

## Tükrözésszimmetrikus-e a természet?

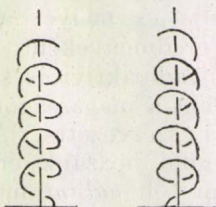
### Jobb- és balesavar. Tükrözési transzformációk

A szőlő jobbra csavarodik fel a karóra. A komló a balmenetű csavart követi.

A szőlőcukoroldat jobbra, a gyümölescukoroldat balra forgatja el a poláros fény síkját.

Mit jelentenek ezek a példák? Azt jelentik-e, hogy a természetben a jobb és bal nem egyenértékű?

Kétségtelen, hogy az élővilágban ilyen kitüntetettséggel lépten-nyomon találkozunk. A szőlő elképzelt tükörképe balra csavarodna fel a karóra,

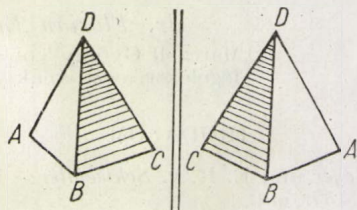


1. ábra. A szőlő jobbesavarként, a komló-balesavarként fűt a karóra

Ilyen szőlőt a természetben nem fordul elő. Ha mi magunk nézünk a tükörbe, képmásunk szíve a jobboldalon látszik dobogni, de ilyen ember nincs. Az élővilág általában nem tükröszimmetrikus. Ha elénk tesz egy élőlénynek és tükörmásának ábráját, igen sokszor biztonsággal meg tudjuk mutatni, hogy melyik az ismerős és melyik nem található meg Földünk növény- és állatvilágában.

Arra kell-e ebből következtetnünk, hogy nem tükröszimmetrikus a természet?

Forduljunk feleletért a szerves kémiához. A különböző fizikai tulajdonságot mutató (pl. külön-



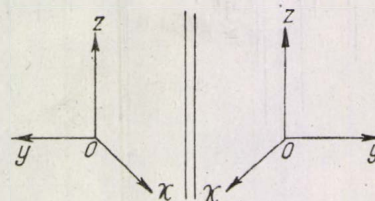
2. ábra. Két sztereoizomer molekula egymásnak tükörképe

böző optikai forgatóképességű) sztereoizomer molekulák abban különböznek egymástól, hogy az egyik anyag molekulái a másiknak tükörképei. A 2. ábra két molekulát szemléltet, ahol egy szénatom négy vegyértékéhez kapcsolódó különböző A, B, C, D gyököket egy tetraéder négy csúcsához írtuk. A két molekula nem azonos, elforgatással nem hozhatók fedésbe, hanem egymásnak tükörképei. Néha előfordul, hogy a növények az ilyen aszimmetrikus molekuláknak csak az egyik változatát termelik, ez a helyzet a szőlőcukor esetében. A fizika vagy kémia semmi törvénye nem tiltja meg azonban azt, hogy olyan molekulát állítsunk elő, amelyik a szőlőcukor-

molekula tükörképe, amelynek vizes oldata balra forgatja el a poláros fény síkját. Az, hogy a természetes szőlőcukor, a dextróz aszimmetrikusan, csak jobbkezes molekulaformációban fordul elő a természetben, nem jelent lényeges aszimmetriát, hanem csak a szőlő sejteinek átöröklődött tulajdonságát. A szőlő származástörténetének valamelyik szakaszában olyan sejtek alakultak ki, amelyek dextrózt termelnek és amelyek jobbra-tekeredő szőlőindákat eredményeznek.

Az élővilág aszimmetriái feltehetően nem a természet alapvető törvényeinek, vagy a geometriai tér szerkezetének aszimmetriájából erednek, hanem korábbi időszakok biológiai eseményeinek egyszeri véletlen által kialakított és átöröklődött sajátosságai. Talán nem járunk messze a valóságtól, ha azt mondjuk, hogy az élővilágban a jobb és a bal gyakran megfigyelhető különböző értékű volta ugyanúgy hagyományos vagy konvenció, mint a balra előzz—jobbra tartás a nagyvárosi forgalomban.

Talán a következőképpen is kifejezhetjük magunkat: az organikus kémia, a biokémia ismer aszimmetrikusan kitüntetett molekulaszerkezetű anyagokat, de az elméleti kémia, a szintetikus kémia nem. Minden molekulának a tükörképe is előállítható.



3. ábra. A bal- és jobbsodrású koordinátarendszer egymásnak tükörképe

Az a tétel, hogy az élettelen világ törvényei szimmetrikusak, régóta általánosan elfogadott felismerés. Magunk is ezt használjuk ki, amikor kedvünk szerint hol jobbsodrású, hol balsodrású koordináta-rendszert rajzolunk fel valamilyen mértani vagy fizikai probléma tárgyalásánál, majd meg gondolás nélkül alkalmazzuk a fizikai törvények ugyanazon alakját mindkét fajta koordináta-rendszerben. Egyik koordináta-rendszerrel a másikra való áttéréskor bizonyos fizikai mérőszámok (pl. vektorkomponensek) előjele megváltozik, de a köztük fennálló összefüggések, egyenletkapcsolatok, törvények nem. Azt mondjuk, hogy a fizikai törvények invariánsak a tükrözési transzformációval szemben. Minden megfigyelt jelenség tükörképe is előfordul a természetben. A törvények maguk nem tüntetik ki a jobbot a balhoz képest, legfeljebb az esetleges kezdeti feltételek.

Foglalkozzunk kissé részletesebben a tükrözési transzformációkkal. Egy P pontnak az [y, z] koordinátáira vonatkozó tükörképe legyen P'. A tükrözés a pont koordinátaiban a következő változást idézi elő:

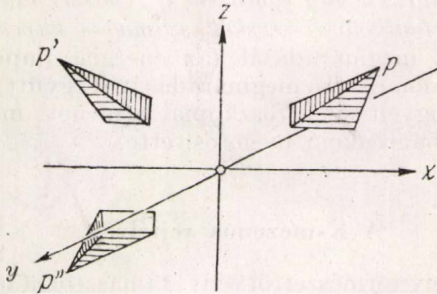
$$x' = -x, \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (1)$$

A  $P$  pont origóra vonatkozó tükörképe legyen  $P''$ . Az origóra való tükrözés a következő transzformációt jelenti:

$$x'' = -x, \quad y'' = -y, \quad z'' = -z. \quad (2)$$

A síkra való tükrözéshez hozzávéve az  $x$ -tengely körül elvégzett  $180^\circ$ -os forgást, az origóra való tükrözést kapjuk,  $P'$  és  $P''$  már további tükrözés nélkül átvihetők egymásba (4. ábra).

