negatív töltéseket, az áttöltés után ugyanabban a csőben érkezik meg a „földre” a kétszeres energiájú nyaláb, mágneses térrel ellentétes irányban vezetve. Két áttöltéssel megháromszorozható az energia.



24.1. ábra. Van de Graaff generátor működési elve és megvalósításai

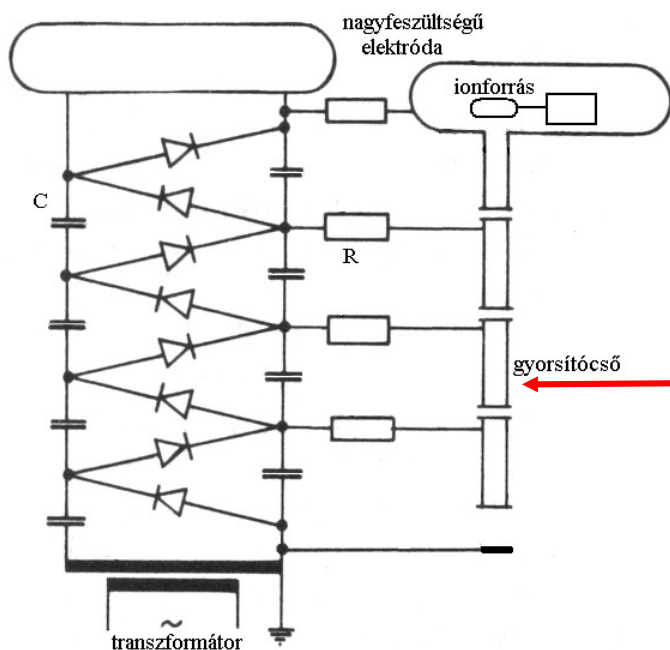
Bal oldal: a töltés felvitele és leszedése, általános elrendezés.

Középen: *Simonyi Károly* gyorsítója (rekonstruált forma az ELTE-n)

Jobb oldal: Debrecenben *Szalay Sándor* és munkatársai által épített gyorsítók.

Felül: szabadtéri függesztett elrendezés, 2 MV, KLTE Kísérleti Fizikai T.

Alul: nyomás-tartályban elhelyezve, 5 MV, MTA Atommagkutató Int.



24.2. ábra. A kaszkád generátor felépítése és megvalósítása

Jobb o.: Az MTA Atommagkutató Intézet 800 kV-os kaszkád gyorsítójának tápegysége

A sztatikus gyorsítók energiaszórása kicsi, szabályozhatósága nagyon jó. A részecskeáram viszont kicsi: $1 - 30 \mu\text{A}$. Speciális töltési technikát alkalmazva, kicsivel nagyobb energiaszórás mellett $\sim 150 \mu\text{A}$ -t értek $\sim 40 \text{ MeV}$ -es tandem rendszerekkel.

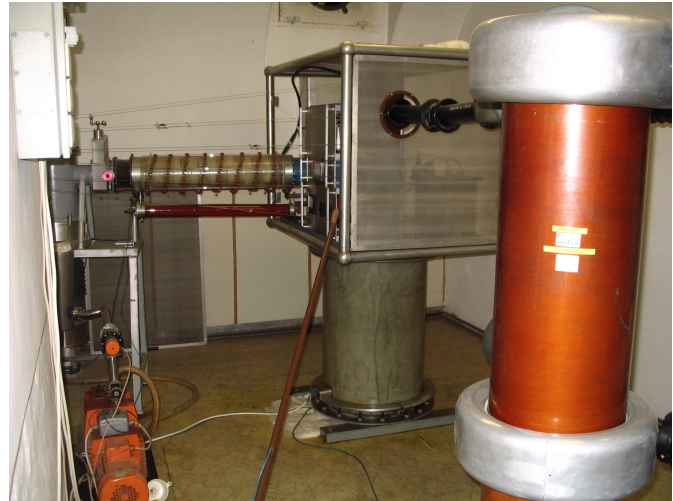
b) Kaszkád generátor, Cockcroft–Walton gyorsító

Két diódából és két kondenzátorból álló elemeket kapcsolnak transzformátor szekunder tekercsének két végére. A második kondenzátoron a váltóáram U_0 csúcsfeszültségének kétszerese jelenik meg egyenfeszültség formájában az egyenirányítás miatt. Ilyen egységeket sorbakacsolva a feszültség megsokszorozható: $U = n \cdot (2U_0)$. A kapcsolási elemeknek viszont csak $2U_0$ feszültséget kell elviselniük. Ez a tápegység nagyon terhelhető, így a gyorsított részecskék árama $0,01 - 1 \text{ A}$ is lehet. A maximálisan elérhető feszültség levegőben $\sim 2 \text{ MV}$. A nagyfeszültség szórását (a részecskeenergia elkentségét) az egyenirányítás „hullámossága” határozza meg. Ez függ az ionáramtól: nagy terhelés esetén nagyobb a hullámosság és csökken az elektródafeszültség is.

Sok formáját fejlesztették ki, amelyek stabilak, energiaszórásuk kicsi. A dinamitron típusú elrendezésben félkör alakú nagyfrekvenciás elektródák helyezkednek el a gyorsítócső körül, amelyeket kapacitív csatolással táplálnak. Nagynyomású tartályban stabil 5 MV feszültség és $\sim 100 \text{ mA}$ ionáram érhető el.

Egyszerűbb, a 24.3. fényképeken láthatóhoz hasonló, $\sim 10 \text{ mA}$ terhelhetőségű „házi” gyorsítók építhetők $100 - 200 \text{ kV}$ -os transzformátorokból készített tápegység és kétoldalas egyenirányítás alkalmazásával. $^2\text{H}^+$ és $^3\text{H}^+$ ionokat a $\text{D}+\text{d}$ illetve $\text{D}+\text{T}$ reakciókban felhasználva 3 MeV illetve 14 MeV körüli energiájú neutronokat szolgáltató ilyen forrást, „[neutrongenerátort](#)” sok helyen használnak alap- és alkalmazott kutatásokra. Hasonló eszközök a félvezetőgyártásban ionimplantálásra, neutronaktivációs analízisre alkalmasak. Repülési idő spektrometriához impulzusüzemben is működtethetők az ionforrás vagy a már gyorsított nyaláb nagyfrekvenciás modulálásával, szaggatásával.

Később aztán Budapesten (KFKI, ELTE) és Debrecenben (ATOMKI, KLTE) több ilyen berendezés épült neutrongenerátor, ionimplantáló berendezés, üzemi aktivációs analízis céljára.



24.3. fényképek. Egyszerű kisfeszültségű gyorsító.

Házi építésű „neutrongenerátor”, DE Kísérleti Fizikai T.

Bal o.: tápegység a transzformátorral, Se-egyenirányítóval, kondenzátorokkal és korlátozó ellenállásokkal.
Jobb o.: 200 kV-on lévő elektróda, belsejében ionforrás, amihez a hátul látható gyorsítócső csatlakozik.

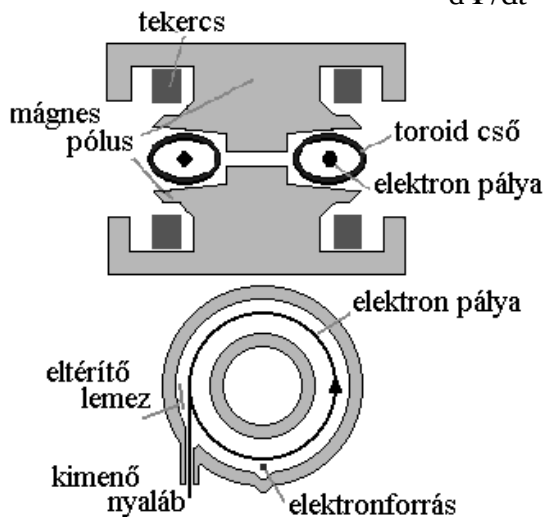
c) Betatron

Ciklikus (nem rezonancia), orbitális gyorsító elektronokra. *Faraday* indukciós törvénye szerint a fluxusváltozás elektromotoros erőt hoz létre, amelynek E (örvény) elektromos tereje gyorsítja a töltött részecskéket az R sugarú kör kerületén: $m\mathbf{a} = q\mathbf{E}$. Az állandó sugarú pályán az $\mathbf{F} = q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ Lorentz-erő tartja meg a q töltésű részecskéket a centrifugális erő ellenében. Pályára merőleges mágneses mezőben:

$$d\Phi/dt = -2R\pi \cdot E \quad m \cdot v^2/R = q \cdot v \cdot B \quad \rightarrow \quad q \cdot E = d(mv)/dt = (dB/dt) \cdot q \cdot R$$

és így a Wideröe-fluxuszabály

$$d\Phi/dt = -2 \cdot d(R^2\pi \cdot B)/dt \quad (24.8)$$



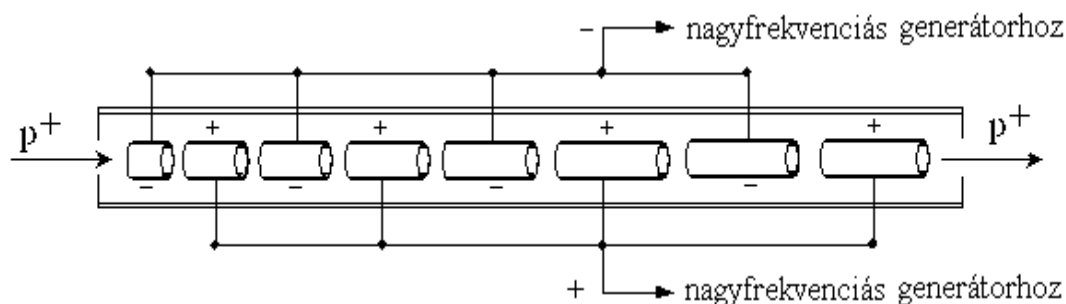
24.4. ábra. A betatron felépítése

Az állandó sugarú pályán való gyorsítás feltétele a „2:1 fluxus-szabály”: a fluxust létesítő B kétszerese legyen a pályán megtartó mágneses indukciónak. A 24.4. ábrán bemutatott betatron lényegében olyan transzformátornak tekinthető, amelynek R sugarú egymenetes szekunder tekercsét a részecskék alkotják. Ezeket az indukált elektromos tér gyorsítja annál jobban, minél nagyobb a fluxusváltozás. Szinuszos váltakozó áramnál ez a keltett $-B_{\max}$ és a $+B_{\max}$ közötti tartomány. Az elektronforrásból minden pozitív fázisban bekerülnek a részecskék a térbe, negyed periódus múlva viszont kivonják őket egy bekapcsolt eltérítő elektromos (vagy mágneses) térrel. A stabil pályához megfelelően kialakított téreloszlás szükséges.

