

GÁBOS ZOLTÁN

SZIMMETRIA A FIZIKÁBAN

A görög eredetű szün (együtt) és metron (méret, mérték) szavakból kialakított szimmetria a mindennapi életben is gyakran használt fogalom. Mivel harmóniát, arányosságot, tökéletességet sugall, a művészetek művelői már régóta eszközként használják a szépségigény kielégítésére. A természet bűvárai is kedvelik a szimmetrikus tárgyakat. A szimmetria fogalom a fejlődés során folyamatosan bővült, vizsgálatának eszköztára is egyre gyarapodott. Vázlatos ismertetésünkben ezt kívánjuk tanúsítani a fizika keretében. Azt vizsgáljuk, hogy a fizika hogyan jutott el a „látható” szimmetriáktól a „rejtettekig”, és hogyan vonta be a vizsgálatok körébe az anyagi tárgyak mellett a változásokat és átalakulásokat hozó folyamatokat. Bemutatjuk, hogy a szimmetriák keresése mennyiben segített új összefüggések, rejtett kapcsolatok felismerésében, rokon természeti tárgyak családokba sorolásában és új kutatási irányok kijelölésében. A szimmetria-aszimmetria kapcsolattal is foglalkozunk. A múlt század közepétől a természet megtanította a fizikusokat arra, hogy e két szélső kategória közé nem lehet merev válaszfalat húzni. Egy sor olyan szimmetriát találtak, amelyek alkalmazhatósági területe korlátozott. Amennyiben az alkalmazhatósági területről indulunk ki, tehát a vizsgálatok során a szimmetria felől közelítünk, a szimmetriát rontó (sértő) tényezők keresése jelenti a kihívást. Olykor az aszimmetrikus keretben talált néhány szimmetrianyom sarkall szimmetriát kereső kalandra. De az is megtörténhet, hogy aszimmetriák kombinációja vezet szimmetriához.

A szimmetriavizsgálatok történetében két korszak különíthető el. Az elsőben a XVII. században megalapozott és a XIX. században kiteljesedett klasszikus fizika szolgáltatva a vizsgálatokhoz szükséges módszereket. A XX. század elején induló második korszakban, a relativitás- és kvantumelméletre alapozó új fizika alakította és gazdagította a szimmetriáról alkotott képünket.

A szimmetria vizsgálata ma is az érdeklődés középpontjában áll. A 2008. évi fizikai Nobel-díjjal három jeles szimmetriakutatót jutalmaztak. De még számos szimmetriával kapcsolatos kérdés vár Nobel-díjat érdemlő feleletre.

Szimmetria a klasszikus fizikában

A geometriai szimmetria

Az antik világ géométereit által szolgáltatott szimmetrikus objektumok (a szabályos sokszögek, az öt szabályos test, a kör és a gömb) alkalmas kiindulási alapot nyújtottak a szimmetriát vizsgálók számára. Ezeknek az objektumoknak az esetében hossz- és szögmérést igénylő szerkezeti sajátosságok biztosítják a szimmetriát. A szabályos sokszög oldalai és szögei ugyanakkorák. A kör pontjai a középponttól egyenlő távolságra vannak. Ugyanez állítható a gömbfelületi pontokra. A szabályos test lapjai egybevágóak és testszögleteikről is ugyanez állítható.

A későbbiek során fontos előrelépést jelentett az a felismerés, hogy a szimmetrikus geometriai objektumok esetében vannak olyan műveletek, amelyek végrehajtása után az objektum önmagával fedésbe kerül, így a műveletek nem eredményeznek kimutatható (megfigyelhető) változást. E műveleteket a szimmetriaművelet névvel illetjük. A szimmetrikus geometriai objektumok körében az elforgatások, az inverzió (pontra való tükrözés) és az egyenes vonalra vagy síkra való tükrözés töltheti be ezt a szerepet.

Az elforgatás leírásakor meg kell adni a forgástengelyt és az elforgatási szöveget. A szögérték megadásakor egy utasítást kell követni. Elsőként a forgástengelyt a megfigyelő felé irányítjuk (ezt nyíllal jelezzük). Amennyiben a megfigyelő az óramutató járásával egyező elforgatást észlel, negatív szögértéket használunk. A pozitív szögérték ellentétes irányú elforgatást jelez. A tengely körüli elforgatáskor folytonos műveletről beszélünk, az elforgatási szöveget a művelet paramétere névvel illetjük.

A tükrözések az objektum valamennyi pontjának tükörponttal, az objektumnak tükörobjektummal való felcserélését eredményezik. Egy lépésben, ugrásszerűen megvalósuló változást eredményeznek. Az ilyen, paramétert nem igénylő műveletekre a diszkrét jelzőt használjuk.

A geometriai szimmetria vizsgálatának hatékonyságát nagymértékben növelte a csoportelmélet hasznosítása. Segítségével rendet lehet teremteni a szimmetriaműveletek sokaságában. Azt, hogy az említett szimmetriaműveletekből hogyan lehet csoportokat alakítani, a

négyzet esetében érzékeltetjük. Ekkor a központon átmenő, a négyzet síkjára merőleges tengely körüli derékszöggel, vagy annak többszörösével megvalósított elforgatásokból alakítunk ki elforgatási szimmetriacsoportokat. Egy teljes elforgatás esetében három egyirányú elforgatás fedéshez, a negyedik a kezdeti állapot visszaállításához vezet. Ezért az elforgatások csoportját három pozitív, három negatív irányú elforgatásból és a változatlanságot jelző „egységelemből” alakítjuk ki. A tükrözések esetében az inverz műveletet, a tükörobjektumnak a tükrözését is figyelembe kell venni. Ekkor a két művelet egymást követő alkalmazása az eredeti, kiindulási állapothoz vezet. Ezért a tükrözési csoportot a direkt, az inverz műveletből és az egységelemből alakítjuk ki. Mivel a négyzet középpontja egyben szimmetriaközéppont, az inverziót egyetlen szimmetriacsoport képviseli. Az átellenes csúcson áthaladó, valamint a központon átmenő és a szemközti oldalakra merőleges egyenesekre való tükrözések szimmetriaműveletek. Így állíthatjuk, hogy a hét elemből álló forgáscsoport, az inverziós csoport és a négy tükrözési csoport egyértelműen kijelöli a négyzet helyét a sokszögek körében.

A nem szabályos geometriai objektumok esetében összetett (kombinált) műveleteket is figyelembe kell venni. Számításba kell venni azt a lehetőséget, hogy szimmetriaművelethez juthatunk akkor is, ha az összetevő műveletek külön-külön nem szimmetriaműveletek. Erre a legismertebb példa a forgatásos tükrözés, amelyik elforgatásból és a forgástengelyre merőleges síkra való tükrözésből áll. Természetesen az új műveleteket eredményező kombinációk esetében a csoportalkotás lehetőségét is igénybe kell venni.

A kristályok síklapokkal határolt tárgyak, így nem véletlen, hogy a geometriai szimmetriára kidolgozott eszköztárat ebben a körben sikerrel lehetett hasznosítani. Az eredmények közül kettőt emelünk ki.

A XIX. század elején gazdag, rendszerezésre váró anyag gyűlt össze a kristályok formájával kapcsolatban. A rendteremtésre 1930-ban J. F. Hessel vállalkozott, a kristályokat külső geometriai formájuk alapján 32 kristályosztályba sorolta. Eredményét a csoportelméletet hasznosító S. Minnigerode 1887-ben megerősítette.

Egyes anyagok esetében két olyan ikerkristályt találtak, amelyek nem hozhatók egymással fedésbe, de egymás tükörképei. Ilyenkor kiralitásról beszélünk.

A geometriai szimmetriavizsgálatok körét 1808 után a Dalton-féle „klasszikus” atomfogalom térhódítása is bővítette. Atomokból molekulákat építettek fel, a kémiai átalakulásokat atomkapcsolatok átrendeződésével magyarázták. Az elektrolízis Faraday-féle

törvényeinek magyarázata a mikrovilág építőköveinek körét a pozitív és negatív elektromos töltésű ionokkal bővítette. Ez új lehetőségeket kínált a molekulák és kristályok világában.

A XIX. század második felében a kémia, sztereokémia címmel, új fejezetet nyitott. A molekulán belüli atomkapcsolatok vizsgálata új lehetőségeket kínált a szimmetriát keresők számára. Teret hódítottak a háromdimenziós gömbrudas molekulamodellek, amelyekben az atomokat kis gömbök és az atomkapcsolatokat kis rudacsokák jelezték. Ezek a modellek is segítettek abban, hogy a geometriai szimmetriavizsgálat eszköztárát a molekulák világában is hasznosítsák. Azt is felismerték, hogy a kiralitással a molekulák esetében is kell számolni. Előrelépést jelentett az, hogy a kiralitás okával kapcsolatban is felvilágosítást tudtak nyújtani. Tekintsük például az F. A. Kekulé által 1867-ben javasolt tetraéderes gömbrudas modellt, amelynek közepén szénatom van. A szénatomhoz kapcsolódó négy atom a csúcsokban kap helyet. Amennyiben a csúcsokba hidrogénatomokat helyezünk, a metánmolekula modelljéhez jutunk, amelyben a szénatom a szimmetriaközpont szerepét is betölti. Ha a modellben három hidrogénatom helyébe bróm-, fluor-, klóratomot helyezünk, egy királis molekula modelljéhez jutunk (e molekula nem hozható fedésbe valóságban létező tükörképével). A kiralitást az „aszimmetrikus szénatom” okozza.

A kristályoknak külső formára alapozó osztályozásakor megfigyelésekre alapozott eredmény nyert elméleti megerősítést. A „belső” szimmetria esetében csoportelméleti alapon nyert eredmény nyert kísérleti igazolást.