Skalárnak nevezzük azokat a mennyiségeket, amelyek értéke sem a tér elforgatásakor, sem tükrözésekor nem változik meg. Ilyenek (a nem relativisztikus fiziká-



4. ábra. A  $P$  alakzat  $yz$  síkra vonatkozó tükörképe  $P'$ , origóra vonatkozó tükörképe  $P''$ .  $P'$ -ből  $P''$  az  $x$ -tengely körül végzett  $180^\circ$ -os elforgatással nyerhető

ban) a részecskeszám, nyomás, tömeg, idő stb. Egy  $S$  skaláris mennyiség transzformációs képlete tehát síkra és pontra való tükrözéskor egyaránt:

$$S' = S, \quad (18)$$

$$S'' = S. \quad (28)$$

Vektoroknak azokat a kifejezéseket nevezzük, amelyek komponensei a fent említett transzformációk során úgy viselkednek, mint egy pont derékszögű koordinátái:

$$V'_x = -V_x, \quad V'_y = V_y, \quad V'_z = V_z, \quad (1v)$$

$$V''_x = -V_x, \quad V''_y = -V_y, \quad V''_z = -V_z. \quad (2v)$$

Vektornak tekinthető természetesen a koordinátákból megalkotott helyzetvektor, azonkívül a belőle skaláris műveletekkel képezett sebesség, impulzus, gyorsulás, erő, elektromos térerősség.

Az impulzusmomentum másként viselkedik. Ez két vektor (helyzetvektor és impulzus) vektorszorzata. Origóra való tükrözésekor mindkét tényező jelet vált, tehát az impulzusmomentum változatlan marad. Az ilyen mennyiségeket *axiális vektoroknak* nevezzük. Az axiális vektor mindig úgy transzformálódik, mint egy közönséges vektor, de ha a transzformáció még egy tükrözést is magában foglal, a transzformációhoz még egy  $-1$  szorzó is járul. Az axiális vektor transzformációs szabálya az (1), ill. (2) transzformációknál:

$$A'_x = A_x, \quad A'_y = -A_y, \quad A'_z = -A_z, \quad (1a)$$

$$A''_x = A_x, \quad A''_y = A_y, \quad A''_z = A_z. \quad (2a)$$

Axiális vektorra példa még az impulzusmomentummal arányos szögsebesség, mágneses momentum és az utóbbival kapcsolatban álló mágneses térerősség.

A szögsebességet, impulzusmomentumot-spint szokás a perdületet jelző irányított körrel és szokás a forgástengely irányát kijelölő irányított egyenessel jellemezni. Utóbbi esetben az a megállapodás, hogy a függőleges tengely körül végzett forgást leíró szögsebesség „felfelé” mutat, ha a forgásirány felülről nézve az óráéval ellenkező. A tükrözési viselkedés szempontjából előnyösebb az axiális vektorok irányított körrel való ábrázolása, mert az a szögsebességnek, impulzusmomentumnak vektoroként eltérő transzformációs tulajdonságát helyesen fejezi ki.

Végül meg kell emlékeznünk a *pseudoskalár* mennyiségekről. Ezek olyan egykomponensű kifejezések, amelyek minden forgásttranszformációnál változatlanok maradnak, de tükrözéskor jelet váltanak:

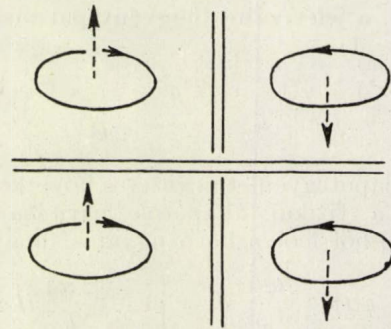
$$P' = -P, \quad (1p)$$

$$P'' = -P. \quad (2p)$$

Pseudoskalárra példa egy vektor és egy axiális vektor skaláris szorzata, így az  $\vec{E}$  elektromos és  $\vec{H}$  mágneses térerősségből megalkotott  $(\vec{E} \cdot \vec{H})$ , vagy a magnetoztatikus tér  $\Phi$  potenciálja,

$$\Phi(P) = \int_P \vec{H} \cdot d\vec{x}, \quad \vec{H} = -\text{grad } \Phi,$$

végül a  $\pi$ -mezontér potenciálja. A kiszemelt tárgy és tükörképének koordinátái vagy más adatai közt azonos koordináta-rendszerben nyilván ugyanaz a kapcsolat áll fenn, mint azonos tárgy két olyan koordinátarendszerre vonatkoztatott koordinátái közt, amelyek egymásnak tükörképei.



5. ábra. A szögsebesség és impulzusmomentum ábrázolható irányított egyenessel és irányított körrel egyaránt. Utóbbi előnye, hogy helyesen fejezi ki a tükrözési viszonyokat: A forgássíkkal párhuzamos síkra való tükrözés a forgásirányt megváltoztatja. (A „tükrözési síkot” a kettős egyenesek jelzik.)

A transzformációs szabályok ismeretében könnyű belátni, hogy a klasszikus fizika törvényei valóban invariánsak a koordináta-tükrözésekkel szemben. Tekintsük pl. az elektromágnesség alaptörvényeit, a Maxwell-egyenleteket és a töltött részecskék Lorentz-féle mozgásegyenletét:

$$\text{rot } \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \rho \vec{v}, \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi \rho,$$

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0, \quad \text{div } \vec{H} = 0, \quad (3)$$

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right).$$

Ha elvégezzük az origóra való (2) tükrözésnek megfelelő helyettesítést,

$$\vec{v}'' = -\vec{v}, \quad \vec{E}'' = -\vec{E}, \quad \vec{H}'' = \vec{H}, \quad \text{rot}'' = -\text{rot}, \quad \text{div}'' = -\text{div}$$

(a skalárokat változatlanul hagyjuk) a tükrözött jelenséget leíró mennyiségek közt fennálló egyenletre jutunk, amely egyenlet alakja teljesen azonos az eredeti Maxwell-Lorentz-egyenletekével.

## A paritás

A természeti törvények tükrözési invarianciája természetesen a kvantumelméletre is vonatkoztatandó: a kvantummechanika törvényeinek

is érzéketleneknek kell lenniök a tükrözéssel szemben. A törvények meg is felelnek ennek a várakozásnak. Egy fizikai rendszer állapotát a kvantumfizika nyelvén a  $\psi$  állapotfüggvény teljesen leírja.  $\psi$  időbeli változása az állapotegyenletből számítható ki. Ennek általános, minden problémánál érvényes alakja

$$\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + H \psi = 0. \quad (4)$$

Itt  $H$  a rendszer energiakifejezése. Az energia természetesen skalár, az idő szintén, így a (4) állapotegyenlet tükrözésinvarians.

$\psi$  egykomponensű mennyiség. Ha a fizikai rendszert, pl. egy atomot az origóra tükrözünk, ami a koordináták jelváltásával jár együtt, akkor az ilyen egykomponensű mennyiség változatlan marad vagy jelet válthat. A változatlan maradó függvényről azt mondjuk, hogy paritása páros ( $P = +1$ ), a jelet váltó függvény paritása páratlan ( $P = -1$ ).

$$\psi''(x'', y'', z'') = \psi''(-x, -y, -z) = P \psi(x, y, z); \quad P = \pm 1 \quad (5)$$

A (4) állapotegyenlet nevezetes következménye az, hogy a fizikai állapotok paritása időben állandó. (4)-ből leolvasható ugyanis, hogy

$$\psi(t + dt) = \psi(t) + \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} dt = \left[ 1 - \frac{2\pi i}{\hbar} H dt \right] \psi(t). \quad (6)$$

A szögletes zárójelben tükrözéssel szemben érzéketlen kifejezés áll, tehát  $\psi(t + dt)$  tükrözésjellege ugyanaz, mint  $\psi(t)$ -é.

A paritás megmaradása a kvantummechanikai állapotegyenlet tükrözési invarianciájának szükségszerű folyománya.