Általában 10 – 50 MeV-es elektronokat állítanak elő, de 300 MeV-es betatron is épült. Nagyáramú elektronágyút alkalmaznak 50 keV-es előgyorsítással. Ismétlődési frekvencia 50 – 100 Hz. Ma már főleg nagyenergiájú, nagyintenzitású fékezési sugárzás előállítására használják foton-indukált reakciók vizsgálatára és alkalmazott kutatásokban, gyógyászatban. Ez utóbbiaknál azonban a lineáris gyorsító kezd kiszorítani a használatból.

3. Rezonanciagyorsítók

Időben váltakozó elektromos tér azonos fázisát használják ki arra, hogy ugyanazt a gyorsító teret sokszor befutva nagyenergiájú részecskéket nyerjenek. Lineáris és orbitális elrendezésben egyaránt építhetők.



24.5. ábra. A lineáris gyorsító működési elve

a) Linac (Linear accelerator, lineáris gyorsító)

Egyenes pályán gyorsítja a részecskéket. Nagyfrekvenciás, $f = 1/T \sim 30$ MHz-es váltakozó elektromos térben a részecskének úgy kell mozogniuk, hogy mindig gyorsító teret érezzenek. Légritkított fémcsövekben („driftcsöves gyorsító”) addig halad állandó sebességgel a részecske, amíg a két cső között a potenciálkülönbség, illetve az elektromos tér éppen újra gyorsítani tudja. A 24.1 alapképletet felhasználva a k -ik fokozatban a v_k sebesség és a driftcső rezonanciához szükséges L_k hossza:

$$v_k = (2 \cdot k \cdot q \cdot U / m)^{1/2} \quad L_k = v_k \cdot T / 2 = [(k \cdot q \cdot U / (2m))]^{1/2} / f. \quad (24.9)$$

A 24.5. ábra mutatja a felépítést. A frekvencia állandó, a csőhosszakkal és a maximális fokozatszámmal együtt a gyorsító maximális energiája le van rögzítve. Mivel $L_k \sim (k \cdot q / m)^{1/2}$, a részecske fajlagos töltése is azonos egy geometriára, illetve az U változtatásával lehet ezt megoldani. Relativisztikus hatások lépnek fel nagy sebességeknél (elektrongyorsítás): a rezonanciafeltétel nem teljesül, a részecske kiesik a gyorsítófázisból. Az L_k hosszak kiszámításánál (valamely k' indextől kezdve) ezt korrigálni lehet a tömegnövekedés figyelembevételével. Nagyenergiájú nehéz töltött részecsek gyorsítására kiválóan alkalmas, ha nem kell változtatható végenergia.

A részecskecsomag véges hosszúsága illetve időbeli szórása miatt egyes részei nem azonos mértékben gyorsulnak, így fázisinstabilitás lép fel. Ha nem a szinuszhullám maximumánál lövik be a nyalábot, hanem előtte, akkor a korábban érkező (tehát gyorsabb) ionokat kevésbé, a későbbieket jobban gyorsítja a tér, így fázisstabilitás érhető el.

A fenti megoldást *Wideröe-rendszernek* nevezik. Az *Alvarez-elrendezés*nél egy közös csőbe, rezonátorüregbe helyezik el a változó hosszúságú elektródákat. Az üregbe becsatolt nagyfrekvenciás tér mindegyik elektródára ugyakkor ad azonos fázisú elektromos mezőt. A 24.9-ben így $v_k \cdot T$ szerepel. Minden részecske egyszerre gyorsul. Az „igazi” *elektrongyorsító*nál az elektródák azonos hosszúságúak lehetnek, mert a $v \sim c$ relativisztikus sebességet hamar (~ 2 MeV) elérvén már csak a tömegnövekedés növeli az energiát. Lényegében egy haladóhullámú rendszerben mozognak.

Elektronokra a lineáris pálya kedvező, mert nem lép fel a 24.6 szerinti sugárzási veszteség. Egy 27 km kerületű orbitális gyorsítóval 7000 GeV energiájú proton-nyalábot állí-

tanak elő most a CERN-ben, illetve 100 GeV-es elektron-pozitron nyalábot a LEP korszakban (2000-ig). Az LHC program befejezését követően valószínűleg újra elektron–pozitron ütköző nyalábra lesz majd szükség. Ezt biztosan lineáris gyorsítóval fogják megoldani: a tervek szerint a Compact Linear Collider (CLIC) hossza 38 km, energiája 3000 GeV lesz. Gondolkodnak egy nemzetközi Linac-on is, melynek a helyszíne esetleg a CERN lenne: az International Linac Collider (ILC) energiáját 1000 GeV körülire terveznék.

Kompakt, kisméretű lineáris berendezéssel elektronok könnyen gyorsíthatók 30–50 MeV energiára. Terápiás célokra mind elektronbesugárzással, mind fékezési röntgen-sugárzással nagyon elterjedt az orvosi gyakorlatban.

b) Ciklotron

Orbitális rezonanciagyorsító. Nagyfrekvenciás elektromos tér gyorsítja a merőleges **B**-tér által körpályán tartott töltött részecskéket. Az **E**-mező két, “D” alakú elektróda között jön létre, amint az a 24.6. séma mutatja. Itt gyorsul a részecske egyenes pályán, majd a “duáns” belsejében egyenletes v sebességgel mozog tovább, körpályán. Az újabb gyorsulás nagyobb sugarú körre kényszeríti. A mágneses tér a teljes térrészben jelen van. A lehetséges legnagyobb sugáron elektromos térrel vagy a mágneses tér helyi csökkentésével, esetleg a töltés-állapot megváltoztatásával (fólián átvezetve) eltérítik az ioncsomagot és az érintő mentén kivonják. A maximális energia a 24.1 képletbeli k -tól függ, értéke technikailag meghatározott tartományban változtatható (mágneses tér, frekvencia, amplitudó), de több száz is lehet. A középen lévő ionforrásból csak a megfelelő gyorsító fázisban jöhet ki a töltött részecske, így pulzált a nyaláb.

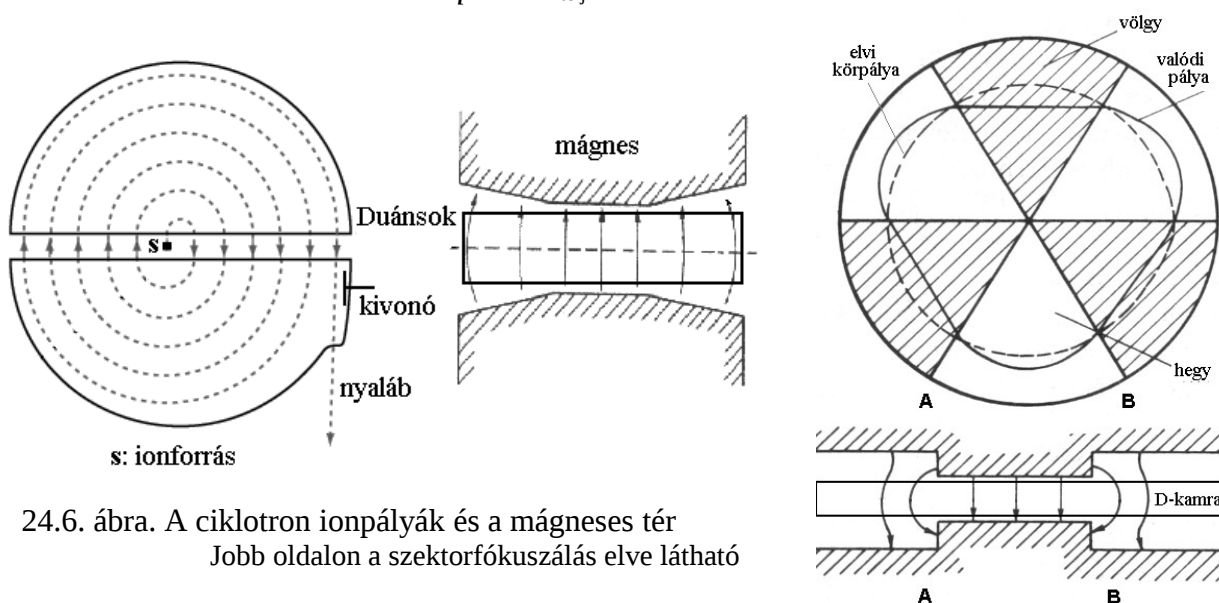
A Lorentz-törvényből az impulzus és a teljes energia, továbbá a rezonancia feltétele kiszámítható ($\omega_{\text{cikl}} = 2\pi f_{\text{cikl}}$ a ciklotron saját frekvenciája):

$$p = m \cdot v = B \cdot q \cdot R \quad E_{\text{telj}} = mc^2 = (p^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4)^{1/2} = [(B \cdot q \cdot R \cdot c)^2 + m_0^2 \cdot c^4]^{1/2}$$

$$v/r = \omega_r = q \cdot B/m \quad \text{rezonancia:} \quad \omega_r = \omega_{\text{cikl}} \quad (24.10)$$

illetve

$$\omega_r = q \cdot c^2 \cdot B / E_{\text{telj}}$$



24.6. ábra. A ciklotron ionpályák és a mágneses tér
Jobb oldalon a szektorfókuszálás elve látható

A ciklotronban a mágneses mező kialakításával lehet a részecskék pályáját stabilizálni: egyre nagyobb R sugáron csökkentve a teret, befelé mutató erő lép fel (középső rajz). Emiatt az ilyen mezőben nincs meg a rezonancia feltétele mindenhol, viszont a nyaláb fókuszálható. Egy közepes R -értékre teljesíthető (24.10), előtte és utána „kicsit” kiesik a részecske a fázisból. Ez is korlátozza a R -et, amit pedig a legnagyobb energia elérése szempontjából növelni kellene.

