# AZ ATOMENERGIA-ES MAGKUTATÁS ÚJABB EREDMÉNYEI

Kiss Dezső Bevezetés a kísérleti részecskefizikába

> Szerkesztetta Neményi Márta



Akadémiai Kiadó, Budapest

m

Az atomenergia- és magkutatás újabb eredményei 7

#### Az atomenergia- és magkutatás újabb eredményei

7. kötet

Szerkeszti

#### **KOLTAY EDE**

#### A szerkesztőbizottság tagjai

Berényi Dénes, Csikai Gyula, Csom Gyula, Gyimesi Zoltán, Keszthelyi Lajos, Korecz László, Dörnyeiné Németh Judit, Pócs Lajos, Szatmáry Zoltán, Szabó Ferenc, Veres Árpád



Akadémiai Kiadó · Budapest 1990

# Az atomenergiaés magkutatás újabb eredményei

7

Kiss Dezső Bevezetés a kísérleti részecskefizikába

> Szerkesztette Neményi Márta



and a second second

Akadémiai Kiadó · Budapest 1990

#### ISBN 963 05 4815 1

Kiadja az Akadémiai Kiadó, Budapest

© Kiss Dezső, 1990

Minden jog fenntartva, beleértve a sokszorosítás, a nyilvános előadás, a rádió- és televízióadás, valamint a fordítás jogát, az egyes fejezeteket illetően is.

**Printed in Hungary** 

# Tartalom

	Előszó	9
1.	A részecskefizikai kutatások néhány sajátossága	13
2.	Történeti áttekintés	16
2.1	A kozmikus sugárzás felfedezése	16
2.2	Mérések ionizációs kamrával	18
2.3	Koincidenciába kapcsolt GM-csövekkel kapott kísérleti eredmények	19
2.4	A Wilson-féle ködkamra felhasználása	25
2.5	Fotoemulziós mérések	26
2.6	A primer komponens	26
2.7	A kozmikus sugárzási vizsgálatok jelene és jövője	27
2.8	A pozitron felfedezése	. 38
2.9	A müon felfedezése	40
2.10	A müon közepes élettartamának mérése	42
2.11	A V-részecskék felfedezése	45
2.12	A π-mezon felfedezése	46
2.13	A $\pi^{0}$ -mezon felfedezése	48
3	A részecskék osztályozása	50
31	Antirészecskék	58
32	Megmaradási törvények	60
3.3	Az antiproton felfedezése	62
4.	Leptonok	65
4.1	A τ felfedezése	66
4.2	Neutrínófizika	67
4.2.1	A neutrínó létezésének első közvetett kísérleti bizonyítása; visz-	
	szalökődési kísérletek	69
4.2.2	A neutrínó létezésének első közvetlen kísérleti igazolása	70
4.2.3	A kétféle típusú neutrínó különbözőségének kísérleti igazolása	74

4.2.4	A napneutrínók intenzitásának kísérleti meghatározása	76
4.2.5	A neutrínó tömegének kísérleti meghatározása	79
4.2.6	Új módszerek (és detektorok) kozmikus neutrínók észlelésére	84
4.2.6.1	DUMAND-tervezet	85
4.2.6.2	Bajkál-kísérlet	86
4.2.6.3	BATISSZ-tervezet	87
4.2.7	Gyorsítós neutrinókisérletek	88
4.2.8	Kísérleti neutrínócsillagászat	90
5.	Hadronok	96
5.1	A J/ $\Psi$ -részecske felfedezése	97
5.2	Az Y-részecske kísérleti megfigyelése	99
	Kälesä-betterb	101
0.	Koicsonnatasok	101
0.1	Gravitacios kolcsonnatas	101
0.2	Elektromagneses kolcsonnatas	101
0.3	Gyenge Kolcsonnatas	103
0.4	Eros kolcsonnatas	105
7.	Törekvés a kölcsönhatási elméletek egyesítésére	107
7.1	A Maxwell-elmélet	107
7.2	Az elektrogyenge kölcsönhatás elmélete	108
7.2.1	A semleges áram létezésének kísérleti kimutatása	108
7.2.2	A paritásmegmaradás sérülése elektrogyenge folyamatokban	111
7.2.3	Az elektrogyenge kölcsönhatást közvetítő töltött vektorbozonok	
	(W <sup>±</sup> ) felfedezése	112
7.2.3.1	A vektorbozonok	112
7.2.3.2	Az antiprotonok előállítása	114
7.2.3.3	A detektálás	117
7.2.3.4	Mérés és analízis	120
7.2.3.5	Az eredmény	124
7.2.4	Az elektrogyenge kölcsönhatást közvetítő semleges vektorbozon (Z <sup>0</sup> )	
	felfedezése	125
7.2.4.1	A detektor	126
7.2.4.2	Eseményválogatás és kiértékelés	126
7.2.4.3	A háttér	127
7.2.4.4	Mérési eredmények	129
7.3	A "Nagy Egyesítési Elmélet"	130
7.4	A szuperszimmetria-elmélet (SUSY)	134
7.5	A szuperhúrelmélet	136
8	Kvarkok	127
81	Kvarbfaiták (izak)	13/
82	Szin	140
0.2	JAII	142