A kristályban oszcilláló építőkövek találhatóak (esetenként ezek atomok, molekulák vagy ionok lehetnek). A rezgési középpontok szabályos rendben helyezkednek el, térrácsot alkotnak. A térrácsban kijelölhetők olyan rácspontokon áthaladó egyenesek, amelyek mentén a szomszédos rácspontok távolsága egyezik. Azok az eltolások, melyeket az egyenes mentén egyik vagy másik irányban e távolságértékkel, vagy annak többszörösével megvalósítunk, szimmetriaműveleteknek tekinthetők. (Ezeket a műveleteket a külső szimmetria vizsgálatakor kizárjuk, mivel ekkor csak fedést biztosító műveleteket vehetünk igénybe.) Az eltolási műveletek figyelembevétele az összetett műveletek számát is növelte és új csoportalakításai lehetőségeket kínált. Ezt figyelembe véve J. S. Fjodorov 1890-ben és tőle függetlenül A. Schoenflies 1891-ben 230 tércsoporthoz jutott. Az eredményt a Laue-féle röntgendiffrakciós kísérletek hitelesítették.

A kristályos anyagok esetében a hőmozgás szimmetriát alakító hatásával is kell számolni. Különösen érdekesek azok az esetek, amikor a hőmérséklet változtatásakor, egy jól

meghatározott hőmérsékletértéken való átlépéskor szimmetriaváltozás jelentkezik. A szobahőmérsékleten stabil rombos kén 95,5 °C hőmérsékleten monoklin kéné alakul, kristályszimmetria-változás következik be. A vas esetében a rácspontokban helyet foglaló építőelemek apró elemei mágneses rúdtként viselkednek. A 768 °C hőmérséklet felett a mágneses momentumok számára nincs kitüntetett irány, gömbszimmetria jelentkezik, eredő mágneses momentummal nem kell számolni és paramágneses állapotról beszélünk. Amikor a vasat hőelvonással a Curie-hőmérséklet alá „hűtjük”, a vas ferromágneses állapotba jut, a gömbszimmetria sérül, az eredő mágneses momentum kitüntetett irányt jelez. Nagyon alacsony hőmérsékleten (az alapállapotban) a gömbszimmetria nyomai is eltűnnek, az elemi mágneses momentumok a kitüntetett irányba állnak be.

A dinamikai szimmetria

Már az antik világban természetes igényként jelentkezett a mozgásokkal (állapotváltozásokkal) kapcsolatos „dinamikai” szimmetriák keresése. Az előrelépést hosszú ideig a szimmetria túlbecsülése, abszolutizálása akadályozta. A síkgörbék körében a legnagyobb szimmetriafokú körnek kivételes szerepet szántak, a tökéletesség képviselőjének tekintették. A természetes, beavatkozást nem igénylő mozgás szerepét az egyenletes körmozgásra bízta. Előrelépés csak a XVII. század elejétől történt. Amikor J. Kepler 1609-ben a bolygók pályáját ellipszis alakúnak ítélte, egyben a szükséges szimmetriasértés szerepére is vállalkozott. R. Descartes 1633-ban elsőként állította, hogy a természetes mozgás szerepe az egyenes vonalú egyenletes (sebességet) őrző) mozgást illeti. Az akadályok elhárítása utat nyitott a mechanikai mozgások klasszikus elmélete felé.

A mechanika dinamikai szimmetriáinak keresésekor matematikai objektumokra, a mozgást leíró egyenletekre alapozunk, és olyan műveleteket keresünk, amelyek az egyenletek alakját megőrzik.

E program megvalósításához az 1687-ben megalapozott Newton-féle mechanika szolgáltatott indulásra alkalmas alapot. Alapfogalmak pontosításával, mozgásegyenletekkel, értéket őrző (megmaradó) mennyiségek kijelölésével, sajátos szimmetriaműveletekkel segítette az előrelépést.

Jó szolgálatot tett a tömegpont-modell (a tömegpontnak kiterjedése nincs, de tömege van). Sok esetben, a tárgyak haladómozgásának vizsgálatakor, sikerrel használták. Például a Nap körül keringő bolygók, a haladómozgás szempontjából, bolygótömeget hordozó tömegpontokkal helyettesíthetők.

Minden mozgás viszonylagos, ezért vizsgálatuk vonatkoztatási rendszer kijelölését teszi szükségessé. A tömegpont mozgásának leírását jól szolgálta egy geometriai modell, a Descartes-féle derékszögű vonatkoztatási rendszer, amelyik három, egymásra kölcsönösen merőleges, irányított, egy pontban találkozó egyenesből áll. E vonatkoztatási rendszerben a tömegpont helyzetét az x_1, x_2, x_3 derékszögű koordináták határozzák meg, amelyek egyben a közös pontban (origóban) támadó \mathbf{x} helyzetvektor komponenseinek szerepét is betöltik. A tömegpont mozgásának leírásakor az egyik fő feladat a helyzetvektor időbeli változását jelző $\mathbf{x}(t)$ függvény megadása. Ennek birtokában egyszeri, majd kétszeri deriválással nyerjük a $\mathbf{v}(t)$ sebesség- és $\mathbf{a}(t)$ gyorsulásfüggvényt.

Newton törvénybe iktatta azt, hogy abban az esetben, amikor a tömegpont mozgása eltér a természetes mozgástól (tehát gyorsulás jelentkezik), külső hatással kell számolni. A külső hatás erősségének megadására a Newton-féle mechanikában az erővektort használták. Newton 1687-ben a tömegpont mozgásának leírására olyan egyenletet javasolt, amelynek bal oldalán a tömeg és a gyorsulásvektor szorzata, jobb oldalán az erővektor szerepel. Ha tudjuk azt, hogy a tömegpont különböző helyeken és időpillanatokban milyen erőhatásnak van kitéve, vagyis ismerjük az $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ erőfüggvényt, Newton egyenlete lehetőséget nyújt az $\mathbf{x}(t)$ függvény megadására, amennyiben egy kezdeti időpontban a helyzet- és sebességvektort is ismerjük.

Newton arra is figyelmeztetett, hogy a vonatkoztatási rendszer kijelölésekor körültekintően kell eljárni. Tudta azt, hogy amikor egy forgó tárgyhoz rögzített vonatkoztatási rendszert használunk a tömegpont mozgásának leírásakor, más tárgytól származó erőhatások mellett „látszólagos” erőkkel is kell számolni. Ezért olyan vonatkoztatási rendszerek használatát javasolta, melyekben ilyen erők nem jelentkeznek. Azok a vonatkoztatási rendszerek, melyek e követelménynek eleget tesznek, a tehetetlenségi vonatkoztatási rendszer nevet kapták. Végtelen számú lehetőség van ezek kijelölésére, és az így nyert sokaság elemei egyenértékűek. Ezért felcserélésük szimmetriaműveletnek tekinthető. A klasszikus mechanika három ilyen műveletet kínált. Az egyik az origó eltolása, a koordinátatengelyek irányának és irányításának megtartásával. A második a vonatkoztatási rendszernek az origón átmenő tengely körüli

elforgatása. A harmadik a vonatkoztatási rendszernek a hozzá képest egyenletes sebességgel eltolódó rendszerrel való helyettesítése. E műveletek a mozgásegyenlet alakját megőrzik.

A Newton-féle mechanika három művelettel gazdagította a szimmetriákat keresők eszköztárát. Ugyanakkor egy, a tömegpontok rendszerére vonatkozó eredménnyel az előrelépést is segítette. A zárt (külső hatásoktól mentes) rendszerek esetében kimutatták, hogy amennyiben a „belső” erők eleget tesznek három különböző feltételnek, három olyan fizikai mennyiséghez jutunk, melyekre változatlanságot kimondó megmaradási elv érvényes. Ezek: a rendszer impulzusa, a haladómozgással kapcsolatos impulzusnyomatéka (pályanyomatéka) és energiája.

A tömegpont impulzusát (lendületét) tömegének és sebességvektorának szorzata adja. A rendszer impulzusa a tömegpontok impulzusaiból vektori összegezéssel adódik.

A tömegpont pályanyomatékát helyzetvektorának és impulzusvektorának vektori szorzata adja. A rendszer eredő pályanyomatékát vektori összegzéssel nyerjük.

A rendszer energiáját kettős összegezéssel nyerjük, a tömegpontok mozgási energiáiból kialakított összeghez hozzáadjuk a tömegpontok kölcsönhatásából származó potenciális energiát.

A Newton-féle elmélet által nyújtott lehetőségeket az 1788-ban megalapozott Lagrange-féle analitikus mechanika bővítette. J. L. Lagrange a tömegpontok helyzetvektorai és sebességvektorai felhasználásával egy – ma nevét viselő – állapotfüggvényt adott. Azt is megmutatta, hogy a függvény birtokában, a variációs számítás felhasználásával, hogyan lehet a tömegpontrendszer mozgásegyenleteihez eljutni.

A Lagrange-függvény a szimmetriavizsgálatok tekintetében is fontos matematikai objektumnak bizonyult. E. Noether 1918-ban a Lagrange-függvény értékét nem módosító folytonos műveleteket a szimmetriaműveletek körébe sorolta. Bizonyította, hogy az értékállandóságra alapozva kapcsolat létesíthető a Newton-féle elmélet által jelzett, a tehetetlenségi vonatkoztatási rendszerekkel kapcsolatos szimmetriaműveletek és a tömegpontokból álló rendszer megmaradó mennyiségei között. Kiderült, hogy az origó eltolásával kapcsolatos szimmetria az impulzus, az elforgatási szimmetria a pályanyomaték megmaradását biztosítja. Az energia megmaradását az időskála kezdőpontjának megváltoztatásával, az időbeli eltolással hozták kapcsolatba.

Jóllehet E. Noether eredménye a klasszikus mechanika szimmetriáinak keresésében a betetőzést jelentette, e szűk körben nyert felismerését a későbbiek során tágabb körben is vezérelvként használták, állítva, hogy minden szimmetriához egy megmaradó mennyiség

tartozik. Egy új szimmetria felismerése a megfelelő megmaradó mennyiség megtalálására, egy új megmaradási elv jelentkezése a szimmetria keresésére ösztönzött.