A paritás megmaradás tétele az atomfizika egyik leghasznosabb törvényszerűsége, jelentősége az energia-, impulzus-, impulzusmomentum megmaradási tételéhez mérhető. Az atomburok, a mag, az elemi részek folyamatainak kiválasztási szabályait, a megengedett és tiltott átmeneteket a felsorolt tételek együttes figyelembevételétől útján állapítjuk meg: átalakulás, elbomlás mindig csak a kezdetivel azonos energiájú, impulzusú, impulzusmomentumú és azonos paritású végállapotba történhetik. Éppen a kvantumátmenetek kiválasztási szabályainak felállítása szempontjából az

atomburok, a mag állapotainak, az elemi részeknek a sajátparitása ugyanolyan fontos adat, mint a saját impulzusmomentum, a spin.

Az egyes kvantumállapotok paritása az állapotfüggvény tükrözési szimetriaviszonyait fejezi ki. A paritás megmaradásának törvénye azt a felismerést foglalja magában, hogy a természeti folyamatok időbeli lefutását megszabó törvények tükrözésinvariánsak, ezért egy fizikai rendszer szimetriatulajdonsága mindvégig változatlan marad, bár miként változzék meg egyébként a rendszer állapota, a rendszert alkotó részecskék száma és kapcsolata. A paritás megmaradását (az energia, impulzus, impulzusmomentum megmaradásával együtt) minden megfigyelt spektroszkópiai átmenet, minden vizsgált magreakció megerősítette.

### A K-mezonok rejtélye

Bármely természettörvény, támasztotta legyen azt alá akárhány kísérlet, csak addig tekinthető érvényesnek, amíg a természetben egyetlen ellenpéldát nem találunk. Ilyenkor azután egyetlen ellenpélda erősebbé válik, mint egymillió bizonyító adat. Ha valaki megépítene egy valóban működő perpetuum mobilét, a világ összes fizikusainak ellenkezése és emberöltők felhalmozott tapasztalati anyaga sem menthetné meg az energia megmaradásának tételét. (Természetesen vigyázni kell arra, hogy az ellenpélda által adott cáfolat valóban helytálló legyen. Tudjuk az atomfizika történetéből, hogy a  $\beta$ -bomlásban sokan, Dirac és mások is éveken át egy negatív perpetuum mobilét láttak: azt hitték, hogy itt valóban energia semmisül meg. A végén a neutrínó felfedezése mégis megmutatta, hogy e jelenségnél is szigorúan teljesül az energiamegmaradás törvénye.)

Az elmúlt évben két kínai fizikus azzal a — feltételes módban megfogalmazott — állítással lépett elő, hogy a paritás megmaradás törvényének ezen egyetlen ellenpéldája létezik a természetben. A példát a K-mezonok bomlása szolgáltatja.

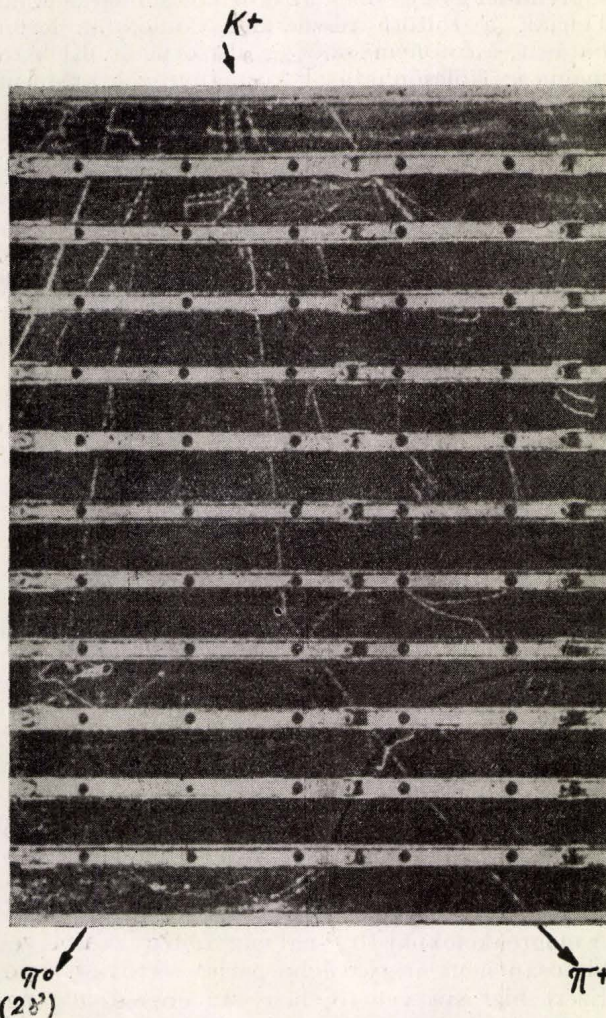
A K-mezonok az elektronnál 966-szor nagyobb tömegű, erősen instabil elemi részecskék, amelyek a kozmikus sugárzás által kiváltott vagy a gyorsítóberendezések által előidézett nagy energiájú magfolyamatokban keletkeznek. Átlagos élettartamuk  $10^{-8}$  sec, önként könnyebb mezonokra és más részecskékre esnek szét, a legváltozatosabb módokon. A pozitív K-mezonok bomlásánál például a következő bomlásformákat figyelték meg:

	Bomló rész tömege	Élettartam (sec)	Gyakoriság (%)
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	$965,3 \pm 1,9$	$1,18 \pm 0,8 \cdot 10^{-8}$	57%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$966,0 \pm 1,5$	$1,21 \pm 1,0 \cdot 10^{-8}$	27%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$966,8 \pm 0,43$	$1,27 \pm 2,0 \cdot 10^{-8}$	6%
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$	$964 \pm 5$	$\sim 10^{-8}$	4%
$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$	$967 \pm 9$	$\sim 10^{-8}$	4%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	$965 \pm 7$	$\sim 10^{-8}$	2%

Szembeszökő, hogy mindegyik bomlástípus analízise az elbomló részecske tömegét és élet-tartamát a mérési hibán belül ugyanakkorának szolgáltatja. Legkézenfekvőbb ezért az a feltevés, hogy ugyanazon részecske különböző bomlásairól, radioaktív elágazáshoz hasonló jelenségről van szó.

E felfogásnak van azonban egy súlyos nehézsége. A K-mezon valószínűleg 0 spinű, bomlik két  $\pi$ -mezontra és bomlik három  $\pi$ -mezontra. A bom-

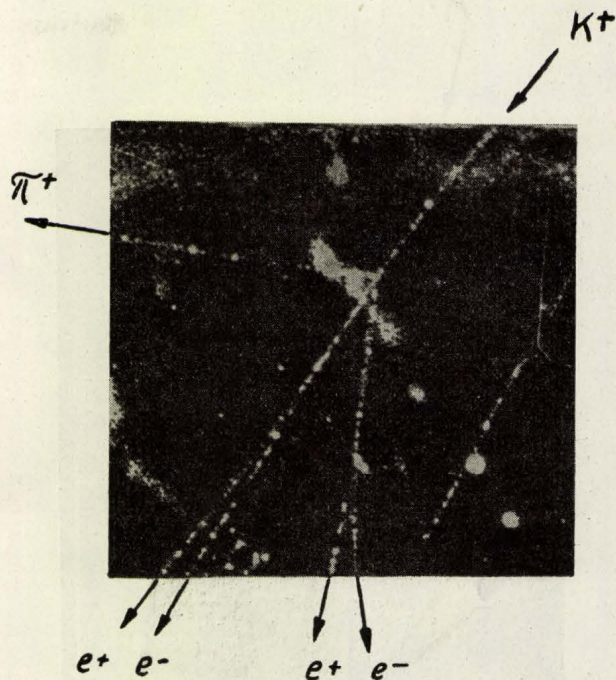
tehat a  $\pi$ -mezon paritása ebben az állapotban páratlan:  $P_\pi = -1$ . A  $2\pi$ -mezonos bomlás vég-állapotának teljes paritása ezek szerint  $P_\pi^2 = +1$ , a  $3\pi$ -mezonos bomlás végállapotáé  $P_\pi^3 = -1$ . (A kvantummechanikából tudjuk, hogy több részecskéből álló rendszerek állapotfüggvényei, így paritásai is szorzódnak.)