A részecske mozgásából származó ω_r körfrekvencia a relativisztikus tömegnövekedés folytán csökken. Ekkor már nagy R sugáron mozog az ion és kiesik a fázisból. Ezen a fázisvándorlással lehet segíteni: ω_{cikl} értékét kisebbre állítják ω_r -nél: kezdetben az ioncsomag megelőzi kissé a gyorsítófeszültség maximumát, a pálya közepén éppen a csúcson teljesül a rezonancia, nagy pályasugáron pedig elmarad. A nagyfrekvenciás tér csúcsától eltérő fázis kisebb elektromos teret és így kevesebb gyorsulást jelent.

Jellemző adatok: a mágnes pólusátmérője 1 – 2 m, tömege ~ 300 tonna; $v_{\text{max}} \sim 0,2c$, $E_{\text{proton}} \sim 20$ MeV, $E_{\text{deuteron}} \sim 40$ MeV.

24.1. Táblázat. Orbitális gyorsítók relativisztikus részecskéinek rezonancián tartása

$\omega_{\text{cikl}}(t)$	Időben	$B(t)$	$B(t) = \text{Állanó}$	$B(t): \text{Változó}$
$\omega(t) = \text{Állandó}$			Közönséges ciklotron	Elektron–szinkrotron
$\omega(t) = \text{Állandó}$			Szektorfókuszált ciklotron DE: $dB/dr > 0$	
$\omega(t) = \text{Állandó}$			Mikrotron („fázisugrálás”)	
$\omega(t) \text{ Változó}$			Szinkrociklotron (fazotron) $d\omega/dt < 0$, $\omega \sim 1/m \sim 1/E$	Proton–szinkrotron (szinkrofazotron) $dB/dt > 0$
				(Betatron: nem rezonancia!)
Részecskepálya, r			$dr/dt > 0$: $r=0 \rightarrow R_{\text{max}}$ változó ,	$dr/dt=0$: $r = R_{\text{max}}$ állandó

c) Gyorsítás körpályán relativisztikus energiákra

A részecske tömegnövekedése hatásának kiküszöbölése a (24.9) rezonanciafeltétel alapján többféleképpen lehetséges. Ezeket foglalja össze a 24.1. táblázat: B növelése térben vagy időben, ω_{cikl} változtatása időben, mindkettő változtatása, változó és állandó pályasugár, valamint „fázisugrálás”. Az állandó pályasugár a nagyenergiájú, nagy pályasugarú gyorsítóknál lényeges a mágneses tér előállításának szempontjából is.

Az **izokrón** vagy **relativisztikus ciklotron**ban a mágneses tér radiálisan növekszik a tömegnövekedésnek megfelelően:

$$\omega_{\text{cikl}} = \text{konst.}, \quad B = B_0 \cdot \gamma \sim B_0 \cdot (1 + \beta^2/2) = B_0 \cdot (1 + 0,5 \cdot R^2 \cdot \omega_{\text{cikl}}^2 / c^2) \quad (24.11)$$

A mágnes légrésének csökkentésével növelhető a B értéke a hely függvényében. Ezzel függőleges irányban defókuszálódik a nyaláb. Megoldás: azimutálisan szektorokra osztják a teret a 24.6 rajznak megfelelően. Ezeken belül homogén a mező, egymáshoz képest viszont csökken vagy nő. A szektorhatárnál inhomogén a mező, ami vertikálisan stabilizálja az ioncsomagot a **szektorfókuszált ciklotron**ban. További javulás érhető el ívelt szektorhatárokkal.



24.7. fénykép. Az MTA Atommagkutató Intézet MGC–20E izokrón ciklotronja
Előtérben a 103 cm pólusátmérőjű elektromágnes (0,7–1,4 T), oldalt hátul a nagyfrekvenciás rezonátor (8 – 24 MHz).
 $U = 20 - 30$ kV.

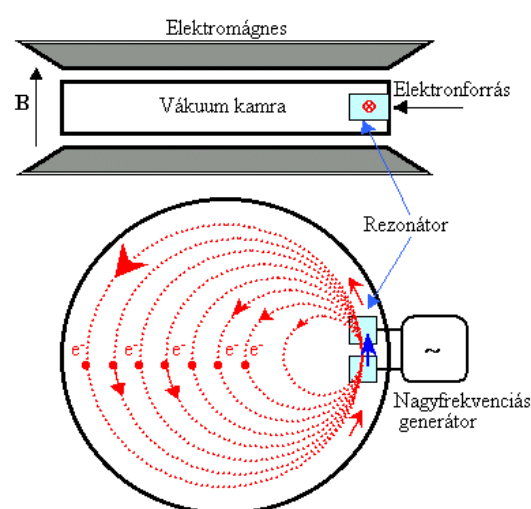
Gyorsított részecskék és jellemzőik:

Proton:	$E = 2,5 - 18$ MeV	$I = 40$ μA
Deuteron	$E = 1,0 - 10$ MeV	$I = 40$ μA
^3He	$E = 4,0 - 26$ MeV	$I = 10$ μA
alfa	$E = 2,0 - 20$ MeV	$I = 20$ μA

A részecskék energiatartománya elég széles határok között állítható. Bár a nagyfrekvencia csupán 8 – 24 MHz között változtatható, de alharmónikusan is lehet gyorsítani (a duánsban tartózkodás alatt az elektromos tér egynél többször váltja a fázisát). Így akár 15-szörös átfogás megvalósítható. A mágneses indukció átlagértéke 0,2 – 2,6 T közötti a rezonanciának megfelelően. Protonra ~ 60 MeV elérhető. Ezen kívül deuteron, ^3He , ^4He és különböző töltésállapotú nehézionok is gyorsíthatók, megfelelő ionforrással. Energiaszórása $\sim 10^{-3}$, 90° eltérítésű analizáló mágnessel pedig 10^{-4} . Árama protonra belső céltárgyon $\sim 400 \mu\text{A}$, ennek $\sim 10\%$ -a külső nyalábban, 2–5%-a analizálva elérhető. Sokoldalú gyorsító: tudományos felhasználáson kívül jó hatásfokú izotóptermelésre is alkalmas (orvosi alkalmazások). A Dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet 4 m pólusátmérőjű mágnessel épített U400 izokrón ciklotronja különböző ionokat gyorsít a $^6\text{Li}^{3+} - ^{207}\text{Bi}^{52+}$ tartományban 12 – 21 MeV/nukleon energiára $30 - 0,3 \mu\text{A}$ nyalábárammal. Nehézion reakciókkal szintetizáltak többek között a $Z=114$ -es elem különböző izotópjait, ezzel megmutatva, hogy a szupernehéz atommagok stabilabbak az elméletileg vártnál.



24.8. kép. A dubnai U400 izokrón ciklotron



24.9. ábra. A mikrotron működési elve

A **mikrotron** állandó mágneses tér és frekvencia mellett fázisugrálással teremti meg a rezonanciafeltételt. Elvi felépítése a 24.8. ábrán van feltüntetve. Ha egy gyorsítási kör alatt akkora energiát nyer a töltött részecske, amennyi éppen a nyugalmi tömegének megfelelő m_0c^2 energia, akkor $\omega_r = \omega_{\text{cikl}}/2$, $T = 2T_0$, vagyis megint fázisban lesz a részecske, csak éppen egy periódust kihagyott. A következőkben további fázisok maradnak ki. Egy lépésben csak az elektron gyorsítható fel saját tömegének megfelelő energiára (0,511 MeV). Az elérhető energia $\sim 30 \text{ MeV}$ és $I \sim 0,1 \text{ mA}$. Fékezéséi röntgen-sugárzás keltésére használják.

A B és az ω_{cikl} időbeli külön-külön és együttes változtatásával a 24.1. táblázatban összefoglalt módon lehet a rezonanciát elérni az orbitális gyorsítóknál. Az energianövekedés folytán a futási idő bonyolult módon változik, mert relativisztikus tömegnövekedés is bekövetkezik. Az egyik időpillanatban a duánsok közé érkező részecskék energiát nyernek és a futási idejük megnő. Ezzel arányosan csökkentik a ciklotron-frekvenciát. A kicsit később érkezők ezért kisebb gyorsító teret érezve kevesebb energianövekedést érnek el, de „nagyobb” sebességük révén hamarabb érnek a következő duáns-résbe. Késésük egyre csökken a körül-futások alatt, így végülis kialakul egy nagy ioncsomag. Ez a jelenség az **ön-fázisfókuszálás**.

A **szinkrociklotron** vagy **fazotron** állandó mágneses tér, növekvő pályasugár mellett a gyorsítótér frekvenciájának csökkentésével hozza létre a rezonanciát. Egyetlen gyorsító rése van. A pályák sűrűbben követik egymást, több fér el ugyanolyan mágneses térben. A frekvenciaváltozás ütemében jönnek az ioncsomagok és nem a gyorsító nagyfrekvenciás tér minden félperiódusában. Ezért a nyalábáramok kisebbek a ciklotronénál, $\sim 1 \mu\text{A}$. A nagy tér-

fogatban létesítendő, nem-szupravezető mágneses tér korlátozza az energiát ~ 800 MeV-re. Ilyen gyorsítókkal keltettek először mezonokat, ezzel kilépve a hagyományos magfizika köréből. Néhány nagyobb gyorsító: Kalifornia 720 MeV, Dubna 680 MeV, CERN 600 MeV.