A diszkrét műveletek, a klasszikus mechanikában, nem vezettek megmaradási elvekhez és szigorú értelemben vett szimmetriákhoz. A klasszikus elméletben tértükrözés alatt általában az origóra való tükrözést értették. E művelet lehetőséget nyújtott a fizikai mennyiségek finomabb besorolására. Tértükrözéskor a helyzetvektor, a sebességvektor előjelet vált. De nem állíthatjuk ugyanezt a pályanyomatékra, amelyik érzéketlen e művelettel szemben. Az így viselkedő mennyiségre az axiálvektor megnevezést használjuk. Az időtükrözés esetében a t időskálát a $-t$ skálával váltjuk fel. E művelet a helyzetvektort nem bántja, de a sebesség esetében előjelváltást eredményez. Amennyiben az időtükrözés a mozgásegyenletet nem módosítja, állíthatjuk, hogy a fordított irányú mozgás is megvalósulhat.

A XIX. század második felében az elektromágneses jelenségek Maxwell-féle elmélete, a klasszikus elektrodinamika, az anyag egy sajátos megjelenési formájával, az elektromágneses mezővel gazdagította a szimmetriavizsgálatokba bevonható objektumok körét. A vizsgálatokhoz, ugyanúgy mint a mechanikában, a változásokat leíró egyenletek nyújtottak kiindulási alapot.

A mechanikában jó szolgálatot tett a tömegpont-modell. Állítsunk a tömegpontok helyébe elektromos töltést hordozó ponttöltéseket. A ponttöltésekhez csatlakozó mező minden pontjában egy adott időpillanatban egy elektromos térerősségvektor (\mathbf{E}) és egy mágneses indukcióvektor (\mathbf{B}) értelmezhető, ezért a mezőállapot jelzésére az $\mathbf{E}(\mathbf{x},t)$ és $\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$ függvényeket használjuk. A ponttöltésekre megtartjuk a mechanika által szolgáltatott állapotjelzőket, a helyzet- és sebességvektorokat. A ponttöltések és a mező két összetevőjének összjátéka során bekövetkező változások leírására J. C. Maxwell adott egyenleteket.

A szimmetriához kapcsolódó egyik fontos eredményt a Maxwell-egyenletek szolgáltatták. A klasszikus mechanika egy tehetetlenségi rendszernek a hozzá képest egyenletes sebességgel eltolódó rendszerrel való felcserélését a szimmetriaműveletek körébe sorolta. H. A. Lorentz azt vizsgálta, hogy e szimmetria matematikai leírása az x_1, x_2, x_3, t adatokkal kapcsolatban milyen transzformációs képleteket igényel. Megállapította, hogy képletei nem egyeznek a klasszikus mechanika azonos célt szolgáló Galilei-féle képleteivel. Lorentz a képletek megadásakor a Maxwell-egyenletekből csak azokat a tagokat vette igénybe, amelyek mezőre vonatkozó adatokat tartalmaznak, tehát a mező szimmetriájára összpontosított. A következő lépést Einstein tette meg 1905-ben. Állította, hogy a Lorentz-féle képletek érvényességét a ponttöltésekre is kiterjesztve, a

klasszikus mechanikát egy új mechanikával kell felváltani. Ezzel a követelménnyel a speciális relativitáselmélet alapkövét rakta le. Einstein másik nagy érdeme annak a tudatosítása volt, hogy létezik a szimmetriához tartozó megmaradó mennyiség. Maxwell a fényjelenségeket is bevonta az elektromágneses keretbe, a fény az elektromágneses sugárzások körében kapott helyet. A fényhez és általában elektromágneses sugárzáshoz kapcsolódó megmaradó mennyiséget Einstein alapelvben szerepeltette, mely szerint a vákuumbeli fénysebesség valamennyi tehetetlenségi rendszerben, minden irányban ugyanolyan értékű.

A klasszikus elektrodinamika egy új szimmetriaművelet bevezetésére is lehetőséget nyújtott. Az \mathbf{E} és \mathbf{B} mezővektorok mérhető mennyiségek. Ezek mellett az elméletben fontos szerephez jutott az \mathbf{A} vektor- és a φ skalárpotenciál, amelyek a kísérletek számára nem hozzáférhetők. Az $\mathbf{A}(\mathbf{x},t)$ és a $\varphi(\mathbf{x},t)$ segédfüggvények segítségével az $\mathbf{E}(\mathbf{x},t)$ és $\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$ függvényekhez juthatunk. Egy függvény segítségével a potenciálfüggvények megváltoztathatók oly módon, hogy az $\mathbf{E}(\mathbf{x},t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$ függvények érzéketlenek legyenek a változtatással szemben. Nyilvánvaló, hogy ez a mértéktranszformációnak nevezett művelet szimmetriaműveletnek tekinthető.

Wigner Jenő 1831-ben szóvá tette, hogy a Maxwell-elmélet a mező mágneses összetevőjének alárendelt szerepet juttat. Létét csak elektromos tényezők (töltéssel rendelkező objektumok mozgása és az elektromos mező változása) biztosítják. Az aszimmetria kiiktatása érdekében a fizikusokat mágneses töltést hordozó elemi objektumok (mágneses monopólusok) keresésére ösztönözte. Ilyen objektumokat még nem találtak.

Szimmetria az új fizikában

Az atomok szimmetriái

A mikrovilág tanulmányozása sok, olykor meglepő eredménnyel bővítette és színezte a szimmetriáról alkotott képünket. Eddig a mikrovilág három szintjéről, az atomi, a nukleáris és a szubnukleáris szintekről szereztünk tudomást. A szimmetriák keresésében a kvantumelméletek szolgáltattak megfelelő alapot.

Az atomi világ szimmetriáinak feltárásában főleg a Schrödinger-féle hullámmechanika, a Dirac-féle relativisztikus kvantumelmélet és a kvantumelektrodinamika segédkezett.

A klasszikus fizika az atomfizikusokat megtanította arra, hogy a szimmetriavizsgálat olyan atommodellt igényel, amelyik az atom energiáját megőrzi. Az is természetes követelmény, hogy a modellre alapozó elmélet a kísérleti eredményeket szolgálta. Mintegy három évtizedet igényelt az az előkészítő munka, amelyik 1926-ban az első elfogadható modell kialakításához vezetett. A következőkben vázlatosan bemutatjuk ennek az útnak a főbb állomásait.

Az elmélet számára jó kiindulási alapként szolgált a J. J. Balmer által 1885-ben megállapított empirikus képlet, amelyik a hidrogénatom látható színképében található, akkor ismert négy vonalára kísérletileg nyert frekvenciaértékeket szolgáltatott. A Balmer-képlet elméleti magyarázatot igényelt, de egyben azt is jelezte, hogy az egész számok fontos szerepet fognak játszani az atomok elméletében. Ettől kezdve az elektromágneses sugárzással és a hidrogénatom szerkezetével kapcsolatos vizsgálatok egybefonódtak.

Az első eredményeket a sugárzás vizsgálata szolgáltatta. M. Planck 1900-ban arra a következtetésre jutott, hogy a ν frekvenciájú sugárzás kibocsátása csak $h\nu$ nagyságú energiaadagokban történhet (h a kvantumelmélet hatás jellegű, Planck nevét viselő állandója). A. Einstein 1905-ben továbblépett: állította, hogy az energiaadag hordozója egy sajátos anyagi objektum, a sugárzáskvantum (ami 1926-ban a foton nevet kapta).

Már 1897-ben tudták, hogy a hidrogénatom egyik építőköve a negatív elektromos töltéssel rendelkező elektron (e^-). E. Rutherford 1911-ben megtalálta a másik építőkövet, az igen kis méretű, az atomtömeg nagy részét hordozó, pozitív elektromos töltésű atommagot. N. Bohr 1913-ban elsőként hasznosította a kvantumelméletben, hatáskvantum minőségben, a Planck-féle állandót. Egy olyan modellre alapozott, amelyben a hidrogénatom elektronja számára atommag központú, megengedett körpályákat biztosított. A körpályák kijelölésekor feltételként szabta meg azt, hogy a körpálya kerületéből és az elektron impulzusának nagyságából kialakított szorzat értéke csak a h állandó egész számú többszöröse lehet. Az elektronra a ponttöltés-modellt, a körmozgás leírására a klasszikus mechanikát vette igénybe. Így minden egyes körpályához egy energiaértéket tudott rendelni. Állította, hogy az atom akkor sugároz, amikor az elektron egy nagyobb energiaértéket képviselő pályáról olyan pályára ugrik át, melyhez kisebb energiaérték tartozik. Mindezek figyelembevételénél a Balmer-képlet természetes következményként adódott. A siker elmélet kidolgozására ösztönzött. A vizsgálatokba A. Sommerfeld is bekapcsolódott, aki a pályaválasztékot ellipszispályákkal bővítette és elsőként tett kísérletet arra, hogy a relativitáselmélet követelményeit a kvantumelméletben érvényesítse. A ma régi

kvantumelméletnek nevezett elmélet sok vonatkozásban irányt mutatott, de az is kiderült, hogy továbblépésre van ítélve, mivel számos kérdésre nem tudott választ adni. Például nem tudott felvilágosítást nyújtani a spektrumvonalak intenzitásával kapcsolatban.