6a. ábra. Pozitív K-mezon bomlása két  $\pi$ -mezontra köd-kamrában. A semleges  $\pi^0$ -mezon két fotonra bomlik tovább, így sem a  $\pi^0$ , sem bomlástermékei nem láthatók

lások iránya és energiaeloszlásának analízise szerint a keletkező  $\pi$ -mezonok állapotfüggvényei gömbszimmetrikus, kizárólag  $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ -től függő párosfüggvények. Említettük, hogy a  $\pi$ -mezontereket leíró  $\varphi$ -függvény pszeudoskalár. Határozzuk meg ezek alapján egy keletkező  $\pi$ -mezon paritását.

$$\begin{aligned} \varphi''(\sqrt{x''^2 + y''^2 + z''^2}) &= \varphi''(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) = \\ &= -\varphi(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}), \end{aligned}$$



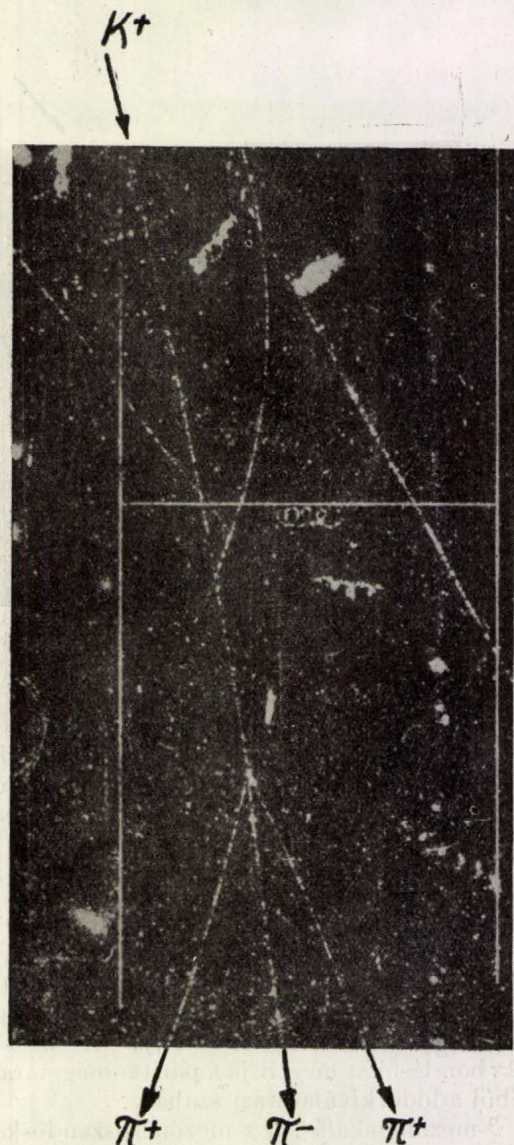
6b. ábra. Pozitív K-mezon bomlása két  $\pi$ -mezontra köd-kamrában. A semleges  $\pi^0$ -mezon igen rövid ( $10^{-14}$  sec) élet-tartammal tovább bomlik két elektron-positron-párra

A paritásmegmaradás tétele alapján fel kell tételeznünk, hogy (legalább) kétféle  $K^+$ -mezon van. Az egyik (a  $\vartheta$ -mezon) páros paritású ( $P_\vartheta = +1$ ), ennek  $\vartheta \rightarrow 2\pi$  bomlása megengedett ( $P_\vartheta = P_\pi \cdot P_\pi$ ). A másik (a  $\tau$ -mezon) páratlan paritású ( $P_\tau = -1$ ), ennek  $\tau \rightarrow 3\pi$  bomlása mehet végbe ( $P_\tau = P_\pi \cdot P_\pi \cdot P_\pi$ ). A  $\vartheta \rightarrow 3\pi$ ,  $\tau \rightarrow 2\pi$  bomlásokat megtiltja a paritás megmaradás tételéből adódó kiválasztási szabály.

A  $\vartheta$ -mezont skalár, a  $\tau$ -mezont pszeudoskalár függvény írja le. A különböző transzformációs jelleg, a bomlás különböző lefutása miatt a két mezon anyaggal való kölcsönhatásában eltérésnek kell lennie. Ennek kimutatása céljából a K-mezonokból álló nyaláb anyagon való szóródását tanulmányozták. A kísérletek arra az érdekes eredményre vezettek, hogy a szórt nyalábban ugyanolyan gyakorisággal voltak megfigyelhetőek  $2\pi$ -bomlások, mint a beeső nyalábban. Nem jelentkezett semmi különbség a feltételezett két-fajta K-mezon tömege, élettartama mellett azok szórási hatáskeresztmetszetében sem.

A tapasztalat kényszerítő volta alapján javasolta a Columbia-egyetemen dolgozó két kínai fizikus, Cseng-Tao Lee és Cseng-Ming Yang 1956-ban, hogy egyetlen K-mezont tételezzünk fel.

A tapasztalt jelenségeknek kétségkívül ez a leg-egyszerűbb, legegyszerűbb magyarázata. Az egyfajta K-mezon feltételezésének azonban az a szükségszerű folyománya, hogy a K-mezon bomlása során a paritás nem marad meg. A K-mezon paritása vagy páros, vagy páratlan. Megfigyel-



7. ábra. Pozitív K-mezon bomlása három  $\pi$ -mezonra ködkamrában

hető az elbomlás mind a páros  $2\pi$ -állapotba, mind a páratlan  $3\pi$ -állapotba. Egyik átalakulás feltétlenül megsérti a paritásmegmaradás törvényét.

### A gyenge kölcsönhatások

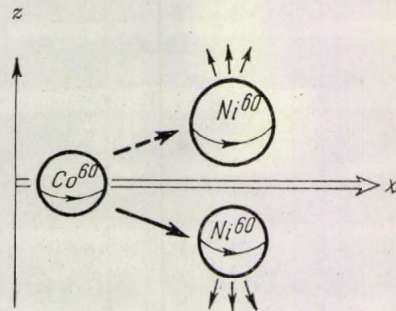
Lee és Yang tudatában voltak a paritás-megmaradás elvetése forradalmi jellegének. Ez a természet tükrözési szimmetriájának feladását jelenti. Ezért gondos kritikai vizsgálatnak vetették alá a rendelkezésre álló tapasztalati anyagot.