A 24.9 egyenletből $\omega_{\text{ciki}}/B = q/m$. Elektronok esetén a gyors változást a B-térnél könnyebb megvalósítani mint a frekvenciánál. Ezért az **elektron-szinkrotron** időben növekvő mágneses térrel kompenzálja a relativisztikus tömegnövekedést. A pályasugár állandó, hogy a mágneses teret kisebb térfogatban kelljen előállítani. Az izzókatódos elektronforrásból kilépő részecskék energiája 50 – 100 keV. A mágneses tér változtatásával először a betatron-elv alapján gyorsítanak 2 – 4 MeV-re, ahol az elektronok sebessége $v \sim c$ és már alig változik. Aztán a rádiófrekvenciás generátort beindítják és a mágneses teret meghatározott módon növelve tovább gyorsítanak a B_{max} -nak megfelelő energiára ($\sim$ GeV). Rögzített céltárgyon (mint a röntgen-csőben) fékezési sugárzást keltve γ -indukált reakciók tanulmányozhatók.

Az R [m] sugarú körpályán E [GeV] energiával történő mozgás miatt az elektronra fellépő veszteséget meg lehet határozni a (24.6) szerinti számítással. A keletkező és rendkívül széleskörűen felhasználható *szinkrotron-sugárzás* a pálya érintőjének irányában bocsátódik ki egy átlagos $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ [rad] kúpszögben. További jellemzők $a = E/(m_0 c^2)$ jelöléssel: karakterisztikus hullámhossz λ_c [nm] és a $G(\lambda_c/\lambda)$ spektrális eloszlás maximumához tartozó λ_{max} [nm]:

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \sim 1/a; \quad \lambda_c = 4\pi R/(3 \cdot a^3) \sim 0,559 \cdot R/E^3; \quad \lambda_{\text{max}} \sim 0,416 \cdot \lambda_c = 0,2354 \cdot R/E^3 \quad (24.12)$$

(Frekvenciára átszámolva az $\omega_c = 2\pi c/\lambda_c$ alatt és felett azonos a kisugárzott teljesítmény.) A meglehetősen aszimmetrikus „univerzális spektrális eloszlási görbe” értékei az $1/y = \lambda/\lambda_c$ függvényében: $G(1/y_{\text{max}}=0,416) \sim 1,2032$ valamint a félmagasság helyei $G(1/y=0,238) \sim 0,6016 = G(1/y=1,052)$, azaz a félértékszélesség $1/y$ léptékben $\Delta_{1/2} = 0,814$. Minél nagyobb az elektronenergia, annál kollimáltabb a sugárzás. Nagy fényintenzitáshoz, rövid hullámhosszhoz az elektronok előgyorsítás után tárológyűrűbe kerülnek további gyorsításra, nyalábformálásra, majd kis sugarú kanyarokban (a pályát mágneses térrel is modulálva) állítják elő a szinkrotron sugárzást. A spektrum maximuma $R = 1$ m és $E_e = 100$ MeV esetén $\lambda_{\text{max}} \sim 232,5$ nm (UV), de 1 GeV-re már $\lambda_{\text{max}} \sim 0,232$ nm (röntgen-tartomány). A $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ divergencia az előbbi esetben 0,00511 rad (0,293°), az utóbbinál ennek tizedrésze. Nagy szinkrotron forrásoknál a mágneses mező fókuszáló-defókuszáló hatásának optimalizálásával, az *erősen fókuszáló* vagy *váltakozó gradiensű* terek alkalmazásával [a (dB/B)/(dr/r) térindex előjelének váltakozásával] 10 GeV feletti energiák elérése is lehetővé vált (USA, Németország, Franciaország, Japán). A pálya alakját és a felhasználás helyigényeit úgy hangolják össze, hogy csak a legszükségesebb görbületek kerüljenek megépítésre.

A **protonszinkrotron** vagy **szinkrofazotron** időben növekvő mágneses térrel és frekvenciával éri el a rezonancián tartást állandó sugarú pályán. Ez nem igazi kör: négy körív, melyek közötti egyenes szakaszokban történik a nyalábkezelés (előgyorsított nyaláb belövése, nagyfrekvenciás generátor csatolása, kivonáshoz eltérítő mágnesek és belső céltárgy elhelyezése). A változtatható energiájú nyaláb mérete a gyorsítás folyamán csökken. A mágneses mező korábban említett kialakításával a szinkrotronok maximális energiája stabil nyaláb mellett jelentősen növelhető lett az 50-es évek 3 GeV-jétől (BNL Cosmotron) a 70 GeV-esen (Szerpuhov) át a 450 GeV-es CERN-i Super Proton Synchrotron-ig és az 1000 GeV-es Tevatron-ig (Batavia, Fermilab). Ezek a berendezések több fokozatban gyorsítanak: egyetlen berendezéssel nem lehet átfogni a teljes energiatartományt. A részecskefizika alapvető kísérleteit folytatták és végzik ma is ilyen berendezésekkel.

4. Összetett rendszerek, gyorsítókomplexumok

A nagyenergiájú részecskefizikai kísérletek többcélú gyorsítókat igényelnek: hadronok (esetleg polarizálva), leptonok és mindezek antirészecskéi valamint nehézionok. Ezeket kis

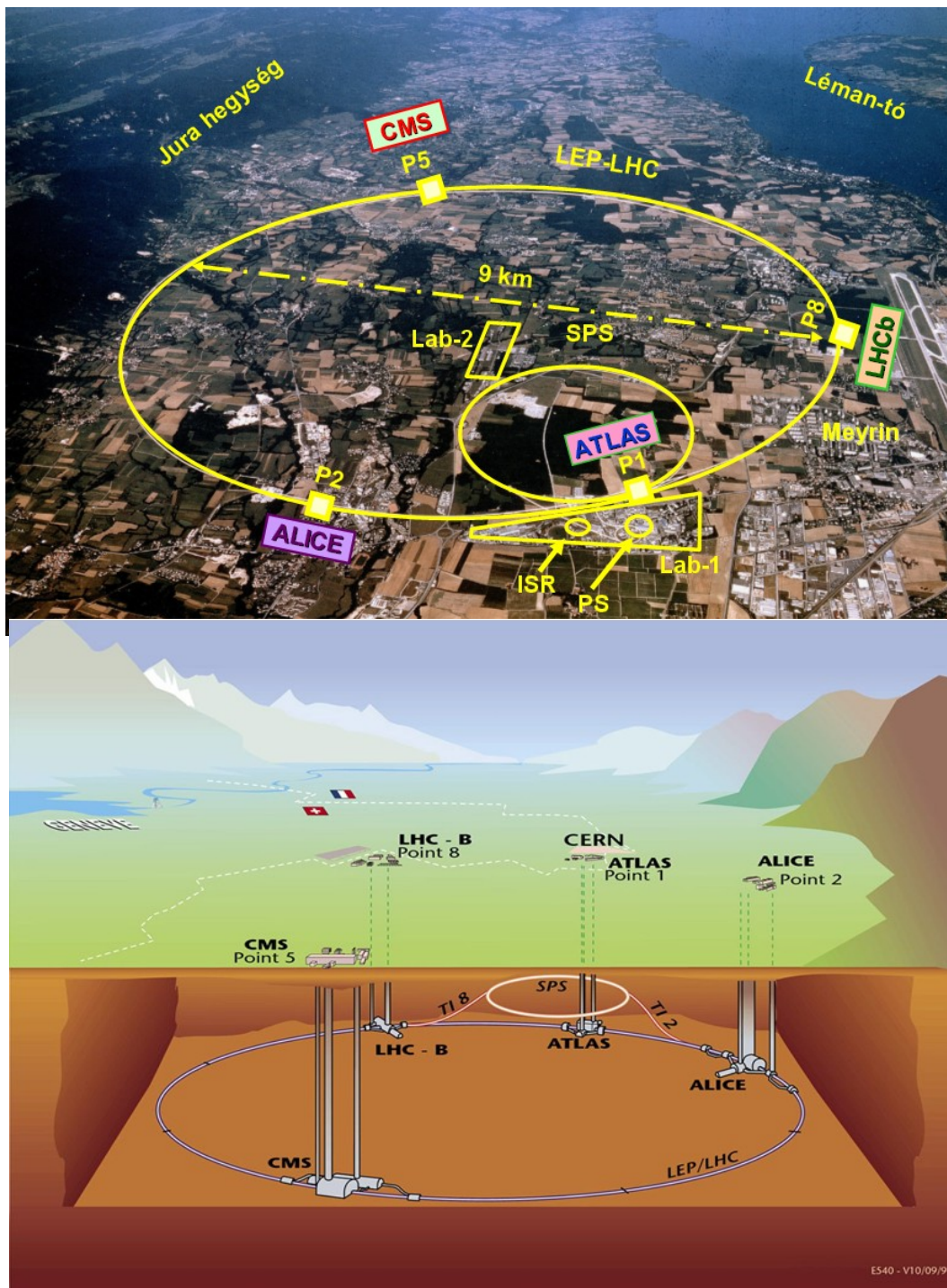
valószínűségű folyamatok kutatására építik. A vizsgálandó reakcióhoz képest a háttérként megjelenő részecskék intenzitása sok nagyságrenddel több, ezért a detektorokkal szemben is komoly követelmények merülnek fel. A különlegesen előállított részecskék (reakciótermékek és/vagy azok bomlástermékei) és ütközőnyalábok esetén a többlépcsős gyorsítás utolsó lépése (és nyalábrendezés, hűtés) után a lövedékeket többször kell a céltárgyra vagy egymásra vezetni, hogy elegendő folyamat menjen végbe. Ezt a feladatot a **tárológyűrűk** oldják meg, amelyek speciális felszereltségű elektron- vagy protonszinkrotronok. A tárológyűrűknél részecske–antirészecske ütköztetéshez egyetlen kör alakú vákuumcsőben közösen vezethetők a nyalábok ellenkező irányban azonos irányítású mágneses térrel. Azonos (töltésű) részecskéknek iker nyalábvezetőcső szükséges ellentétes térrel. Az előbbi esetre példa a CERN proton–antiproton (SPS) és elektron–pozitron (LEP) ütköztetője, a másodikra pedig a jelenlegi $p + p$ gyorsítója (LHC a LEP alagútjában).