Az előrelépést biztosító utat L. de Broglie találta meg 1924-ben. Felismerte, hogy az elektron ponttöltésmodelljét el kell vetni. Állította, hogy az elektron egy kétarcú objektum, amelyik korpuszkuláris és hullámtulajdonságokkal rendelkezik. A nevét viselő összefüggéssel kapcsolatot teremtett a hullámtulajdonságra jellemző hullámhossz és egy korpuszkuláris jellemző, az impulzus nagysága között. E két mennyiség szorzata a Planck-állandóval egyenlő. Az összefüggés birtokában azt is indokolni tudta, hogy a Bohr-féle körpályák használata miért szolgáltatott jó eredményt a hidrogénatom energiájával kapcsolatban. Az elmélet a ponttöltésmodellel korpuszkuláris, a körpályákra kirótt feltétellel „rejtve” hullámtulajdonsággal is számolt. (Könnyen igazolható, hogy a megengedett körpályák kerülete az elektronhoz rendelt hullámhossz egész számú többszöröse.)

Az új elektronmodellt E. Schrödinger hasznosította, 1926-ben lerakta a hullámmechanika alapjait. Az elmélet a hidrogénatom állapotának leírására a $\Psi(\mathbf{x},t)$ hullámfüggvényt használja, amelyben \mathbf{x} az elektron helyzetvektorát és t az időt jelzi. A szimmetriavizsgálatok szempontjából csak olyan állapotok jöhettek számításba, amelyek esetében az atom energiája állandó. Az elmélet az atom megengedett energiaértékeire a Bohr által adott kifejezést nyújtotta, amelyben a benne szereplő n kvantumszám csak pozitív egész számú értékeket vehet fel. A Schrödinger-elmélet az energia mellett a kvantált (jól meghatározott, egymástól élesen elkülönült értékeket felvevő) mennyiségek közé sorolta a pályanyomaték nagyságát és e mennyiségnek egy kitüntetett irányba eső vetületét. A pályanyomaték nagyságát az l -lel jelölt, vetületét az m -mel jelölt kvantumszám határozza meg. Adott n esetében l a 0 és $n-1$ közötti egész számú értékeket, adott l esetében m a $-l$ és $+l$ közötti egységnyi ugrásokkal nyert $2l + 1$ számú érték egyiket veheti fel. A Schrödinger-elméletet sikerrel használták a több elektront tartalmazó atomok esetében is. Ilyenkor eredő L és M kvantumszámokkal kell számolni.

Az elektronmodell újabb gazdagításra szorult. Az atomspektrumok finomabb részleteire figyelő S. Goudsmit és G. Uhlenbeck 1925-ben arra a következtetésre jutott, hogy az elektronnak van saját impulzusnyomatéka. E mennyiségre a spin nevet használjuk. Az elmélet kiegészítésére 1926-ban W. Pauli vállalkozott. A spin nagyságát az $1/2$ értékű s -sel jelölt spinquantumszám, egy kitüntetett irányba eső területét az m_s spinvetület-quantumszám

segítségével adta meg, amelyik a $-1/2$, $+1/2$ értékek egyikét veheti fel. A spinállapotokat is figyelembe vevő állapotjelzés kétkomponensű, hullámfüggvényekből kialakított matematikai objektumok (spinorok) használatát tette szükségessé.

A spin létezése a P. A. M. Dirac által 1928-ban megalapozott relativisztikus kvantumelméletben már természetes következményként adódott. De a négykomponensű (két spinorból összetett) állapotjelző mennyiséget hasznosító elmélet ennél is többet nyújtott. Egy olyan részecske létezésére utalt, amelynek tömege az elektronnal egyezik, de elektromos töltése ellentétes előjelű. Az elektron antirészecskéjének tekintett elemi objektumot C. D. Anderson megtalálta. A pozitron nevet kapta és e^+ -szal jelöljük.

Az elmélet még adós volt egy lépéssel. Maradjunk továbbra is a hidrogénatomnál. Az atomban a két építőkö kapcsolását, elektromágneses kölcsönhatását, az elektromágneses mező közvetíti. Dirac 1928-ban véglegesen kijelölte az elektron helyét a hidrogénatom hullámelméletében, de nem tette meg ezt a lépést az elektromágneses mező esetében. A kölcsönhatás leírására a Maxwell-féle mezőelmélet vektor- és skalárpotenciálját használta. Ezt a lépést Einstein az elektromos töltésekről levált „szabad” elektromágneses mező esetében már 1905-ben megtette. Így természetes igényként jelentkezett, hogy a vizsgálatokat a „kötött” mező esetében is elvégezzék. E törekvést siker koronázta, a XX. század harmadik évtizedében lerakták egy új elmélet, a kvantumelektrodinamika alapjait. Ebben a foton új minőségben is szerepet kapott. Kiderült, hogy az atommag-elektron kapcsolatát az általuk fogva tartott „virtuális” foton közvetíti.

A kvantumelektrodinamika az atomfizikán túlmutató eredményekkel is szolgált. Az egy elektronvolt (1 eV) energiaegységet használó atomelmélet a kvantumelektrodinamika segítségével magyarázni tudta a foton keltési és elnyelési folyamatait. A milliószor nagyobb energiák tartományában sajátos kapcsolat jelentkezett a foton és elektron-pozitron pár között. A foton, impulzust átvevő semleges partner jelenlétében, e^-e^+ párrá alakul. A fordított folyamat során két foton jelentkezik. Az első esetben részecskepár keletkezik, a másodikban a pár tűnik el. Ezért az elektromágneses mező esetében alkalmazott kvantálási eljárást a Dirac-mezőre is ki kellett terjeszteni úgy, hogy az elektronnak és a pozitronnak jusson a mezőkvantum szerep.

A fentiek alapján érthetővé válnak mindazok az eredmények, melyeket az atomi szimmetriák vizsgálói elértek.

Wigner J. 1927-ben elsőként javasolta az $x \rightarrow -x$ tértükrözési művelet kvantumelméleti hasznosítását. Figyelembe vette azt, hogy e művelet az n, l, m kvantumszámokhoz tartozó Schrödinger-féle hullámfüggvényt a $(-1)^l$ tényezővel módosítja. E számot, pályaparitás névvel, hidrogénatom kvantumszámjai körébe sorolta. Később a kvantumelektrodinamika segítségével az is kiderült, hogy az elektron, a pozitron és a foton saját paritással rendelkezik. Ez a szám a részecskeadatok körében kapott helyet, az elektronra $+1$, a pozitronra -1 , fotonra -1 érték adódott. A pályaparitás és az elektron sajátparitásának szorzata a hidrogénatom térparitását adja. Egy megmaradási elvet is megfogalmaztak, állítva, hogy amennyiben a hidrogénatom fotonkibocsátás következtében energiát veszít, e változás az térparitás értékét megőrzi. Az elvre alapozva egyszerűen adódtak azok a kiválasztási szabályok, amelyek az atom fotonkibocsátás okozta lehetséges kvantumszám-változásaival kapcsolatban nyújtanak felvilágosítást.

A kvantumelméletben fontos szerephez jutott az a felismerés, hogy egy mikroobjektum felépítésében részt vevő azonos részecskéket nem lehet egymástól megkülönböztetni, így az objektum bármely azonos részecskepárjának felcserélése szimmetriaművelet. Szimmetria esetében két esettel kell számolni: két részecske felcserélésekor az objektum állapotát jelző mennyiség változatlan marad, vagy előjelet vált. Az, hogy e két eset közül melyik valósul meg, a részecskék spinquantumszámával hozható kapcsolatba. Az s érték alapján a részecskéket két családba soroljuk. A félegész spinquantumszámú részecskéket a fermion-, az egész s értékkel rendelkezőket a bozon-családba soroljuk. Előjelváltással a fermionok esetében kell számolni. Ennek következménye a Pauli-féle kizárási elv, mely szerint két fermion nem lehet azonos kvantumállapotban. Az eredetileg elektronokra megfogalmazott elv fontos útmutatóul szolgált a többielektronos atomok esetében. Az elektronoknak héjakba és alhéjakba való besorolásával magyarázatot adott a Mengyelejev-féle periódusos rendszerre. A bozonok esetében sem előjelváltással, sem korlátozásokkal nem kell számolni. Az is kiderült, hogy a mikroobjektumok építőköveit a fermionok, a kölcsönhatásukat közvetítő elemi objektumokat a bozonok körében kell keresni.

A kvantumelméletben az állapotot jelző mennyiségek segédmennyiség szerepet töltenek be, segítségükkel mérhető adatokhoz jutunk. A részecskék kvantumelméletében kimutatták, hogy e komplex mennyiségek fázisának állandó értékkel történő megváltoztatása olyan szimmetriaművelet, amelyik az elektromos töltés megmaradásához vezet. A fázist változtató szorzótényezőt az

$$e^{iq\alpha}$$

alakban írjuk, ahol i az imaginárius egység, q a töltésszám (a részecske és a pozitron töltésének hányadosa) és α a transzformáció paramétere. A műveletet a globális mértéktranszformációk körébe soroljuk.

Az atommagok szimmetriái

Az atommagok jelezték létezésüket, erről A. H. Becquerel 1896-ban szerzett tudomást. Önkéntesen bomló (radioaktív) atommagok α -részecskékkel is szolgáltak, segítve 1911-ben történő megtalálásukat. Az atommagokra megállapított tömegértékek alapján sejtették, hogy a hidrogénmag az atommagok egyik építőköve. E sejtés bizonyossággá vált, miután a Rutherford által 1919-ben megvalósított első mesterséges magátalakítás egyik terméke éppen a hidrogénmag volt. A hidrogénmag a proton nevet kapta és általában p -vel jelöljük. A következő lépést J. Chadwick tette meg 1932-ben: elsőként észlelt a magreakció-termékek között egy a protonéval csaknem egyező tömegű elektromosan semleges részecskét. A Chadwick-részecske a neutron nevet kapta és n -nel jelöljük. D. D. Ivanyenko és W. Heisenberg 1932-ban állította, hogy valamennyi atommag protonból és neutronból áll. Az állítás helyesnek bizonyult, így joggal használhatjuk e részecskékre a nukleon (magrészecske) megnevezést. Építőkö szerepüket az is hangsúlyozta, hogy mindketten $s=1/2$ spinkvantumszámmal rendelkező fermionok.