Az elemi részek kölcsönhatásai (a csupán makroszkopikus jelenségeknél szerephez jutó gravitációtól eltekintve) három típusba oszthatók:

I. **Erős kölcsönhatások.** Ezek vezérik a magfolyamatokat, létesítik a természetben előforduló legintenzívebb erőket, a magerőket. Erős kölcsönhatás eredménye a mezonok és nehéz részecskék keletkezése nagy energiájú magfolyamatokban. Az idetartozó jelenségek lefutási ideje  $10^{-20}$  sec-nál rövidebb.

II. **Elektromágneses kölcsönhatások.** Két nagyságrenddel gyengébbek az erős kölcsönhatásoknál. Leírják a töltött részecskék Coulomb-kölcsönhatását, a fotonemissziót és abszorpciót. Elektromágneses kölcsönhatások kormányozzák az atom-burok jelenségeit.

III. **Gyenge kölcsönhatások.** Tíz nagyságrenddel gyengébbek az erős kölcsönhatásoknál. Ide tartozik elsősorban a  $\beta$ -bomlás, a mezonok és hyperonok bomlása. A gyenge kölcsönhatások által kiváltott jelenségek lefutási ideje (a szereplő, 100 MeV és 1 MeV nagyságrendek közti energiától függően)  $10^{-10}$  sec és év közt változik.



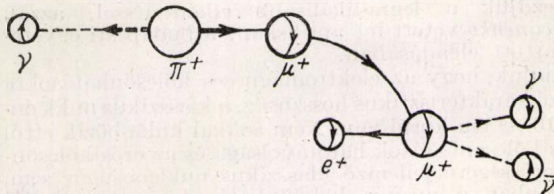
8. ábra. Wu kísérlete: az  $x$ -síkra szimmetrikus  $Co^{60}$  szívesebben bomlik az alul rajzolt végállapotba, mint annak tükörképébe, tehát a bomláskor megszűnik az állapot tükrözési szimmetriája

Lee és Yang rámutattak arra, hogy a paritás megmaradását bizonyító (spektroszkópiái és magfizikai) tapasztalati anyag kizárólag az elektromágneses és erős kölcsönhatások köréből származik. A magreakcióknál  $10^{-6}$ -nál nagyobb gyakorisággal biztosan nem megy végbe paritástartó folyamat. Ezért biztosra vehető, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatások során a paritás megőrződik. A megfelelő erőtvények tükrözéssel szemben invariánsak. (Az elektromágneses tér esetére ezt meg is mutattuk.) *Nincs azonban semmi kényszerítő tapasztalati bizonyíték annak feltételezésére, hogy a paritás a gyenge kölcsönhatások során is megmarad.* Ehhez  $10^{-10}$  pontosság elérése, vagy tisztán a gyenge kölcsönhatások által kiváltott jelenségek megfigyelése volna szükséges. A következőket különösen azért érdekes, mert a K-mezonok bomlása, ahol a paritástartás lehetősége először felvetődött, éppen ezen gyenge folyamatok közé tartozik ( $10^{-8}$  sec élettartam 200 MeV energia felszabadulása mellett!).

Dolgozatukban Lee és Yang több kísérletet javasoltak annak eldöntésére, hogy a többi gyenge

folyamat, elsősorban a  $\beta$ -bomlás biztosítja-e a tükrözési szimmetriát vagy sem. 1957 elején e kísérletek nagy részét elvégezték. Az eredmények meglepőek voltak.

Csien-Hsziung Wu kínai fizikusnő (szintén az amerikai Columbia-egyetemről) olyan atommagok  $\beta$ -bomlását vizsgálta meg, amelyeknél a magspin állása ismert volt. (Mágneses térben a magok mágneses momentuma helyzeti energiára tesz szert. Alacsony, néhány K<sup>o</sup>-os hőmérsékleten a magok úgy helyezkednek el, hogy a legmélyebb



9. ábra. A  $\pi$ -mezon bomlása

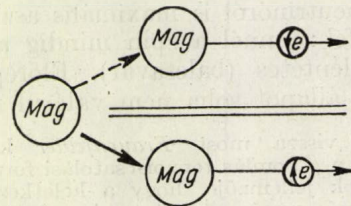
energiájú állapotba kerüljenek. Ezért a magspinek az erőtér irányába orientálódnak.) A  $\beta$ -bomlás során fenti módon polározott Co<sup>60</sup>-magokból kilépő elektronoknál Wu azt találta, hogy az irányeloszlás aszimmetrikus: az elektronok szívesebben repülnek ki a magspinnel ellentétes irányban, mint a magspin irányában. Ez a megfigyelés közvetlenül bizonyítja, hogy a vizsgált fizikai rendszer szimmetriája a  $\beta$ -bomlás során nem marad meg. Tekintsünk ugyanis egy z-irányba mutató spinű  $\beta$ -aktív magot. Ennek állapota az  $[x, y]$  koordinátáskira való tükrözéssel szemben szimmetrikus. Bomlás után gyakoribbak a negatív z-tengely irányában kirepült elektronok, mint a pozitív z-tengely irányában haladók, így a végállapotban a tükrözési szimmetria már nem áll fenn. A  $\beta$ -bomlás pillanata a kezdetben fennállott tükrözési szimmetria megszűntét jelenti: a kezdeti állapotot a tükrözés önmagába viszi át, a végállapotot nem. (Végállapotban mindig a kilépő elektronok valószínűségi eloszlására kell gondolnunk, mert az elektron-állapotfüggvény ezt adja meg.)

Teljesen hasonló eredményre jutottak többen (Biswas és társai, Franzinetti és társai, Ledermann és társai, Telegdi és társai) a  $\mu$ -mezonok bomlásánál. Azt tapasztalták, hogy a  $\pi^+$ -mezonokból keletkezett  $\mu^+$ -mezon bomlásánál az elektron szívesebben repül ki a  $\mu^+$ -mezon keletkezési irányával ellentétesen, mint a keletkezés irányában. A megfigyelés magyarázata a következő: A  $\pi^+$ -mezon bomlaskor a  $\mu^+$ -mezonokat előre-mutató spinnel emittálja. (Ez a  $\pi$ -bomlás paritásértő voltát bizonyítja: a tükröképfolyamat, a hátrafelé polározott  $\mu^+$ -mezonok emissziója a természetben nem fordul elő.) A  $\mu^+$ -mezon spinjének állása eltérüléskor, szóródáskor nem változik. A  $\mu^+$ -bomlás azután ugyanazt az aszimmetrikus irányeloszlást mutatja, amit Wu észlelt: a  $\mu^+$ -spinnel ellentett irányban való elektron-

kilépés a gyakoribb. (Ez pedig a  $\mu^+$ -bomlás paritásértő voltának a bizonyítéka.)

Egy harmadik kísérletben Frauenfelder a  $\beta$ -bomlaskor keletkező elektronok spinjének állását mérte ki. Azt találta, hogy az elektronok túlnyomórészt a kilépési irányval ellentétben álló spinnel repülnek ki. A jelenség tükörképe mozgásirányba polározott elektron kilépése volna, ez sokkal ritkábban következik be.