A következőkben példaként a sok **gyorsító komplexum** közül a Genf melletti [CERN](#) (Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire, Európai Nukleáris Kutatóközpont) be rendezéseit tekintjük át, ott is elsősorban a Nagy Hadronütköztetőt (Large Hadron Collider, [LHC](#)), illetve az azt kiszolgáló egyéb gyorsítókat, amelyek egy részét más üzemmódban álló céltárgyas kísérletekhez is használják, valamint a detektorokat. Érdekes a figyelemre más nagyenergiás atommag- és részecskefizikai centrum is: a [DESY Hamburg](#)ban (elektron-szinkrotron, hadron–elektron ütköztető); [RHIC Brookhaven](#)ban (Relativisztikus nehézion ütköztető a kvark–gluon plazma tanulmányozására); [JINR](#), Dubna (szupernehézelemek előállítás); [KEK](#) Japánban (elektron–pozitron ütköztető, „B-factory”, szinkrotron sugárzás).

A CERN-i rendszer felszíni és mélységbeli elhelyezkedését a 24.10. kép és ábra mutatja. A 27 km kerületű nagy alagút a földfelszín alatt 50 – 175 m közötti mélységben épült Svájc és Franciaország határán. A gyorsítók kapcsolatai a 24.11.rajzon láthatók. A komplexum a részecskeforrástól a kész nyalábig több közbenső fokozatot tartalmaz. A folyamatot az LHC szempontjából az ábra magyarázó szövege írja le (megemlítve a többi kísérletet is). A fontosabb működési adatokat a 24.2. táblázat foglalja össze.

24.2. táblázat. Az LHC Nagy Hadronütköztető jellemző adatai

Protonenergia nyalábonként	7 TeV
Proton nyaláb luminozitása	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Proton csomagok száma nyalábonként	2835
Protonok száma csomagonként (indulásnál)	$1,1 \cdot 10^{11}$
Csomagok távolsága	7,48 m
Csomagok követési ideje/frekvenciája	24,95 ns / 40,08 MHz
Nyaláb élettartam	10 h
Teljes részecskeszám	$3,12 \cdot 10^{14}$
Keringési (körülfutási) frekvencia	$11\,245 \text{ s}^{-1}$
Ütközések száma	$6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Nyalábáram	0,56 A
Nyalábméret ütközésnél	16 μm
Maximális energia eléréséhez szükséges idő	20 min
Nyaláb élettartam	10 h
Pb ⁸²⁺ ion energia nukleononként, iononként	2,76 TeV/A, 575 TeV/ion
Pb -ion luminozitás	$10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Dipól mágnesáram	~12000 A
Dipólus mágnes tér (7 TeV-nél)	8,33 Tesla
Dipólok száma	1232
Fókuszáló kvadrupólok száma	392
A szupravezető NbTi mágnesek hőmérséklete	1,9 K = -271,25 °C
RF rezonátorok száma, E, U, nagyfrekvencia	8/nyaláb, 5 MV/m, 2 MV, 400 MHz



24.10. A CERN-beli Large Hadron Collider és kísérleti laboratóriumainak elhelyezkedése

Gyorsítók: PS: Proton Synchrotron, álló céltárgyas kísérletek is.

SPS: Super Proton Synchrotron, álló céltárgyas kísérletek is.

LEP: Large Electron Positron collider (209 GeV), 1989–2000, alagútjában az LHC.

LHC: Large Hadron Collider, Nagy Hadron Ütköztető.

(ISR: Intersecting Storage Ring, Kereszteződő tároló gyűrű, 1971–1984)

Detektorok: ALICE: A Large Ion Collider Experiment; Pb+Pb ütközés, kvark–gluon plazma.

ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus; ált.det. Higgs, extra dimenziók, sötét anyag, SUSY.

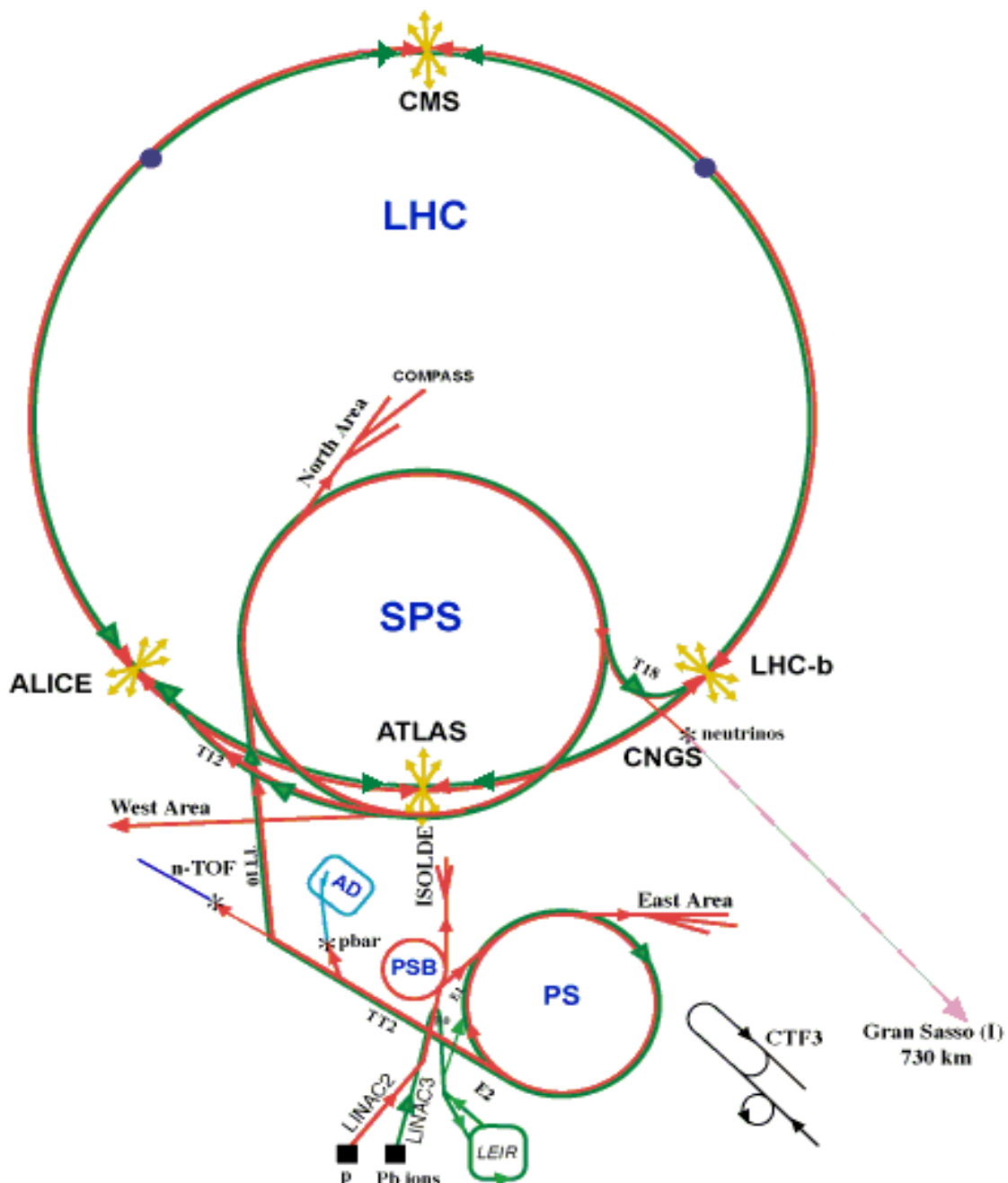
CMS: Compact Muon Solenoid; ált célú det. Higgs, extra dimenziók, sötét anyag, SUSY.

LHC-B: Large Hadron Collider Beauty; b-kvark, anyag–antianyag, CP-sértés.

TOTEM: Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement; proton mérete.*

LHCf: Large Hadron Collider forward; kozmikus sugárzás szimulálása LHC-vel.**

*4 detektora a CMS mellett. **Az ATLAS közelében elhelyezve.



24.11. ábra. A Large Hadron Collider gyorsító-komplexum felépítése

Protonok gyorsítása:

LINAC2: ionforrásból és kaszkád generátorból proton injektálás, $E_p=50$ MeV

PSB: Proton Synchrotron Booster előgyorsító, $E_p=1,4$ GeV-re gyorsítás

PS: Proton Synchrotron, $E_p=27$ GeV

SPS: Super Proton Synchrotron $E_p=450$ GeV, két irányba szétválasztva (T18)

LHC: egymással szemben a két p-nyaláb belövése, gyorsítás $E_p=7000$ GeV-re.

Pb-ionok gyorsítása:

LINAC3: ionforrás Pb^{27+} 4,2 MeV/A, C-fólián elektron lefosztás Pb^{54+}

LEIR: Low Energy Ion Ring, 72 MeV/A; PS: 5,9 GeV/A, lefosztással Pb^{82+} ,

SPS: 177 GeV/A, LHC: 2760 GeV/A.

CNGS: CERN Neutrino to Gran Sasso, SPS p-ból pion, kaon, bomlással μ , és ν_μ oszcilláció (Olaszo.)

n-TOF: neutron Time-of-Flight spektrummérés, asztrofizika, környezet (transzmutáció), orvosi biológia

AD: Antiproton Decelerator, antiproton ($pbar$) lassító (pl. spektroszkópiához az anti-H atomon)

ISOLDE: Isotope Separator On-Line Device: on-line tömegszeparátor

COMPASS: Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy: nukleonszerkezet vizsgálata

CTF3: CLIC Test Facility, a jövő ~ 5000 GeV $e^- + e^+$ ütköztetőjének fejlesztése, Compact Linear Collider.