Az építőkövek ismeretében választ kellett adni arra a kérdésre, hogy mi tartja össze a nukleonokat és azok hogyan rendeződnek el az atommagban. A tömegértékekre és a tömeg-energia kapcsolatra érvényes $E=mc^2$ Einstein-féle képletre alapozva, megadták azt az energiát, amelyik egy nukleonnak az atommagból való kiemeléséhez szükséges. A számítások arra utaltak, hogy az atommagok világában az energiát egymillió elektronvolt (MeV) egységekben kell megadni, és a nukleonok erős, rövid hatótávolságú kölcsönhatásával kell számolni. A következő lépést H. Yukawa tette meg 1935-ben: a nukleon-nukleon kölcsönhatást az elektron tömegét két nagyságrenddel meghaladó tömegű „virtuális” részecskék cseréjével magyarázta. Miután a kozmikus sugárzásban Yukawa-részecskéket találtak és azokat mesterségesen is előállították (1947–49 között), nyilvánvalóvá vált, hogy az elektromágneses kölcsönhatást közvetítő foton szerepét az atommagban három (különböző elektromos töltésű) részecske veszi át. E részecskék a

pi-mezon (pion) nevet kapták, spinnel nem rendelkeznek ($s=0$) és jelölésükre a π^+ , π^0 , π^- szimbólumokat használjuk.

Az erős kölcsönhatás jobb megismerését segítette az a felismerés, hogy a két nukleon, valamint a három pion az erős kölcsönhatás szempontjából azonosan viselkedik. Ez azt jelentette, hogy a nukleon-családon belüli és a pion-családon belüli felcserélések az erős kölcsönhatás szempontjából szimmetriaműveletek. Ezt a szimmetriát az antinukleon-családra is kiterjesztették (antiproton keltésére 1955-ben, antineutron előállítására 1956-ban nyílt lehetőség). A szimmetria leírására egy háromdimenziós absztrakt teret használtak, amelyben elforgatások segítségével írták le a részecske-felcseréléseket. W. Heisenberg 1932-ben bevezette az izospin-fogalmat. A családnak rendelt T izospinkvantumszám $2T+1$ családtagot engedélyez. A nukleonokra és antinukleonokra $T=1/2$, a pionokra $T=1$, egy családon belül a részecskék között a T_3 izospinvetület-kvantumszám segítségével teszünk különbséget. A családtagok elektromos és mágneses sajátosságaikban különböznek, ezért ez kismértékben rontja a felcserélési szimmetriát.

A szimmetriához tartozó megmaradási elvet is megtalálták: azok a folyamatok, melyekben nukleonok, antinukleonok és pionok vesznek részt, a T és T_3 kvantumszámok összértékét megőrzik. Ezt az elvet hasznosították többek között akkor, amikor kimutatták, hogy pionok befogadásával a nukleonok gerjesztett állapotba hozhatók. Egy olyan $T=3/2$ izospinkvantumszámmal jellemezhető négytagú delta-rezonancia-családnak jutunk, amelynek tagjai igen rövid idő alatt mezonkibocsátás által nukleonállapotba jutnak vissza.

A kétfajta paritás-kvantumszámot és a térparitással kapcsolatos megmaradási elvet az erős kölcsönhatás által uralt nukleáris folyamatokkal kapcsolatban is sikerrel hasznosították. Az erős kölcsönhatás tiszteli a tértükrözési szimmetriát.

A magfizikában is léteznek részecske-antirészecske párok. A proton és antiproton, neutron-antineutron, a π^+ és π^- mezonok ilyen párokat képviselnek (a π^0 mezon esetében a részecske és antirészecske egybeesik). Vannak olyan objektumok, amelyek esetében a részecskéknek antirészecskékkel való felcserélése szimmetriaművelet. Például a hidrogénatom alkotóelemeinek anti-alkotóelemekkel történő felcserélése létező objektumokhoz, anti-hidrogénatomhoz vezet. A magfizika ezzel egy új szimmetriaműveletet kínál.

Wigner J. 1949-ben új részecskeadatot vezetett be. Az eredetileg nukleontöltésnek nevezett adatot, a továbbiakban ismertetett okból, a B-vel jelzett bariontöltés névvel váltották fel. A nukleonok $+1$, az antinukleonok -1 értékű bariontöltést viselnek, a mezonok a bariontöltés

szempontjából semlegesek ($B=0$). A kísérleti tények tanúsították, hogy a bariontöltés megmaradó mennyiség. E megmaradási elv tette érthetővé azt, hogy az antiproton (\bar{p}) felfedezésére miért kellett 1955-ig várni. Ekkor tudták a

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

átalakuláshoz szükséges energiát biztosítani. A proton és antiproton stabilitását is e megmaradási elvvel magyarázzuk, mivel a legkisebb tömegű bariontöltéssel rendelkező részecskékről van szó, így bomlásuk sértené a megmaradási elvet.

Amikor az előbbieken az elektromos töltés megmaradását vettük szemügyre, az elmélet által megengedett szimmetriaművelet vezetett a megmaradási elvhez. A bariontöltés esetében a fordított utat követjük. A megmaradási elvre alapozva követelményként támasztjuk azt, hogy a változásokat leíró elméletben csak olyan kifejezéseket használjunk, amelyek érzéketlenek az állapotjelző mennyiségeknek $e^{iB\alpha}$ tényezővel történő megváltoztatásával szemben.

Az atommag szimmetriáinak keresésében további lehetőségeket kínált a bomlási folyamatok tanulmányozása. E. Rutherford 1899-ben jelezte, hogy vannak olyan atommagok, amelyek külső beavatkozás hiányában (spontán módon) elektront bocsátanak ki. A β^- -bomlásnak nevezett folyamat nehéz helyzetbe hozta az energia- és impulzusmérleget készítő fizikusokat. A bomlás során leadott energia egy részével nem tudtak elszámolni, de az impulzus megmaradása sem volt biztosítva, amennyiben csak az elektronbocsátásra szorítkoztak. A nehézségből kivezető utat W. Pauli találta meg: 1930-ban állította, hogy az elektron az atommagból egy kis tömegű, $s=1/2$ -es spinkvantumszámmal rendelkező, elektromosan semleges kísérelővel távozik. A Curie házaspár 1934-ben olyan, a természetben nem található atommagokat állított elő, amelyek β^+ -bomlás során kísérelőt igénylő pozitront bocsátanak ki. A feles spinkvantumszám alapján várható volt, hogy a Pauli-féle részecskékkal kapcsolatban is lehet részecske-antirészecske párról beszélni. Ma ezeket a részecskéket az elektron-neutrínó és elektron-antineutrínó névvel illetjük, jelölésükre a ν_e és $\bar{\nu}_e$ szimbólumokat használjuk. A ν_e, e^- részecskékből egy kéttagú leptoncsaládot, a $\bar{\nu}_e, e^+$ részecskékből antilepton-családot alakítottak ki. Felelni kellett arra a kérdésre, hogy az elektron és a pozitron esetében melyik Pauli-részecskére hárul a kísérelő szerep. A feleletadásra elsőként Marx Gy. és tőle függetlenül csaknem egy időben Ja. B. Zeldovics, E. J. Konopinski és H. M. Mahmoud vállalkozott 1953-ban. A leptontöltés fogalom bevezetését javasolták, a leptonokhoz a +1, az antileptonokhoz a -1 töltést rendelve. (Ma az elektron-

leptontöltés megnevezést használjuk.) Az elektron-leptontöltés megmaradását is állítva nyilvánvalóvá vált, hogy az elektront antineutrínó, a pozitront neutrínó kíséri. Így a β -bomlások alapfolyamatait a következő alakban lehetett írni:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad p \rightarrow n + e^+ + \nu_e.$$

1937-ben felfedezték az elektronnal rokon, annál mintegy 200-szor nagyobb tömegű μ^- részecskét (a negatív töltésű müont) és annak antirészecskéit, a μ^+ részecskét (a pozitív töltésű müont). 1947 után azt is tudták, hogy a müonok töltéssel rendelkező pionok bomlásakor keletkeznek egy kísérő részecskével. Később, 1962-ben az is kiderült, hogy újabb Pauli-részecskék bevezetésére van szükség, amelyek a müon-neutrínó és müon-antineutrínó nevet kapták. A ν_μ, μ^- párhoz a +1, a $\bar{\nu}_\mu, \mu^+$ párhoz a -1 müon-leptontöltést rendelték. E leptonszám megmaradását is elfogadva, a ionok bomlására az alábbiak írhatók:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

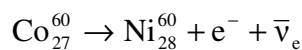
Mindezek után már nem volt nehéz a müonbomlást követő változásokat jelezni:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

A leptontöltések megmaradásához olyan mértéktranszformációk rendelkeznek, amelyekben a leptontöltések szerepelnek.

A leptonok nem alkalmasak az erős kölcsönhatásra. Ha töltéssel rendelkeznek, az elektromágneses kölcsönhatás partnerei lehetnek. Jelenlétük a folyamatokat lelassítja, így egy új, gyenge kölcsönhatással kell számolni. L. D. Lee és C. N. Yang 1956-ban javasolták, hogy a tértükrözésű szimmetriával kapcsolatos vizsgálatokat terjesszék ki a bomlási folyamatokra is. Az első kísérletek elvégzésére 1957-ben C. S. Wu, L. M. Lederman és Telegdi B. vállalkoztak.

C. S. Wu kobalt atommagok β^- -bomlását, a



folyamatot vizsgálta. Igen alacsony hőmérsékleten, mágneses mező segítségével, az atommagok számára egy kitüntetett magspin-irányt tudott biztosítani (a kobaltra $s=5$, a nikkelle $s=4$). A keletkezett elektronok irányelosztását vizsgálta. Legyen θ az a szög, amelyet az elektron mozgásiránya a nikkelmag spinjével bezár. Amennyiben θ hegyesszög, $\pi-\theta$ tompaszögét képvisel. Kiderült, hogy a tompaszög alatti elektronkibocsátás valószínűsége nagyobb. Mit jelentett ez az eredmény a szimmetria szempontjából?