Mindhárom kísérlet egyértelműen bizonyítja, hogy a természet két állapot közül, amelyek egymásnak tükörképei, az egyiket előnyben részesíti a másikhoz képest. Mindhárom kísérlet megcáfolhatatlanul, a K-bomlásnál sokkal közvetlenebb módon igazolja azt, hogy a gyenge folyamatok során a paritás, a fizikai állapot szimmetriája nem marad meg. (Természetesen a paritás megmaradása továbbra is fennáll az erős és elektromágneses folyamatoknál. Előbbiek kormányozzák a magfolyamatokat, utóbbiak az atomburok, a kémia, így az élet jelenségeit. A tétel azonban csak közelítő érvényű, a finomabb fizikai mérések, mint láttuk, az ellenpéldák sorozatát tárták fel.) Ez kétségkívül az utóbbi évek legmeglepőbb, elvi szempontból leglényegesebb fizikai felfedezése. Nem gyakorlati,



10. ábra. Frauenfelder kísérlete: A bomlás az alsó nyíl szerint gyakoribb, mint a felső szerint, a  $\beta$ -elektronok nagy részének spinje mozgásirányval ellentétes

hanem elvi szempontból ahhoz lehetne hasonlítani a felfedezés forradalmi voltát, mintha valaki az impulzus megmaradásának szigorú érvényességét cáfolta volna meg.

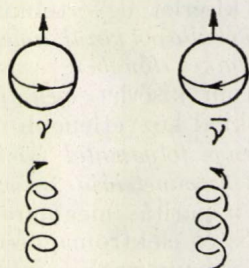
### A csavar-neutrínó

Landau, valamint tőle függetlenül Lee és Yang ez év márciusában megjelent munkáikban rámutattak arra, hogy a  $\beta$ -bomlás megfigyelt aszimmetriái egy közös gyökerre vezethetők vissza: a folyamatban megjelenő neutrínó aszimmetrikus felépítésére.

A neutrínó semleges könnyű részecske, amely közvetlenül általában nem figyelhető meg, távozásáról az általa elvitt energia, impulzus és spin tudósít. (Ha egy neutrínós folyamat részecskéit az ellenkező töltésű részecskékkal, a Dirac-féle értelemben vett antirészecskékkal helyettesítjük, a neutrínó helyébe is a szintén semleges, de a neutrínótól mégis megkülönböztetendő antineutrínó lép.)

Landau, valamint Lee és Yang a következő hipotézist vezették be: a természetben csak olyan neutrínó fordul elő, amelynek spinje a mozgásirányba

mutat. Az olyan alakzatot, amelynél a perdület és a haladási irány összesik, egy jobbmenetű csavarral szemléltethetjük. Landau feltevése szerint a neutrínó az az elemi részecske, amely a természetben elképzelhető maximális aszimmetriát mutatja: csak a jobbmenetű csavarral szemléltetett állapotban fordul elő. A tükörkép-állapot, amely a balmenetű csavarnak, a haladási iránnyal ellen-



11. ábra. A csavar-neutrínó és antirészecskéje

tétes perdületnek felel meg, teljesen hiányzik a természetből. (Tükrözéskor az impulzus és spin, mint vektor és axiális vektor, ellenkezően transzformálódnak.)

Az antineutrínóról is maximális aszimmetriát tételezünk fel: ennél a spin mindig a haladási iránnyal ellentétes (balcsavar). Előrepolározott antineutrínó-állapot soha nem valósul meg.

Térjünk vissza most *Frauenfelder* kísérletéhez. A  $Co^{60}$ -izotóp a  $\beta$ -bomlás tenzor-csatolási formája révén bomlik. Ennek jellemzője, hogy a keletkező elektron és antineutrínó egységnyi spint visz el és a kilépés nagy valószínűséggel hegyes szög alatt történik. Az antineutrínó  $1/2$  spinje feltétlenül hátrafelé mutat. Az elektron  $1/2$  spinjének ezzel párhuzamosan kell állania, hogy az eredő 1 spin kiadódjék. Mivel a haladási irányok általában hegyes szöget zárnak be, ez általában mozgásiránnyal ellentétes állású elektronspinnek felel meg. Látjuk ebből, hogy a csavar-neutrínó magyarázni tudja a *Frauenfelder*-féle eredményt. Az egyezés kvantitatívnak mondható, noha elég nagy a mérési pontatlanság. Ha a neutrínóra vonatkozó csavar-hipotézis helyes, a pozitron-bomló magoknál (ahol antineutrínó helyett mozgásirányba polározott neutrínó lép ki), a pozitronoknak mozgásiránnyal párhuzamos spinnel kell rendelkezniük. Az elmélet ragyogó sikere és bizonyítéka, hogy ezt a jóslást a pozitron-aktív  $Co^{58}$ -izotóppal elvégzett kísérletek ez év tavaszán, heteken belül tökéletesen igazolták.

Megérthetjük a *Wu* által talált aszimmetriát is. Láttuk, hogy az  $e\nu$ -pár nagy valószínűséggel a közös kirepülési irányukkal ellentétesen álló egységnyi impulzusmomentumot szállít el a magból. A  $\beta$ -bomlás során az 5-ös spinű  $Co^{60}$ -mag a 4-es spinű  $Ni^{60}$ -maggá alakul át. Hogy a spinkülönbséget az  $e\nu$ -pár elszállíthassa, a mag-spinnel ellenkező irányban kell kirepülniök. A kísérlet és elmélet egyezése kvantitatív.

A  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$  bomláskor kirepülő neutrínó mozgásirányban  $1/2$  spint visz el. Az impulzusmomentum-megmaradás miatt ellenkező irányban kilépő  $\mu^+$ -mezon  $1/2$  spinjének is a mozgásirányba kell mutatnia, hogy a bomlástermékek eredő impulzusmomentuma zérus legyen, meggyezésben a kezdetben jelenvolt  $\pi$ -mezon zérus impulzus momentumával (9. ábra).

Láthatjuk, hogy a neutrínó feltételezett teljes aszimmetriája magyarázza a  $\beta$  és  $\pi$ -bomlás megfigyelt aszimmetrikus lefolyását. (Megjegyzendő, hogy a  $\mu$ -bomlásnál két neutrínó, a  $K$ -mezon  $\pi$ -mezonokra való

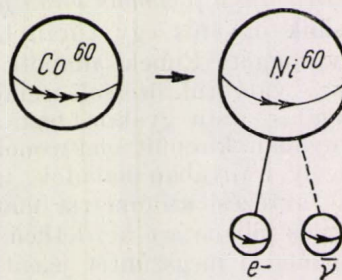
bomlásánál egy neutrínó sem keletkezik. Itt a szimmetria-sértés nem következik a csavar-neutrínó hipotéziséből egyértelműen. A kérdés tisztázását célzó vizsgálatok jelenleg folyamatban vannak.)

### Tükrözésszimmetrikus-e a természet?

Befejezésül vizsgáljuk meg: milyen elvi következtetést kell levonnunk a gyenge kölcsönhatások megfigyelt aszimmetrikus lefolyásából magának a természetnek szimmetrikus vagy aszimmetrikus voltára nézve?

Kezdjük a legradikálisabb elképzeléssel, azzal, amit *Ivanenko* vetett fel áprilisban, a budapesti egyetemen tartott előadásában.