25.§ A lelkesítő jövő: kutatási feladatok, irányok, kísérleti berendezések

A már működő gyorsító berendezések mellé települt kísérleti eszközökkel a sokkal korábban kialakított kutatási stratégiák szerinti izgalmas témák kidolgozása folyik napjainkban. Eközben szinte folyamatosan készülnek új területek meghódítására, melyeket részben a jelenlegi eredmények (kudarok) vetnek fel, részben az elmélet indít el. Az időskála eléggé ellentmondásos ebből a szempontból. A tapasztalatok azt mutatják, hogy egy LHC-szintű program (vagy a RHIC, esetleg a korábbi LEP) a telepített eszközökkel két évtized alatt jut el a gondlattól az első mérésekig. Ez alatt úgy kell a tervezést, kísérleti próbákat, fejlesztést végezni, hogy az egész koncepció és megvalósítás világszínvonalon (vagy kissé felette) legyen az ünnepélyes megnyitás pillanatában. A nagyenergiás fizika éppen ezért jelent semmi mással össze nem hasonlítható kihívást és így húzóerőt a műszaki–technológiai fejlődés számára. (Talán csak a katonai fejlesztések versengenek vele néhány területen.)

A részecskefizika tárgyalásánál látható volt, mennyi és milyen kérdés megválaszolatlan még, és mennyi újabb feladatot fognak ezek felvetni. A magfizikával ebből a szempontból látszólag mostohán bántunk, bár a számára fontos elektromos- és erős kölcsönhatás mibenléte elsősorban nagyenergiájú ütközésekkel, a részecskefizika elméleti és kísérleti eszközeivel vizsgálható. A következőkben a teljesség igénye nélkül kerülnek említésre a fontosabbnak hitt irányok, technikák. Több tervező csoport foglalkozik a kutatói közvélemény igényeiből összeállított koncepciók kialakításával, amit a tudományos élet (és a pénzügyi helyzet) ám folyamatosan változtat. Ezért kénytelenek vagyunk Gábor Dénes felhívására hagyatkozni:

„You can't predict the future, but you can invent it.”

Az alábbiakban a mélységeket nem értő, de a téma iránt lelkesedő (magfizikából részecskefizikába disszidált) kísérleti ember szubjektív érzései következnek, szakirodalmi elmé-nyek alapján.

1. Magfizika vagy részecskefizika?

A „mostoha gyerek” magfizika és a látványos eredményei (eszközei) miatt előtérbe furakodó részecskefizika kapcsolatát jól mutatják az Európai Magfizikai Együttműködés Bizottsága (NuPECC=Nuclear Physics European Collaboration Committee) által a következő 10 évre felvázolt jövőképben megfogalmazott prioritások („Perspectives of Nuclear Physics in Europe, NuPECC Long Range Plan 2010”). Ezekben a földrészünk laboratóriumaiba tervezett új kísérletek konkrét formái is megjelennek a már működő berendezések mellett. (<http://www.nupecc.org/index.php?display=lrp2010/main>)

(i) *Hadron fizika.* Hogyan zárja be az erős kölcsönhatás a kvarkokat és gluonokat a hadronokba? Milyen a hadronok pontos belső szerkezete az alapvető kvarkok és gluon szabadsági fokok alapján? Mi a kvarkok és az ön-kölcsönható gluonok szerepe az atommagokban?

(ii) *Az erősen kölcsönható anyag fázisai.* Melyek az alapvető tulajdonságai ennek az anyagnak a hőmérséklet és sűrűség függvényében? Hogyan nyernek tömeget a hadronok és hogyan befolyásolja azt az a közeg, amelyben mozognak? Milyen tulajdonságai vannak a kvark–gluon plazmának? Vannak-e színes szupravezetők és nagy sűrűségű gluon objektumok a Természetben?

(iii) *Az atommag szerkezete és dinamikája.* Hogyan írhatjuk le az atommagok alacsony energiájú szerkezetének és folyamatainak gazdag változatosságát az egyes részecskék között ható alapvető kölcsönhatások alapján? Hogyan tudjuk előre jelezni a nukleáris kollektív és egyrészecske tulajdonságokat a tömeg, izospin, spin és hőmérséklet függvényében? Hogyan jönnek létre szabályos és egyszerű formák a komplex atommagok szerkezetében? Melyek azok a kulcsfontosságú mennyiségek, amelyek meghatározzák a nukleonok összetett ütköző rendszerei közötti dinamikát?

(iv) *Nukleáris asztrofizika.* Hogyan és hol készülnek az elemek? Képesek vagyunk-e a Földön újra előállítani és megérteni azokat a kritikus reakciókat, amelyek az energiatermelést és a kapcsolatos újelem-szintézist vezérlik a csillagokban? Milyen tulajdonságai vannak a sűrű anyagnak az olyan hiperkompakt objektumokban mint amilyenek a neutron- vagy kvarkcsillagok? Hogyan függ a csillag sorsa azoktól a magreakcióktól, amelyek az ő fejlődését irányítják?

(v) *Alapvető kölcsönhatások.* Mi az oka az anyag dominanciájának az antianyag fölött az Univerzumban? Milyen tulajdonságai vannak a neutrínóknak és az antianyagnak? Vannak-e még más kölcsönhatások is az eddig ismert négyen kívül? Melyek az alapállandók pontos értékei? Melyek a természet alapvető, nem sérülő szimmetriái?

(vi) *Atommagfizikai eszközök és alkalmazások.* Hogyan képes az atommagfizika hozzájárulni a nukleáris energia termelésének fenntartásához és elfogadhatóságához? Hogyan tudja a magfizika javítani az orvosi diagnosztikát és hozzájárulni a rákterápiához? Hogyan lehet monitorizálni és előrejelezni a sugárveszélyt az Úrben? Képes-e a magfizika segíteni a klímaváltozás megértésében és ellenőrzésében? Lehet-e a neutrínókat szondaként használni az atomsorompó egyezmény betartásának ellenőrzésére? Tud-e a magfizika segíteni az ionnyaláb folyamatok dinamikájának megjelenítésében, amikor más módszerek már kudarcot vallanak? Hogyan lehet javítani anyag minták roncsolásmentes- és mélységi elemvizelését?

Az alap kutatásnak ezek az eltolódó hangsúlyai azt a természetes fejlődést és igényt jelzik, amely a két diszciplína kapcsolatával függ össze: a magfizika a jelenségeknek inkább a fenomenológikus(abb) megközelítésmódja a mikroszkópikus(abb) szemléletű részecskefizikával szemben.

2. Új részecskeforrások, detektorok

A gyorsítóknál említettük a lineáris berendezések várható reneszánszát az orbitálisokkal szemben. 1000–3000 GeV teljes energiájú, rendkívül nagy luminozitású elektron–pozitron ütköztetőket (ILC, CLIC) terveznek az LHC utáni korszakra, amikor a „fínom” effektusok részleges felderítése következik (hasonlóan a proton–antiproton időszakot követő $e^- - e^+$ évtizedre).

Az alacsonyabb sugárzási vesztségek miatt viszonylag kis méretűre építhető orbitális müon-ütköztetőkkel teljesen új területek kutatása nyílnak meg, főleg a Higgs-bozonok vizsgálatában. A 5 – 10 GeV-es protongyorsítóval Hg-céltárgyon keltett pionokat 20 T indukciójú szolenoiddal összenyomják, majd a bomlásukból keletkező μ^+ és μ^- részecskéket (11.§ 2) nyalábosítják és egymással szemben akár több TeV-es tömegközépponti energiára gyorsítva ütköztetik.

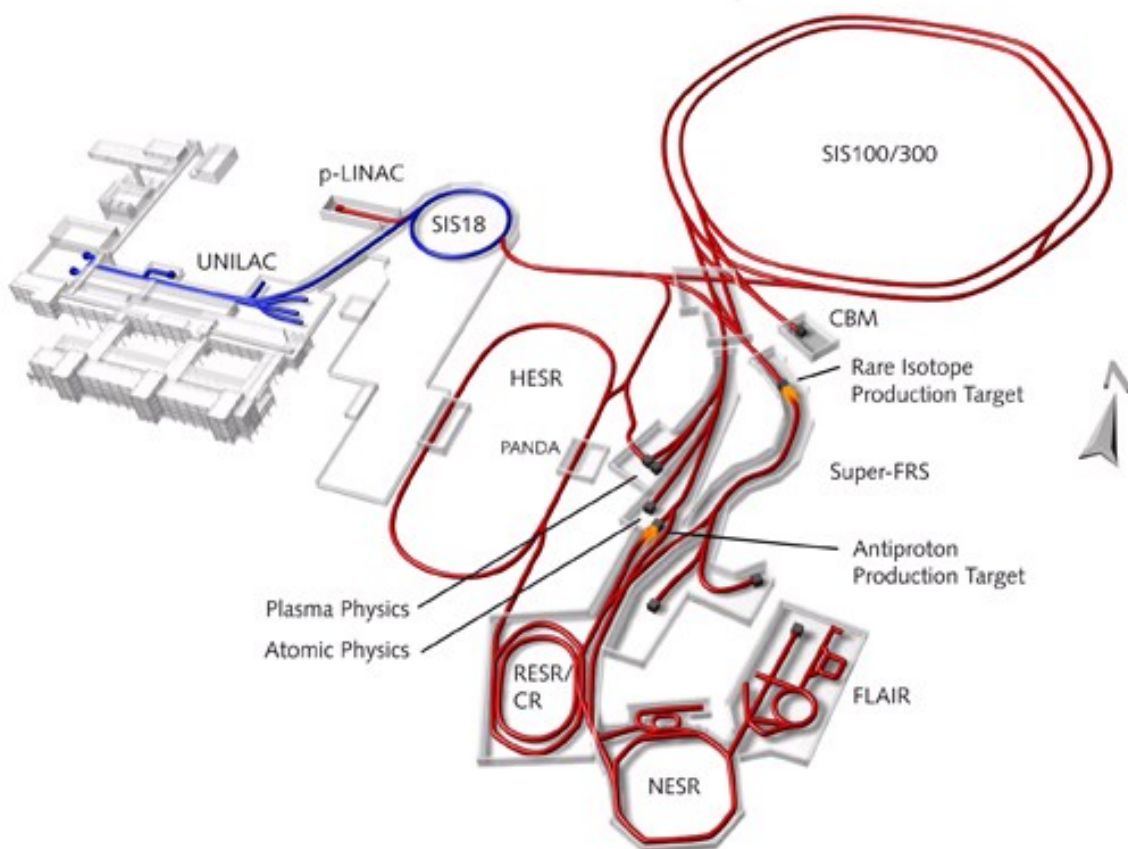
A már korábban említett lézeres gyorsítók fejlesztése még sok időt kíván, de az előzetes eredmények biztatók (28,5 GeV plazmában).