A vonatkoztatási rendszer origóját vegyük fel az atommagok helyén, a 3-as tengelyt a magspinnek irányában (e tengelytől mérjük a θ szöget). Vizsgáljuk a tükörkép-folyamatot. A spin axiálvektor, ezért a tértükrözés a kobalt atommag esetében változást nem eredményez. A végállapot tükörképében a nikkelmag spinje nem módosul, miközben a tértükrözés a hegyesszögű elektronkibocsátást tompaszögűre váltja és fordítva. Tehát a végállapot tükörképe a hegyesszögű létesíti előnyben. De ez nem történhet meg, így állítható, hogy a kobalt atommag bomlásának tükörfolyamata tiltott, ezért szimmetriáról nem beszélhetünk.

C. S. Wu kísérletével csaknem egy időben L. M. Lederman és Telegdi B. ugyanerre a következtetésre jutott az irányított spinű müonok bomlásával kapcsolatban.

A szimmetria hiányának okát keresve a figyelem az elektron-antineutrínóra irányult. A nyugalmi tömeggel nem rendelkező Pauli-féle objektumok esetében az elmélet két polarizációs állapotot engedélyez. Mindkét esetben a spin és az impulzus iránya egybeesik. Amennyiben a két vektor irányítása egyezik, „jobbcsavar” állapotról, ellentétes irányítás esetében „balcsavar” állapotról beszélünk. A kísérletek azt tanúsították, hogy a $\bar{\nu}_e$ részecske esetében csak a jobbcsavar, a ν_e esetében csak a balcsavar állapot valósul meg. A tértükrözés a két polarizációs állapotot felcseréli, következésképpen sem az elektron-neutrínónak, sem az elektron-antineutrínónak nincs térbeli tükörképe. Tehát a kobalt atommag bomlása előtti tértükrözési szimmetriáját a bomlási folyamatban keletkezett elektron-antineutrínó szünteti meg.

Nyilvánvalóvá vált, hogy a gyenge kölcsönhatás a tértükrözési szimmetriát nem tiszteli. A szimmetria elvesztését kárpótolta az, hogy a Pauli-objektumok polarizációs állapotával kapcsolatos elméleti eredmények kísérleti megerősítést nyertek.

Nagy energiájú elektront és pozitront ütköztetve 1977-ben felfedezték a mintegy 3500 elektrontömeggel rendelkező τ^- -szal jelzett negatív elektromos töltésű tauont és antirészecskéjét, a τ^+ antitauont. A Pauli-féle részecskék száma is két részecskével gazdagodott, a tau-neutrínóval (ν_τ) és a tau-antineutrínóval ($\bar{\nu}_\tau$). A két neutrínócsalád egy harmadikkal, a ν_τ , τ^- családdal bővült, a kvantumszámok köre a tau-leptontöltéssel gazdagodott.

A szubnukleáris fizika szimmetriái

Az atomi és nukleáris szintek szimmetriáinak keresését nagymértékben megkönnyítette, hogy az építőköveket és a kölcsönhatást közvetítő részecskéket szabad állapotban is azonosították. A szubnukleáris szint esetében ez még nem vált lehetségessé. A nukleonok, antinukleonok, pionok esetében a feldarabolási törekvések nem vezettek eredményre. A próbálkozások során számos új, addig nem ismert, erős kölcsönhatásra alkalmas mikroobjektum jelentkezett. A szükségessé vált rendteremtés első lépéseként a részecskéket három családba sorolták. A proton és a nála nagyobb tömegű fermionok a barion-, antirészecskék az antibarion-családba kerültek. A pionok és a nagyobb tömegű bozonok a mezon nevet kapták. E három család együttesére a hadron-család nevet használjuk.

A nagy családon belüli rendteremtés is természetes igényként jelentkezett. Az előrelépést segítette egyrészt a csoportelmélet hasznosítása, másrészt az a felismerés, hogy az osztályozás során a T , T_3 adatok mellett egy harmadik, S -sel jelölt ritkaság-kvantumszámra is kell alapozni, amelyet 1954-ben vezettek be.

Az első lépést M. Gell-Mann és Y. Ne'eman tették meg 1961–62-ben, amikor az akkor ismert $s=0$ spinkvantumszámmal rendelkező mezonokból, valamint az $s=1/2$ spinkvantumszámmal rendelkező barionokból és antibarionokból nyolctagú családokat alakítottak ki. Erre is alapozva M. Gell-Man és G. Zweig 1964-ben megtették a második, döntő lépést. Három új elemi építőkö és ugyanennyi antiépítőkö létezését állították, amelyek a kvark és antikvark nevet kapták. Az u , d , s -sel jelölt kvarkokra az alábbi T , T_3 , S értékeket adták

$$u\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right), \quad d\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0\right), \quad s(0, 0, -1).$$

A megfelelő $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ antikvarkok esetében T_3 és S értéke előjelben különbözik. Az építőkövek $s=1/2$ spinkvantumszámmal rendelkező Dirac-részecskéknek tekinthetők.

Feltételezve, hogy a barionok három kvarkot, az antibarionok három antikvarkot, a mezonok egy kvarkot és egy antikvarkot tartalmaznak, csoportelméleti alapon a barionoknak nyolc- és tíztagú, a mezonoknak egy- és nyolctagú családokban tudtak helyet biztosítani. A kvarkok közötti, valamint az antikvarkok közötti felcseréléseket a szimmetriaműveletek körébe sorolták.

A kvartelmélet elfogadását nehezítette, hogy a kvarkok és az antikvarkok számára az elmélet rendhagyónak tartott töltésszám-értékeket szolgáltatott. Az u kvarkra a $2/3$, a d és s kvarkokra a $-1/3$ értéket nyerték (a megfelelő antikvarkokra a töltésszám-érték előjelben

különbözik). Az elmélet iránti bizalmat nagyban erősítette, hogy 1972-ben a 20 milliárd elektronvolt (20 GeV) energiával rendelkező elektronokkal „be- és átvilágított” protonban az u és d kvarkokkal azonosítható anyagcsomókat találtak (a proton kvarkösszetétele uud).

A későbbiek során a „kvarkízek” száma 6-ra bővült, a kvarkcsalád 1974-ben a c, 1977-ben a b és 1994-ben a t kvarkkal gyarapodott (természetesen ez az antikvarkokra is érvényes). Sor került számos új részecske keltésére is, és e törekvés a mai részecskefizikai kutatásokban is jelentkezik. A kvarkválaszték bővülése ellenére a barionok esetében a qqq, az antibarionokra a $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ és a mezonokra a $q\bar{q}$ kombinációk az utóbbi évekig használhatóknak bizonyultak. Egyes 2003 utáni eredmények azonban azt sejtetik, hogy a $qq\bar{q}\bar{q}$, $qqqq\bar{q}$ kvarkkombinációk is megvalósulhatnak. Különbözik ilyen lehetséges kombinációkra M. Gell-Mann már 1964-ben utalt, de akkor ezekre még nem volt szükség (lásd a Physics Letters 8. kötetének 214–215 oldalain olvasható közleményét).

A szimmetriavizsgálatok a szubnukleáris szinten jelentkező erős kölcsönhatást is új megvilágításba helyezték. A kvarkok fermionok, így rájuk is érvényes a Pauli-féle kizárási elv. Azonban az elv tiszteletben tartása egyes esetekben nehézségekbe ütközött. Például a proton és a pozitív elektromos töltésű pion ütköztetésével nyert, $s=3/2$ spinquantumszámmal rendelkező Δ^{++} delta-rezonancia esetében három u kvark kerülne egyazon kvantumállapotba. A helyzetet az is súlyosbította, hogy nem ismertek olyan részecskeadatot, amelyik lehetővé tette volna a három u kvark megkülönböztetését. Támpontként szolgált az a tény, hogy egy olyan rejtett sajátosságról lehet szó, amelyik a megfigyelt hadronok esetében nem jelentkezik. Egy ismeretlen, létező és máig is titokzatosságát őrző sajátosságnak nevet kellett adni. Erre 1965-ben egy fénytani analógia alkalmasnak bizonyult. Ismert tény, hogy például a piros (P), zöld (Z) és kék (K) színek keverése színiegyenlítődést (fehér színt) eredményez. Ugyanez érvényes a kiegészítő (anti) színekre is. M. Gell-Mann azt javasolta, hogy ideiglenesen a kvarkok és antikvarkok esetében is használjuk a szín fogalmát, mivel a minden egyes kvark esetében értelmezhető három színállapot lehetőséget nyújt a Pauli-elvvel kapcsolatban jelentkezett nehézség feloldására.

A színfogalom a hadron építőkövek közötti kölcsönhatás leírásában is fontos szerephez jutott. Ma azt tartjuk, hogy ezt az erős kölcsönhatást nyugalmi tömeggel nem rendelkező, $s=1$ spinquantumszámú, színekre érzékeny, színt és antiszínt hordozó „tarka” objektumok közvetítik. Ezek a gluon nevet kapták. Kiderült, hogy a hadronok szerkeszetének alakításában is fontos szerepet játszanak. Átmenetileg virtuális kvark-antikvark párrá alakulhatnak,

$$\text{gluon} \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{gluon},$$

de gluon-gluon kölcsönhatással is kell számolni. Például végbemehet a

$$(\overline{PK}) + (K\overline{Z}) \rightarrow (P\overline{Z})$$

folyamat. Ha ezeket a folyamatokat is figyelembe vesszük, a proton szerkezetét a következőképpen képzelhetjük el: a Gell-Mann féle u,u,d „valenciakvarkok” mellett a protonban a gluonok és az általuk keltett „tengerkvarkok” is jelen vannak.