Tudjuk, hogy az elektromágneses kölcsönhatásokra jellemző karakterisztikus hosszúság, a klasszikus nukleonsugár  $10^{-13}$  cm körül van. Nem sokkal különbözik ettől az erős kölcsönhatások hatótávolsága és az erős kölcsönhatás erősségére jellemző klasszikus nukleonsugár sem. Ha azonban a gyenge kölcsönhatás kicsiny csatolási állandójából alkotunk hosszúság dimenziójú mennyiséget, a fentieknél jóval kisebb távolságadatra jutunk:  $10^{-16}$  cm. Feltételezhető mármint, hogy a tér geometriai szerkezete durván homogénnek és izotrópnek tekinthető. Ez a feltevés, mint közelítés,  $10^{-13}$  cm-es távolságokban (erős és elektromágneses kölcsönhatások kizárólagos figyelembevétele) megengedett. Jóval kisebb,  $10^{-16}$  cm-es távolságokban azonban már jelentkezhetik a geometriai tér mikrostruktúrájának hatása: a diszkrét pontrács vagy vonalelemsokaság jellegéből adódó anizotrópia vagy pl. a pont és vonalelem helyett jobbmenetű csavarelemekből felépült térszerkezet aszimmetriája. Ez nyilvánulhat meg azután a gyenge kölcsönhatásokkal kapcsolatos fizikai jelenségekben is.



12. ábra. A *Wu*-kísérlet spinviszonyai

A felvetett gondolat még kiforratlan és talán túlzot tan radikális. Nem mulaszthatjuk el, hogy megpróbálkozzunk konzervatívabb magyarázattal is, olyannal amelyik az általában jól bevált és tapasztalatilag sok vonásban igazolt korábbi elméletnek több hasznos részét őrzi meg és így azonnal a jelenségek szélesebb körének magyarázatára képes.

Legegyszerűbb feltevés az, hogy a geometriai tér teljesen szimmetrikus, felvehetünk benne jobb- és balsodrású koordináta-rendszert egyaránt. A *fizikai alkalmazások* során azonban végigazegyik fajta koordináta-rendszerrel kell maradnunk, mert a *természeti jelenségeket leíró törvények egy része nem invariáns a tükrözésekkel szemben*, másként hangzik jobbsodrású rendszerben, mint balsodrásúban. Ez az oka annak, hogy egy folyamat tükörképe nem feltétlenül található meg a természetben: a tükrözött jelenség már nem elégíti ki a probléma differenciálegyenleteit.

Az elektrodinamika (3) alapegyenleteiről megmutattuk, hogy tükrözésinvariánsak. De ha bennük pl.  $\partial \vec{E}/\partial t$ -t és  $\partial \vec{H}/\partial t$ -t felcseréljük, a tükrösszimmetria elromlik: az egyenlet már csak egyik típusú koordináta-rendszerben érvényes ilyen alakban. Valami hasonló a helyzet a  $\beta$ -bomlás esetében. A tapasztalat megtanított arra, hogy az emittált elektron  $\vec{v}$  sebessége szívesebben mutat a  $\sigma$  magspinnel ellentétes irányba, mint egyezőbe. Ennek egy lehetséges matematikai megfogalmazását a következőképpen adhatjuk meg. Vegyük fel az energia-kifejezést ilyen alakban:

$$H = E_0 + f \left[ 1 - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A. \quad (7)$$

Itt  $E_0$  egy tükrösszimmetrikus energiaállandó,  $A$  pedig egy olyan operátor, amely a kezdeti magot leíró  $\psi_K$  állapotfüggvényt a bomlástermékeket leíró  $\psi_B$  állapotfüggvénybe viszi át:

$$A \psi_K = \psi_B. \quad (8)$$

Tegyük fel, hogy  $t$  pillanatban a mag még elbomlatlan állapotban volt:  $\psi(t) = \psi_K$ . Egy kis  $dt$  idő elteltével a rendszer állapota (7) szerint a következő lesz:

$$\psi(t + dt) = \left( 1 - \frac{2\pi i}{h} E_0 dt \right) \psi_K - \left( \frac{2\pi i}{h} f \left[ 1 - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] \right) \psi_B. \quad (9)$$

Látjuk, hogy az állapotfüggvényben az elbomlott állapotot képviselő rész akkor van jobban képviselve, ha a szögletes zárójelben álló kifejezés nagyobb, azaz ha a  $\vec{\sigma}$  magspin és  $\vec{v}$  elektronsebesség ellentétben állnak. Az ilyen bomlás tehát valószínűbb, mint a spin irányában való elektronemisszió.

A

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left( E_0 + f \left[ 1 - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A \right) \psi = 0 \quad (10)$$

Állapotegyenletet tekintünk érvényesnek jobbsodrású koordináta-rendszerben. Térjünk át az origóra való tükrözéssel balsodrású rendszerre. Adott geometriai pont koordinátái most is (2) szerint változnak meg. Egyidejűleg a  $\vec{\sigma}$  axiális vektor (2a) szerint változatlan marad, a  $\vec{v}$  vektor (2v) szerint jelet vált, tehát az egyenlet a következő alakot veszi fel az új koordináta-rendszerben:

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left( E_0 + f \left[ 1 + \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A \right) \psi = 0. \quad (11)$$

Az állapotegyenlet alakja megváltozott. Ha a (7) energiakifejezést tanultuk meg, nem szabad elfelejtenünk, hogy az csak jobbsodrású koordináta-rendszer használata esetén helyes. Az energia nem skalár, az állapotegyenlet nem tükrösszimmetrikus.

A kísérletek során megfigyelt aszimmetria magyarázatának egyik lehetősége tehát a következő: a  $\beta$ -elektronok irányeloszlása azért aszimmetrikus, mert az azt kialakító természettörvények aszimmetrikusak.

Vajon valóban ez az egyedül elképzelhető magyarázat?

A szőlő példájánál azt mondtuk, hogy a karóra való felfutás azért aszimmetrikus, mert a szőlő sejtjei, molekulái tartalmaznak valamilyen aszim-

metriát, nem pedig a fizika—kémia—biológia törvényei. Azok megengednének balra csavarodó szőlőt is, csak éppen a Föld növényvilágában a jobbra futó szőlő terjedt el. A szőlő aszimmetriája tehát véletlen, lokális, nem pedig alapvető, elvi aszimmetria.

Nem lehetne ugyanezt elmondani a  $\beta$ -bomlás atommagokról is? Próbáljuk meg. Tegyük fel, hogy a  $\text{Co}^{60}$ -mag, amely a 8. ábra baloldalán szerepel, nem pontosan szimmetrikus. Egy kis jobbméletű csavar van talán bedugva vagy valamilyen hasonló aszimmetrikus elemet tartalmaz. Ez irányítja a  $\beta$ -elektronok aszimmetrikus kilépését. Vezessünk be egy  $q$  mennyiséget, amelynek értéke földi  $\text{Co}^{60}$ -magoknál +1. Elképzelhető, hogy léteznek valahol a világegyetemben (vagy csak lehetősként) olyan magok, amelyek a földi magok tükörképei, amelyekben talán egy kis balmenetű csavar vagy hasonló ellentetben aszimmetrikus elem van. Ezt jellemezte a  $q = -1$  érték. Látjuk tehát, hogy  $q$  értéke tükrözéskor jelet vált.