A detektálás terén a nem-gyorsító részecskefizika nagy érzékenységgű eszközeinek jelentős fejlődése várható, főleg a neutrínó fizikában (és technikában).

3. Komplex laboratóriumok. FAIR

Ezek koncepciója már régen kialakult mind a témák, mind az eszközpark, mind pedig az együttműködő résztvevők oldaláról. Előtérbe kerül a gyorsítók és egyéb berendezések még szélesebb körű felhasználása egyrészt a kapcsolódó alap kutatási témákban, másrészt az ugyanott végezhető alkalmazási feladatokban.

Európánál maradva, a közeljövő legnagyobb fejlesztéseként a németországi Darmstadtban hozzák létre a FAIR laboratóriumot: Facility for Antiproton and Ion Research. A nemzetközi együttműködésben épülő komplexumot a nehézionfizikájáról híres GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung GmbH) fejleszti, építi, koordinálja. Sokcélú rendszer lesz az atommag- és részecskefizikai kutatásokhoz: nagy energiájú, sokfajta, csúcsmínőségű és nagyintenzitású részecskenyaláb. Néhány fontosabb kutatási területet kiragadva (részletek: http://www.gsi.de/portrait/fair_e.html):



25.1. ábra. A „Facility for Antiproton and Ion Research” komplexum, FAIR
(Az egységek leírása a szövegben található.)

- A korai Univerzum állapotának szimulálása nagyenergiájú (relativisztikus) nehézionok (maximálisan U^{92+}) ütköztetésével.
- A QCD és hadronfizika jelenségeinek tanulmányozása polarizált, nagyenergiájú és „hűtött” antiproton nyalábokkal, valamint atommag–atommag ütközéssel.
- Az anyag alapvető részecske-összetevőinek vizsgálata.
- A stabilitástól távoli atommagok előállítása nehézion-ütköztetéssel, gyorsított radioaktív nyalábokkal; tulajdonságaik vizsgálata elektronszórással, lézerspektroszkópiával.
- A forró és sűrű anyag tulajdonságainak kutatása nagy intenzitású ion- és lézer nyalábokkal.
- Alkalmazott kutatások: a magfúziós energetika fejlesztése, felkészülés a kozmosz nagy sugárzási terében történő életre, a plazmák ipari alkalmazásai, új eljárások a rákkutatásban és gyógyításban.
- Technológiai haladás: szupravezető mágnesek új generációja, gyorsított nyalábok nagy pontosságú diagnosztikája és kezelése (egyidejűleg öt kísérlet kiszolgálása), új detektor komplexumok fejlesztése, új hardver- és szoftver megoldások a hatalmas mennyiségű és nagy sebességű adatáramlás kezelésére.

A fenti célok megvalósításához a 25.1. sémán látható laboratóriumot tervezik létrehozni. Egyes gyorsítói, nyalábkezelői a GSI-ben már rendelkezésre állnak a korábbi kutatások infrastruktúrájának részeként, pl az UNILAC univerzális lineáris gyorsító, a SIS18 szinkrotron. Új eszköz lesz a p-LINAC. Ezek együttesen előgyorsítói lesznek az 1100 m kerületű, a föld alatt (maximálisan 17 m mélységben) egymáson elhelyezett kettős, szupravezető SIS100 és SIS300 szinkrotronnak. Az előbbi intenzív ionimpulzusokat kelt ritka atommagok nyalábjának, valamint antiprotonoknak protonokból való előállítására. Az utóbbi pedig a nehézionok (... , U^{92+}) továbbgyorsítását végzi. Kisegítő berendezések a ritka izotópok

illetve az antiprotonok előállításához szükséges céltárgyak (Rare Isotope-, Antiproton Production Target).

További egységek, laboratóriumok:

- RESR/CR (accumulator, cooling and collector ring): antiprotonok gyűjtő és nyalábformáló (hűtő) gyűrűje;
- HESR (High Energy antiproton Storage Ring): a nagyenergiájú antiprotonok tárológyűrűje;
- NESR (New Experimental Storage Ring): új kísérleti tároló gyűrű a kisenergiájú antiproton (antihidrogén) kutatásokhoz;
- Super-FRS (Superconducting Fragment Separator): (radioaktív) gyorsított ionnyalábok ütközésénél keletkező atommagok válogatása további vizsgálatokhoz.

Kísérletek:

- *FLAIR* (Facility for Low Energy Antiproton Ion Research): kisenergiájú antiprotonokkal végzendő kísérletek: alapvető szimmetriák, anyag–antianyag tulajdonságok;
- *CBM* (Compressed Baryon Matter): relativisztikus nehézionütközésekkel a nagy sűrűségű, magas hőmérsékletű anyag kutatása;
- *PANDA* (antiProton ANnihilation at Darmstadt): proton–antiproton kölcsönhatások vizsgálata;
- *NuSTAR* (Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions with Rare Isotope Beams): Atom-magszerkezeti, asztrofizikai és ritka izotópokkal létrehozott reakciók kutatása;
- *HEDgeHOB and WDM* (High Energy Density Generated Heavy Ion Beams – Warm Dense Matter): Nehézion nyalábokkal létrehozott nagy energiasűrűség – forró sűrű anyag tulajdonságainak vizsgálata;
- *SPARC* (Stored Particle Atomic Physics Research Collaboration): tárolt részecskék atomfizikai vizsgálata;
- *BIOMAT* (High-Energy Irradiation Facility for Biophysics and Materials Research): nagy-energiájú besugárzó berendezés biofizikai és anyagtudományi kutatásokhoz.

A FAIR végeredményben a következő területek számára jelent távlatos kutatási lehetőségeket:

- magszerkezet
- antiprotonok fizikája
- maganyag
- plazma fizika
- atomfizika.

IRODALOMJEGYZÉK

Atommag- és részecskefizika

Dr. Raics Péter

Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszék

raics@tigris.unideb.hu <http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/Raics>

A tárgy alapvető, részletes egyetemi tankönyvei:

- 1.) Fényes T. (szerk.): *Atommagfizika* I. (2. kiadás; Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009)
- 2.) Fényes T. : *Részecskék és kölcsönhatásaik*. (Debreceni Egyetemi Kiadó, 2007) + 2.kiadás
- 3.) Kiss D., Quittner P. (szerk.): *Neutronfizika* (Akadémiai K., Budapest, 1971)
- 4.) D.H. Perkins: *Introduction to High Energy Physics* (4th edition; Cambridge University Press, 2000)

Alapozó tankönyvek:

- 5.) Raics P., Sükösd Cs.: *Atommag- és részecskefizika*. Könyvrészlet "A fizika alapjai" c. tankönyvben, VI. rész, 629-708 o. (Szerk: Erostyák J., Litz J., Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2003, javított kiadás 2007)
- 6.) Raics P.: *Részecskefizika*. Könyvrészlet: Fizika III., VIII. Rész 483-540.o. (Erostyák J., Litz J. szerk., Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2006.)

Méréstechnika

- 7.) Kiss D., Kajcsos Zs.: *Nukleáris technika* (Tankönyvkiadó, Bp. 1984)
- 8.) Bódizs D.: *Atommag sugárzások méréstechnikái* (Typotex, Budapest, 2006)
- 9.) Fehér I., Deme S. (szerk.): *Sugárvédelem*. (ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 2010.)

Adatok

A használt számadatok, fizikai állandók, kísérleti eredmények a következő helyekről származnak, ahol a fizikai elvek is kifejtésre kerülnek:

- 10.) *Review of Particle Physics* (Particle Data Group, 2010) Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics **37** (No 7A, July 2010, Article 075021). <http://pdg.lbl.gov/>
- 11) Table of Isotopes (CD ROM ver 1.0, ed. R.B.Firestone, V.S.Shirley, S.Y.Frank Chu, Wiley–Interscience March 1996)
- 12.) <http://www.nndc.bnl.gov/chart>.
- 13.) J.F.Ziegler, J.P.Biersack, M.D.Ziegler: *The Stopping and Range of Ions in Matter*, SRIM <http://srim.org>

Egyéb

- 14.) Raics P.: Egyetemi jegyzetek, oktatási segédletek a magfizika, nukleáris technika, sugárvédelem, energiaforrások, környezeti hatások témaköréből:
<http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/Raics>
- 15.) Ködkamra kísérletek, a radioaktivitás és atommagfizika alapozó ismeretei:
<http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/TAVTANULAS>

Kiegészítő oktatási anyagok a jegyzetben

Ezek a jelen Atommag- és részecskefizika egyes fejezeteiben és mellékleteiben tárgyalt anyaghoz csatlakoznak és ott hivatkozás történik rájuk. Természetesen, függetlenül is használhatók, megtekinthetők.