A szín fogalmát hasznosító kvantumelmélet a kvantum-színdinamika. Az elmélet egy szimmetriára alapoz, mely szerint a hadronsajátosságok érzéketlenek a három szín és a három antiszín felcserélésével szemben.

Erre alapozva, a csoportelmélet segítségével és a színtelen gluonok kizárásával, egy nyolc tagú gluon-családhoz jutottak. A gluonok által közvetített sajátos kölcsönhatással magyarázzuk azt, hogy miért nem tudtak hadronokból kvarkot vagy antikvarkot kiszabadítani. Maradjunk továbbra is a protonnál. A valenciakvarkok a protonon belül, abban a tartományban amelynek lineáris méretei 10^{-15} m nagyságrendűek, viszonylag nagyfokú szabadságot élveznek. De mit történik akkor, amikor a fogva tartott kvarkot ki akarjuk szabadítani? Mai tudásunk szerint ekkor a következők történnek. Távolításkor a megtett úttal arányos energiát kell befektetni. Amikor a protonnal közölt energia eléri a mezon keltéséhez szükséges energiát, a távolítás során befektetett energiát a mezon viszi el, és így a kiszabadítási kísérlet sikertelennek bizonyul.

A szubnukleáris fizika a gyenge kölcsönhatást is új megvilágításba helyezte. Már 1961-ben feltételezték, hogy ez a kölcsönhatás is közvetítő részecskéket igényel. A kvarkok befogadása után a β^- - és β^+ -bomlásokat kétlépcsős folyamatoknak tekintették:

$$d \rightarrow u + W^- \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad u \rightarrow d + W^+ \rightarrow d + e^+ + \nu_e.$$

A közvetítő részecskék megtalálásában a H. Weyl által megalapozott mértékelmélet segített. Az elméletet sikerrel hasznosították az elektromágneses kölcsönhatással kapcsolatban. Amennyiben a Dirac-mező állapotjelző mennyiségét egy helytől és időtől függő

$$e^{i\alpha(x,t)}$$

fázistényezővel módosítjuk, helyi (lokális) mértéktranszformációról beszélünk. E transzformáció a Dirac-mező szimmetriáját elrontja, de a szimmetria helyreállítható azzal, hogy a Dirac-mezőhöz elektromágneses mezőt csatolunk és a paraméterfüggvény segítségével a Maxwell-elmélet mértéktranszformációját is végrehajtjuk. A szimmetriát helyreállító mezőt mértékmezőnek, a

mezőkvantumot mértékbozonnak nevezzük. Esetünkben a Dirac-mező a kölcsönható részecskéket, a mértékmező a részecskék elektromágneses kölcsönhatását biztosító mértékbozont, az $s=1$ spinkvantumszámmal rendelkező fotont szolgáltatja. A szimmetria a mértékbozon számára nem tud nyugalmi tömeget biztosítani, de erre a foton esetében nincs is szükség.

S. L. Glashow, S. Weinberg és A. Salam 1967–1972 között ezen az úton kereste a gyenge kölcsönhatás közvetítő részecskéit. A Dirac-mezők számát kettőre növelve, kétkomponensű Pauli-féle állapotjelző mennyiséget használva, négy mértékmező bevezetése vált lehetségessé. Gondot okozott, hogy a helyi mértékszimmetria az $s=1$ spinkvantumszámú négy mértékbozonnak, a W^+ , W^0 , W^- , B^0 részecskéknek, nem tudott tömeget biztosítani. Ezen egy P. W. Higgs által 1964-ben javasolt mező igénybevételével tudtak segíteni. Y. Nambu elsőként hívta fel a figyelmet arra, hogy a spontán (az elmélet által nem követelt) szimmetriasértés fontos szerepet fog játszani a mezők kvantumelméletében. A Higgs-féle nemlineáris (önmagára ható) mező esetében a legalacsonyabb energiájú állapotban spontán módon sérül a szimmetria. Mivel a szimmetriasértés a mezőnek energiát biztosít, a Higgs-mező a vele kapcsolatban álló részecskéknek tömeget tud biztosítani. Mindezek után a kvantumelmélettől nem idegen részecskekeverési eljárást alkalmazva a W^0 és B^0 részecskékből egy a gyenge kölcsönhatásért felelős, elektromosan semleges Z^0 részecskét és egy fotont alakítottak ki. Az elmélet a gyenge mértékbozonok tömegét is megjósolta és ez megkönnyítette a részecskék 1983-as felfedezését. A W^+ , W^- részecskék tömegére a 86 protontömeg, Z^0 -ra a 97 protontömeg értéket mértek. A feltételezett, $s=0$ spinkvantumszámmal rendelkező Higgs-részecskék keresése a mai részecskefizika fő feladatai közé tartozik. A négy mértékbozonnak egységes alapból kiinduló származtatása, az elektromágneses és gyenge kölcsönhatások egységes elméletének, az elektrogyenge kölcsönhatás elméletének megjelenését jelentette.

A szubnukleáris fizika a tértükrözési szimmetriával kapcsolatban meglepetésekkel szolgált. A neutron és pozitív töltésű pion ütköztetésével nyert mintegy fél protontömeggel, pozitív elektromos töltéssel rendelkező, $u\bar{s}$ kvarkösszetételű K^+ -mezon két vagy három pionra bomolhat. Mivel a bomlás után jelentkező pionrendszerek esetében pályaparitásokkal nem kell számolni és a pionok sajátparitása -1 , a π^+ , π^0 rendszerre a $+1$, a π^+ , π^- , π^0 rendszerre a -1 eredő térparitás-értékek adódtak. A magyarázatra két lehetőség kínálkozott. Az első: a térparitás megmarad, mivel kétféle mezon bomlásáról van szó (a hárompionos bomlást a τ^+ részecskére, a

kétpionost a θ^+ részecskére bízták). A másik: egyetlen K^+ részecskéről van szó és ekkor a térparitás nem marad meg.

A „tau-téta” rejtély feloldására L. D. Lee és C. N. Yang vállalkoztak 1956-ban. Valamennyi ismert részecskeátalakulási folyamatot számba véve felismerték, hogy az átalakulásért minden esetben a paritást őrző erős vagy elektromágneses kölcsönhatások felelősek. Állították, hogy a gyenge kölcsönhatásokra nem érvényes a paritásmegmaradás tétele. Javasolták, hogy a vizsgálatokat terjesszék ki más bomlási folyamatokra is. A kísérletek (ezek közé tartozott a már említett kobalt atommagra vonatkozó vizsgálat is) az állítás helyességét igazolták.

A szimmetriasértést a neutrínót termelő folyamatok esetében a neutrínók sajátos polarizációs állapotaival tudták megmagyarázni. Választ kellett adni arra is, hogy olyan bomlási folyamatokban, amelyek valamennyi szereplője hadron-családtag, mi akadályozza az erős kölcsönhatás érvényesülését. A válaszadást segíti, ha számba vesszük az egyes kölcsönhatás típusok által megengedett megmaradási törvényeket. Az erős kölcsönhatás a T , T_3 , S kvantumszámokra kimondott törvényeket hasznosítja. Az elektromágneses kölcsönhatás esetében e sorból T kimarad. A gyenge kölcsönhatás a T_3 és az S megmaradását sem biztosítja. Ez már arra utalt, hogy a gyenge kölcsönhatás esetében jelentkező szimmetriasértés okát olyan folyamatok körében kellett keresni, amelyek a felsorolt kvantumszámok körében változásokat eredményeznek. A neutron bomlása a kvarkadatok tekintetében T_3 -változáshoz vezet. De vegyünk szemügyre egy másik bomlási folyamatot is.

Az $n-\pi^+$ ütköztetéskor keletkezett K^+ -mezon a lambda-zérő (Λ^0) részecskét kísérte. (Ez az átalakulás tette szükségessé az s kvark, az \bar{s} antikvark és a ritkaság kvantumszám bevezetését.) Tekintsük a

$$\Lambda^0(uds) \rightarrow p(uud) + \pi^-(d\bar{u})$$

gyenge bomlást (a zárójelben a kvarkösszetételt tüntettük fel). Ekkor az

$$s \rightarrow u + W^-, \quad W^- \rightarrow d + \bar{u}$$

közbenső folyamatokkal kell számolni. Az első T , T_3 , S változást eredményez, a második T_3 értéket módosít. A Λ^0 -részecske u, d kvarkjai és az s kvarkból kiinduló közbenső folyamatok által szolgáltatott u, d, \bar{u} részecskék kellő választékot nyújtanak a proton és a negatív töltésű pion megjelenéséhez. Ez a bomlás is azt tanúsította, hogy a szimmetriasértés okozói a kvarkízeket nem tisztelő, kvarkátalakításra alkalmas W^+ , Z^0 , W^- mértékbozonok.

Az elmélet nem zárta ki annak a lehetőségét, hogy az elektromágneses és gyenge kölcsönhatások keveredjenek, azt, hogy a foton segítségével kialakult kapcsolatokat a Z^0 részecske kismértékben módosítsa. Ezt a lehetőséget kísérleti tények tanúsították. Például kiderült, hogy az e^-, e^+ párnak a μ^-, μ^+ párrá történő átalakulását a foton mellett a Z^0 részecske is segíti. A folyamat leírásakor két lehetőséggel kell számolni:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^- + \mu^+, \quad e^- + e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^- + \mu^+.$$

Ma azt is elfogadott tényként kezeljük, hogy az atomokban kialakult elektromágneses kapcsolatokat, a Z^0 részecske is segíti, ami igen kis mértékű paritásértést eredményez.