Ezt felhasználva a (10) állapotegyenlet így írható át:

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left( E_0 + f \left[ 1 - q \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A \right) \psi = 0. \quad (12)$$

Ez jobbkézes magoknál, tehát a földi magoknál megegyezik (10)-zel. Balkezes, földidegen magoknál  $q = -1$ , tehát (12) a (11)-hez hasonló egyenletre vezet, amely a spin irányába való elektronemissziót segíti elő. (12)-ben  $q$  és  $\vec{v}$  tükrözéskor jelet vált,  $\vec{\sigma}$  nem, az állapotegyenlet ilyen alakban már teljesen invariáns tükrözéssel szemben.

Feltevésünk eredménye az, hogy a tükrözési aszimmetriát a természeti törvényekről áthárítottuk az atomi részecskékre. Fel kellett tételeznünk azt, hogy a Földön egyik fajta (a jobbkézes) részecskék túlsúlyban vannak. Lee és Yang ezt a feltevést az elektron és pozitron esetével hasonlítják össze. Ez a két részecske a töltés előjelében különbözik, egyébként teljesen egyenrangúak, azonos törvények írják le mozgásukat. Földi előfordulásuk, földi életük mégis igen eltérő: az elektron gyakori, minden földi anyag állandó alkotórésze, a pozitron viszont átmeneti, ritka vendég. Az elektron kitüntetett volta is a Föld anyagának kialakulásával, tehát nem fizikai, hanem történeti okokkal magyarázható.

Természetesen a jobb- és balkezes részecskékre vonatkozó mentőfeltevés a levegőben lóg mindaddig, amíg a földi jobbkézes részecskék balkezes tükörmásait a természetben meg nem találjuk, amíg a  $q$  mennyiség fizikai jelentését fel nem derítjük.

E rendkívül súlyosnak és távolinak látszó kérdést Landau válaszolta meg 1956 decemberében, elegánsan egyszerű módon. Azt tettelezte, hogy a részecskék  $q$  aszimmetria-eleme éppen a részecskék elektromos töltése. Ha egy részecske-állapotot tükrözünk, nem elegendő a jobbot a ballal felcserélni (mint azt eddig gondoltuk), hanem a részecske töltésének előjelét is meg kell változtatni, pontosabban a részecskét a megfelelő antirészecskével kell helyettesíteni. (Ugyanez



a gondolat megtalálható azonban már *Wigner Jenőnek* egyik 1952-ből származó munkájában, mint felvetett lehetőség.) Landau szerint egy pozitív töltés a természetben épp olyan aszimmetrikus alakzat, mint egy jobbmenetű csavar. A Wu-féle kísérletben szereplő  $\text{Co}^{60}$ -atom valódi tükörképe (a 8. ábra állításával szemben) nem önmaga, hanem egy anti-kobaltatom, amelynek negatív töltésű magja 27 antiprotonból és 33 antineutronból áll, és amely körül 27 pozitron kering. E tükörmás  $\beta$ -bomlásakor keletkező pozitronok Landau szerint már a magspinnel *párhuzamos* irányba repülnek ki és mozgásirányukkal *párhuzamosan* lesznek polározva, a folyamat tehát a földi  $\text{Co}^{60}$ -bomlás *tökéletes* tükörképét fogja szolgáltatni. Ilyen anti-kobalt-atomok a Földön nincsenek ugyan, de létezésük semmi fizikai törvénynek nem mond ellent, elvileg előállíthatók és esetleg távoli égitesteken elő is fordulhatnak. A  $\beta$ -bomlás irány-aszimmetriája nem a természettörvények, hanem a kezdeti állapot aszimmetriájának a következménye, akárcsak a szőlő esetében.

A tükrözés Wigner—Landau-féle elméletét könnyebben ellenőrizhetjük a könnyű részekenél, mert itt a tükörmás, az antirészecske előállítására nem kíván olyan nagy energiát. A csavar-neutrínó elmélete a Landau-féle tükrözést teljesen alátámasztja: A 11. ábrára vetett pillantás mutatja, hogy az antineutrínó (balcsavar) a neutrínó (jobbcsavar) tökéletes tükörképe. A neutrínó aszimmetriáját a tükrözés Wigner—Landau-féle értelmezése teljesen feloldja.

A  $\mu^+$ -mezon antirészecskéje a  $\mu^-$ -mezon. Ez a  $\mu^+$ -hoz hasonló gyakorisággal megtalálható a kozmikus sugárzásban. Amíg a  $\mu^+$ -bomlás pozitronjai a spinnel ellentétes irányban lépnek ki, a  $\mu^-$ -bomlásakor az elektronok kilépése a spin irányában történik. Ezt az elméleti következtetést a megfigyelések alátámasztani látszanak.

A tükrözés Wigner—Landau-féle elmélete is szimmetriát követel a természeti törvényektől: azt, hogy az (antirészecskére való áttérést is magában foglaló) teljes tükrözéssel szemben legyenek a természeti törvények invariánsak. Hogy ez a követelmény mennyire teljesül, annak kísérleti ellenőrzése folyamatban van. Az eddig elvégzett kísérletek kvantitatív összhangban állnak az elmélet eredményeivel.

A jelen írás címében felvetett kérdésre tehát a következő választ adhatjuk:

Ha a pontosabb kísérletek az eddigi eredményeket megerősítik, akkor a természetet mégis tükrözésszimmetrikusnak kell mondanunk. *Teljes tükrözés* alatt azonban a jobb és bal közönséges értelemben vett felcserélését és *egyidejűleg* a részecskének antirészecskével való helyettesítését kell értenünk. (Egy jobbkezes kesztyű tükörképe egy antiatomokból, negatív magokból és pozitív burkokból álló balkezes kesztyű.) A *csonka tükrözés* csak felületesen cseréli fel a jobbot a ballal és nem veszi észre, hogy a részecsketöltés is az aszimmetrikus elemek egyike. Ez azonban nem ad tökéletes tükörképet. Olyan fiktív alakulatokhoz vezet, amilyenek a természetben nem fordulnak elő (pl. hátrafelé polározott neutrínó.) A csonka tükrözés által adott fiktív, felemás alakulatoknak a természetben előforduló hasonló alakulatoktól való eltérése legtöbbször mégis olyan kicsiny, hogy a felületes szemlélő ezt nem veszi észre. Ezért sokáig a természetnek a bevezető oldalakon is használt csonka tükrözéssel szemben való invarianciáját tételeztük fel. Az elkövetett hibát csak finomabb mérés, a gyenge kölcsönhatások vizsgálata leplezte le.

Hogy a részecske pozitív, ill. negatív töltése miért tekintendő olyan szimmetrikus geometriai alakzatnak, mint egy jobb-, ill. balmenetű csavar, azt talán a részecskék szerkezetére vonatkozó kutatások tisztázni fogják. Ilyen irányban a vizsgálatok már meg is indultak, ezzel foglalkozott *J. Rayski* professzornak a balatonvilágosi elemi-rész-kollokviumon tartott egyik előadása. Ha azonban e kérdések taglalásába belemennénk, az messzire vezetne és (ma még) elhagynánk a tapasztalat állandó ellenőrzésének lehetőségét, ami pedig most is, a legutóbbi hónapok nagy-szerű felfedezéseinek megszületésénél döntő tényező volt.

\*

Lapzártakor érkezett a hír, hogy az 1957. évi fizikai Nobel-díjat Lee és Yang kínai fizikusok kapták a paritás megmaradásával kapcsolatos kutatásaikért. Lee harmincöt, Yang harminc éves.

*Marx György*

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet —  
KFKI Atomfizikai Osztálya, Budapest