A témával kapcsolatos fényképes mellékletek:

Paks.doc	Paksi Atomerőmű bemutatása
Gazdetektorok.doc	Gáztöltésű részecske-detektorok
Szcintidet.doc	Szcintillációs érzékelők
Felvezdet.doc	Félvezető detektorok, spektrométerek
Helyzerzekeny.doc	Helyzetérzékeny detektorok
CMSdet.doc	A CERN LHC/CMS detektorkomplexum felépítése
Gyorsitok1.doc	Szabadtéri és nyomás alatti Van-de-Graaff gyorsítók
Gyorsitok2.doc	Kisfeszültségű gyorsítók, neutrongenerátorok

Excel-táblázatok számításokhoz, gyakorlásra:

bomlas.xls	Radioaktív atommagok bomlásgörbéinek vizsgálata
Compton.xls	Gamma-sugárzás kölcsönhatásai Pb-atommal
Elemek.xls	Elemek eloszlása az Univerzumban, a Naprendszerben, a Földön
izo1312.xls	Az atommagok elhelyezkedése az A=131, 132 izobárokra.
Kinematika.xls	Magreakciótermékek energiaviszonyai
kotesien.xls	Atommagok kötési energiájának számítása
magsugar.xls	Elektromos töltés eloszlása az atommagban
nuklidok.xls	Atommagtérkép, stabil és radioaktív nuklidok eloszlása
Rutherford.xls	Rutherford-szórás differenciális hatáskeresztmetszete

A mellékletek által hivatkozott videók:

részecskék megjelenítése diffúziós ködkamrában

Hatter12.wmv	Természetes háttérsugárzás
Radon30.wmv	Radongáz alfa-részecskéinek nyoma
Video_beta_11.wmv	⁹⁰ Sr/Y (28,64 év / 64,1 h) forrás béta-részecskéi
Video_16_neutron_forras.wmv	PuBe forrás neutronjai által meglökött protonok nyomai
Video_17_Th(B+C).wmv	Th(B+C) 6,050 MeV és 8,785 MeV energiájú alfa-részecskéi
Video2webAlfa.avi	Alfa-részecskék érzékelése web-kamera detektor segítségével

Tartalomjegyzék
ATOMMAG- és RÉSZECSEFIZIKA

BEVEZETÉS.....	1
I. AZ ATOMMAGOK ALAPTULAJDONSÁGAI.....	1
1.§ Fizikai mennyiségek, jellemzők.....	1
1. Statikus mennyiségek.....	1
2. Dinamikai adatok.....	2
3. Típus-jellemzők.....	3
4. Megmaradási törvények.....	5
5. Mérési eljárások.....	6
2.§ Az atommag felépítése, szerkezete.....	8
1. Az atommag mérete.....	9
c) Neutronabszorpció.....	11
2. Tömeg és kötési energia.....	12
3. Az atommagok stabilitása	16
3.§ Momentumok.....	23
1. Impulzusmomentum (perdület).....	23
2. Mágneses dipólmomentum.....	23
3. Elektromos kvadrupólmomentum.....	25
4.§ Magmodellek.....	26
1. Töltött folyadékcsepp.....	26
2. Nukleonrendszer mint Fermi-gáz.....	27
3. Héjmodell.....	27
4. Egyesített modell.....	31
5. Új eredmények az atommag-tulajdonságok leírásában.....	33
II. ATOMMAGÁTALAKULÁSOK.....	34
5.§ Radioaktivitás.....	34
1. Bomlási törvény.....	34
2. Alfa-bomlás.....	38
3. Béta-átalakulás.....	39
4. Gamma-legerjesztődés.....	42
5. Bomlási sorok. Kormeghatározás.....	46
6.§ Magreakciók.....	47
1. Általános leírás.....	47
2. Kísérleti eredmények.....	49
a) Hatáskeresztmetszetek.....	49
b) Reakciókinematika.....	51
3. Optikai modell.....	52
4. Közbensőmag modell.....	52
5. Nemegyensúlyi folyamatok	54
6. Alkalmazások.....	55
7.§ A magerők tulajdonságai.....	55
1. Két-nukleon rendszerek	55
2. Nukleon-nukleon ütközések.....	56
3. A nukleáris kölcsönhatás fenomenológiája.....	57
III. NUKLEÁRIS ENERGETIKA.....	60

8.§ Neutronfizika.....	60
1. Alaptulajdonságok.....	60
c) Kölcsönhatások	61
2. Neutronforrások.....	61
3. Neutronok által indukált magreakciók.....	62
9.§ Maghasadás és energiatermelés.....	63
1. A maghasadás fizikája.....	63
2. Energiatermelés maghasadással.....	68
10.§ Fúziós reakciók az égen és a Földön.....	72
1. Asztrofizikai folyamatok.....	72
2. Energiatermelés termonukleáris fúzióval a Földön.....	73
11.§ Részecskeforrások.....	76
1. Részecskék a kozmoszból.....	76
2. Részecskék előállítása gyorsítókkal és bomlással.....	77
12.§ Részecskék csoportosítása.....	78
13. § A hadronok felépítése kvarkokból.....	80
1. Kísérleti igazolás.....	80
2. A kvark-ízek.....	80
3. Színes kvarkok.....	81
4. A hadronok kvark összetétele.....	82
a) Mezonok.....	82
b) Barionok.....	83
c) Partonok a hadronokban.....	83
14. § A részecskék jellemzése.....	83
1. Részecskefajták megkülönböztetése.....	83
a) Leptonszámok.....	83
b) Barionszám, B.....	84
c) Ritkaság (strangeness), S.....	84
d) Bájoság (charm), C.....	84
e) Mélység (bottomness), B*.....	84
f) Magasság (topness), T*.....	85
2. Hipertöltés. Hadroncsaládok.....	85
3. Antianyag.....	86
15. § Átalakulási folyamatok.....	87
1. Általános megfontolások.....	87
2. Ütközés, szórás.....	88
3. Bomlások.....	88
V. A RÉSZECSEFIZIKA STANDARD MODELLJE.....	90
16.§ A SM fundamentális fermionjai: az anyag építőkövei.....	90
1. Leptonok.....	90
a) A gyenge izospin.....	91
b) A leptoncsaládok száma.....	91
2. Kvarkok.....	92
a) Tömeg.....	92
b) Család, zamat, generáció.....	93
17. § A kölcsönhatások egységes képe.....	93
1. Általános leírás.....	93
2. Elektromágneses kölcsönhatás, EM.....	96
3. A színekölcsönhatás.....	96

a) Kvantumszíndinamika, QCD.....	96
b) A potenciál távolságfüggése.....	97
c) Húrok.....	98
d) Kvar-kluon plazma, QGP.....	99
4. Elektromgyenge kölcsönhatás.....	102
a) A $W^\pm$ és Z^0 felfedezése.....	102
b) A gyenge erők távolságfüggése.....	103
c) Bomlások, szórások, áramok.....	103
d) Szimmetriasértés, megmaradási törvények, CPT.....	104
e) Univerzalitás és keveredések.....	106
f) A gyengebozonok tömege és a Higgs-tér.....	107
5. Gravitáció.....	108
6. Egyesítések, kiterjesztések.....	109
a) A klasszikus fizika egységes törvényei.....	109
b) A Standard Modell korlátai.....	109
c) A Nagy Egyesítési Elmélet, GUT.....	111
d) Super Symmetry	111
e) A Mindenek Elmélete, ToE.....	111
VI. NEUTRÍNÓFIZIKA.....	113
18. § A létezés kísérleti bizonyítékai.....	113
1. Kimutatás az impulzusmegmaradás alapján.....	113
a) Elektronikus módszer.....	113
b) Nyommegjelenítés	113
2. Közvetlen módszerek.....	114
a) Prompt-technikák	114
b) Radiokémia alkalmazása.....	116
19. § A neutrínók tulajdonságai.....	116
1. Zamat.....	116
2. Tömeg.....	116
3. Részecske = antirészecske?.....	117
4. Neutrínó-oszcilláció.....	117
20.§ Neutrínók a csillagokból.....	118
1. A Nap-neutrínó probléma.....	118
2. Szupernova robbanás neutrínóinak észlelése.....	119
VII. AZ UNIVERZUM FEJLŐDÉSE.....	121
21.§ A forró és színes Világ.....	121
1. A táguló Univerzum.....	121
2. A kozmikus eredetű mikrohullámú háttérsugárzás, CMB.....	123
3. A csillagok osztályozása.....	124
4. Részecskék és atommagok kozmikus eloszlása.....	125
22.§ Keletkezés: Ősrobbanással.....	128
1. A folyamatok iránya.....	128
2. Az anyagfejlődés állomásai.....	131
a) Részecskefizikai folyamatok.....	131
b) Magfizika, atomfizika az anyag történetében.....	132
c) Gravitáció és az elemek kialakulása.....	133
3. Az anyag megjelenési formái.....	135
4. Bizonytalanságok, kérdőjelek.....	136
VIII. KÍSÉRLETI ESZKÖZÖK ÉS MÓDSZEREK.....	137
23.§ Sugárzások észlelése.....	137
1. Részecskék kölcsönhatásai az anyaggal	137

a) Kölcsönhatási folyamatok.....	138
b) Nehéz töltött részecskék fékeződése.....	139
c) Könnyű töltött részecskék folyamatai	141
c) A γ -sugárzás gyengülése.....	142
d) Új megoldások	153
3. Neutronok észlelése.....	153
a) Protonmeglökéses módszer.....	154
b) Töltött részecské-reakciók könnyű atommagokon	154
d) Egyéb módszerek	155
4. Pályamegjelenítés.....	156
a) Közvetlen vizuális megfigyelés	156
5. Detektorrendszerek, kalorimetria.....	161
a) Sokelemű berendezések.....	161
b) CERN, LHC/CMS	162
6. Dozimetria.....	165
b) A dózis meghatározása	166
c) Sugárvédelem	167
24.§ Nagyenergiájú részecskék előállítása.....	169
1. Felépítés, működés.....	169
a) A gyorsított részecskék jellemzői.....	169
c) Gyorsítás formái.....	171
2. Kvázistacionárius elektromos tér.....	172
a) Van de Graaff gyorsító.....	172
.....	174
b) Kaszkád generátor, Cockcroft-Walton gyorsító	174
c) Betatron	175
3. Rezonanciagyorsítók.....	176
.....	176
a) Linac (Linear accelerator, lineáris gyorsító)	176
b) Ciklotron.....	177
c) Gyorsítás körpályán relativisztikus energiákra	178
4. Összetett rendszerek, gyorsítókomplexumok.....	180
25.§ A lelkesítő jövő: kutatási feladatok, irányok, kísérleti berendezések.....	185
1. Magfizika vagy részecskefizika?.....	185
2. Új részecskeforrások, detektorok.....	186
3. Komplex laboratóriumok. FAIR.....	186
IRODALOMJEGYZÉK.....	189
A tárgy alapvető, részletes egyetemi tankönyvei:.....	189
Alapozó tankönyvek:.....	189
Méréstechnika.....	189
Adatok.....	189
Egyéb.....	189
Kiegészítő oktatási anyagok a jegyzetben.....	190
A témával kapcsolatos fényképes mellékletek:.....	190
Excel-táblázatok számításokhoz, gyakorlásra:.....	190
A mellékletek által hivatkozott videók:.....	190