A tértüközési művelet mellett, melyet a következőkben P-vel jelölünk, a szimmetriák vizsgálatában fontos szerep jutott a részecske-antirészecske felcserélésnek. A C-vel jelzett műveletre a töltéskonjugáció megnevezést használjuk arra alapozva, hogy a részecske és az antirészecske legalább egy töltésértékben különbözik egymástól (elektromos, barion- és leptontöltésekről van szó). Azokra az esetekre, amikor C szimmetriaművelet, F. Furry 1937-ben bevezette a töltésparitás fogalmát. Töltésparitás-érték adható azokra a részecskékre, melyekre a részecske saját magának antirészecskéje, vagy azokra a rendszerekre, melyek részecske-összetételét a művelet nem módosítja. A foton töltésparitása -1 , a semleges pioné $+1$, a π^+, π^- és a π^+, π^0, π^- , rendszereké $+1$. Szimmetriát őrző folyamatok esetében a töltésparitás megmaradó mennyiség. E műveletnek a szimmetriavizsgálatok szempontjából talán legfontosabb hozadéka volt az a felismerés, hogy P- és C-aszimmetria esetében CP-szimmetria jelentkezhet. Erre 1957-ben L. D. Landau hívta fel a figyelmet. Egy példára is hivatkozhatott. A kobalt atommag bomlásakor keletkezett elektron-antineutrínó P-tükörképe nem létezik. A C művelet nem módosítja a spint és az impulzust, ezért „C-tükörkép” sem létezik (nincs jobbcsavar állapotú elektron-neutrínó). De CP-tükörkép létezik: a $\bar{\nu}_e$ tükörtárgya ν_e . Úgy tűnt, hogy a CP-szimmetriát az egzakt szimmetriák körébe lehet sorolni.

1964-ben a kaonok újabb meglepetéssel szolgáltak. Az ünneprontó szerep a semleges kaonra, a K^0 részecskére hárult. A K^0 mezon bomlását vizsgálva J. H. Christenson, J. Cronin, V. Fitsch és R. Turley azt találták, hogy a keltési helytől számított 1-2 cm-es távon a kaon két pionra bomlik.

Azok a K^0 részecskék, amelyek csak 1-2 m megtétele után szenvedtek bomlást, a legtöbb esetben három pionra, de nagyon ritkán két pionra bomlanak. Az elmélet alapján a CP-szimmetriára alapozva indokolni tudták a rövid távon jelentkező kétpionos és a hosszabb távon

észlelt hárompionos bomlást, de a hosszabb távon jelentkező kétpionos bomlás egyértelműen CP-szimmetriasértésnek ítélték. Mivel magyarázható ez a szimmetriasértés? A válaszadást N. Cabibbo készítette elő 1964-ben. Az erős kölcsönhatás esetében az u és d kvarkok egy (u,d) izocsaládban kerültek, miközben az s kvark magányos részecske maradt. Cabibbo felismerte, hogy akkor amikor az (u,d) családból kilépünk és a bomlási folyamatban az s kvark is szerephez jut, a d és s kvarkok keveredésével kell számolni. Az s kvark a d-vel egyenrangú partnerré vált, ezért társat igényelt. A társat, a c kvarkot 1974-ben megtalálták, a gyenge kölcsönhatások elmélete az s kvark számára a gyenge (c,s) családban biztosított helyet. A döntő lépést 1976-ban M. Kobayashi és T. Maskawa tették meg. Kimutatták, hogy egy harmadik gyenge kvarkcsalád bevonása a CP-szimmetriasértésre magyarázatot tud adni. Ez az út járhatónak bizonyult. Az 1977-ben felfedezett b kvarkot is bevonva a keveredő kvarkok közé, d-s-b keveréssel a szimmetriasértés magyarázatot nyert. A b kvark 1994-ben társat kapott, a t kvarkot, és így a harmadik (t,b) gyenge családot is ki tudták alakítani. Az utóbbi években a B^0 ($d\bar{b}$) mezon bomlásának vizsgálata még jobb lehetőséget nyújtott a CP-aszimmetria kimutatására.

A hosszabb életű K^0 mezonok még egy meglepetéssel szolgáltak. A három- és kétpionos bomlásokon kívül „felleptonos” bomlásokat is észleltek, ezek során π^- , e^+ , ν_e , vagy π^+ , e^- , $\bar{\nu}_e$ részecskék keletkezhetnek. A mérések azt mutatták, hogy a pozitron megjelenése háromezreléssel gyakoribb, mint az elektroné. Tehát a szimmetriasértés a részecske-antirészecske párral kapcsolatban is jelentkezett.

A tértükrözés és töltéskonjugáció mellett az időtükrözés (T művelet) is fontos szerephez jutott. E művelet kvantumelméleti hasznosítását elsőként Wigner kezdeményezte 1932-ben. T-szimmetriáról beszélünk, ha egy folyamat fordítottja is végbemehet.

G. Lüders és W Pauli 1954-ben kimutatták, hogy a CPT kombinált szimmetria az egyedüli, Lorentz-szimmetriával kompatibilis tükrözési szimmetria. Ma a CPT-szimmetriát az egzakt szimmetriák körébe soroljuk, érvényességét eddig egyetlen kísérleti tény sem cáfolta. A szimmetria a részecske és az antirészecske tömegének egyezését követeli. Arra is lehetőséget nyújt, hogy egy reakcióegyenlet birtokában más megvalósítható folyamatokat is kijelöljünk. A CPT-műveletet egy részecskére is alkalmazták. Ekkor egy utasítást kell követni: a reakcióegyenletben egy részecskét át lehet vinni az egyik oldalról a másikra, de akkor a részecskét antirészecskéjével kell felcserélni és fordítva. Ily módon például a proton bomlási egyenletéből kiindulva az alábbi egyenletekhez jutunk:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+.$$

Mindkét folyamatot megfigyelték.

A gyenge kölcsönhatás által uralt folyamatokban a kvarkok egymásba átalakulhatnak. B. Pontecorvo 1957-ben azt is lehetségesnek tartotta, hogy a ν_e , ν_μ neutrínók egymásba átalakuljanak. 2002 óta már az elfogadott tények közé soroljuk, hogy a különböző leptoncsaládokhoz tartozó neutrínók átalakulhatnak egymásba (a folyamat a neutrínóösszcilláció nevet viseli). Ez arra utal, hogy a neutrínóknak van nyugalmi tömege, de arra is figyelmeztet, hogy egzakt megmaradási törvényt csak a három leptontöltés összegére lehet kimondani.

A szimmetriavizsgálatok szempontjából fontos következtetésekhez jutottak, amikor felismerték, hogy a kölcsönhatások erőssége és a folyamat megvalósításakor befektetett energia között kapcsolat létesíthető. A kis energiák tartományában az elektromágneses kölcsönhatás erőssége sok nagyságrenddel meghaladja a gyengéét. Azt találták, hogy az energia növelésekor az erősségek közelednek egymáshoz (az elektromágneses csökken, a gyengéé nő). A kísérleti adatok alapján arra lehet következtetni, hogy a 100 milliárd elektronvolt energia elérésekor a két kölcsönhatás egyenlő erősségűvé válik, tehát a kölcsönhatás erőssége szempontjából elektrogyenge-szimmetria jelentkezik. Az alacsony energiák tartományában ez a szimmetria rejtve marad, a nagymértékű aszimmetria a szimmetrianyomokat eltakarja.

A fentiekben a szubnukleáris szint standard modelljével kapcsolatos szimmetriákat ismertettük. A modell 6 kvarkra, 6 antikvarkra, 6 leptonra, 6 antileptonra, valamint három alapvető kölcsönhatás közvetítő részecskéire (a fotonra, a nyolc gluonra és a három mértékbozonra) alapoz.

Számos elképzelés született e modell túllépésére. Lépéseket tettek a „nagyszabású” egyesítés, az elektrogyenge és erős kölcsönhatások egységes elméletének kidolgozása felé. A gravitációs kölcsönhatás bevonására, a „szuperszimmetria” kialakítására is javaslatok születtek. A helyzetet nehezíti, hogy az elképzelések alátámasztására egy számunkra még hozzáférhetetlen energiatartományban kellene kísérleti bizonyítékokat keresni. Ennek ellenére az előkészítő munkát elméleti vonalon nagy ütemben folytatják.

Most a figyelem a CERN kutatóközpont kipróbálás alatt álló részecskegyorsítója felé irányul, amelyik egyenként 7 TeV energiával rendelkező protonok ütköztetését tudja megvalósítani. (1 TeV ezermilliárd elektronvolt energiát jelent). A gyorsító fő feladata a standard modell kísérleti ellenőrzése és nem utolsósorban a Higgs-bozonok megtalálása.

IRODALOM

- [1] Wigner E. P.: *Szimmetriák és reflexiók*, Gondolat Kiadó, Budapest, 1972.
- [2] V. F. Weisskopf: *Fizika a huszadik században*, Gondolat Kiadó, Budapest, 1978.
- [3] Simonyi K.: *A fizika kultúrtörténete*, Gondolat Kiadó, Budapest, 1978.
- [4] H. Weyl: *Szimmetria*, Gondolat Kiadó, Budapest, 1982.
- [5] Marx Gy.: *Atommag-közelben*, Mozaik Oktatási Stúdió, Szeged, 1996.
- [6] L. Lederman: *Az isteni a-tom*, Typotex Kiadó, Budapest, 1997.
- [7] Hargittai I., Hargittai M.: *Szimmetriák a felfedezésben*, Vince Kiadó, 2003.
- [8] Fényes T.: *Részecskék és kölcsönhatásaik*, Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen, 2007.
- [9] Patkós A., Polonyi J.: *Sugárzás és részecskék*, Typotex Kiadó, Budapest, 2000.
- [10] Horváth D.: *A részecskefizika anyagelmélete: a Standard Modell*, Fizikai Szemle, 58 (2008) 246–254.
- [11] Trócsányi Z.: *Az eltűnt szimmetria nyomában*, Fizikai Szemle 58 (2008), 417–426.
- [12] Patkós A.: *Rejtőzködő szimmetriák nyomában*, Természet Világa, 140 (2009) 102–104.