92	Chuonak	143
0.5	A szubalami rászacskák randszerezése	144
0.4	A szüberenni reszecskek rendszerezese	148
0.5	Kisárlat a t kvark kimutatására	149
0.0	Marási aliárás ás apalízis	149
0.0.1	Mérési eradmények	154
0.0.2	Kuakalama	155
0.1	Az Univerzum feilődése	159
0.0	Az Univerzuni lejiodese	157
0	Níkhány fantaszhb zászaszkofizikai kísárlati harandazás illatva projekt	
9.	riend várlatas ismartatása	163
0.1	Dubna Szarnuhov	163
9.1	CSADM kiciciat	163
9.1.1	Dimensetemel	163
9.1.2	Dimezoatomok	164
9.1.3	"Jeizett neutrinok	164
9.1.4	2 m-es buborekkamra	164
9.1.5	MARSZ-kiseriet	165
9.1.0	MDSZ (Magneses driftspektrometer)	165
9.1.7	Neutrinodetektor	165
9.1.8	PARUSZ-kiserlet	100
9.1.9	RISZK-KISEFIET	167
9.1.10	"SZIGMA-AJAX"-kiserlet	167
9.1.11	SZVD (Vertexdetektoros spektrometer)	107
9.2	CERN	10/
9.2.1	CHARM-egyuttmukodes	108
9.2.2	WA38-kiserlet	170
9.2.3	NA4-kiserlet	170
9.2.4	NA9-kiserlet (EMC)	1/1
9.2.5	EHS mérőberendezés	174
9.2.6	UA1 mérőberendezés	175
9.2.7	UA2 mérőberendezés	1/5
9.2.8	UA3-kisérlet	176
9.2.9	L3-kísérlet	176
9.2.10	DELPHI-detektor	178
9.2.11	ALEPH-detektor	182
9.3	Egyéb kísérletek	184
9.3.1	Fréjus-kísérlet	184
9.3.2	Gran-Sasso kísérletek	184
9.3.3	IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) együttműködés	186
9.3.4	NUSEX-kisérlet (Mont Blanc)	187
9.3.5	SNO	188
	Irodalom	191
I.1	Részecskefizika ismeretterjesztő szinten	191
I.2	Kísérleti részecskefizikai összefoglaló irodalom	191

I.3	A részecskefizika technikáját összefoglaló irodalom	191
I.4	Elméleti részecskefizikai összefoglaló irodalom	192
I.5	Eredeti publikációk	192
	Függelék	194
F.1	Lexikonszerű tárgymutató	194
F.2	Az atomfizikában használatos fontosabb egységek átszámítása SI-be	241
F.3	A neutrínóhipotézis születésének történetéből	242
F.4	Atomfizikai konstansok	249
F.5	Fényképek	251

# Előszó

Az atomfizika szót kettős jelentésben szokás használni: az egyik, amely átfogó értelemben foglalkozik az anyag felépítésének legkisebb összetevőivel és a köztük fellépő kölcsönhatásokkal. Ebben az értelmezésben az atomfizika három diszciplínának, mégpedig a héjfizikának, az atommagfizikának és a részecskefizikának az összefoglaló neve. A másik értelmezés szerint szokás külön a héjfizikát is atomfizikának nevezni.

and the second states with the second states and

A könyvben áttekintést adunk az ún. "elemi" részeknek a fizikájáról. Az "elemi" rész nem pontos elnevezés. E részecskék legtöbbje nem elemi: a természetben létezik legalább egy mélyebb szint is, azaz az eredetileg eleminek tartott részek maguk is szerkezettel rendelkeznek, még kisebb összetevőkből állnak. Ezért pontosabb, ha atomi részecskékről vagy röviden csak részecskékről és részecskefizikáról beszélünk. E könyv nem monográfia és nem kézikönyv; jellegében inkább tankönyvhöz áll közelebb (bár nem az), amely fizikus hallgatók, fiatal fizikusok, középiskolai fizikatanárok és a fizikát alkalmazó szakemberek ismereteinek kiegészítésére és kísérleti szemléletének fejlesztésére van szánva. A könyv alapjait az ELTE-n tartott előadások anyaga és jegyzetei képezik.

Határozottan törekedtem arra, hogy a fogalmakat, definiált mennyiségeket és paramétereket lehetőleg minél teljesebben azokból a kísérleti tapasztalatokból származtassam, amelyek kapcsán a bevezetésük iránti igény felmerült, tehát nagymértékben kísérleti megközelítést kívántam követni — bár még itt is le kell mondanom a teljesség igényéről. Az érdeklődő olvasó részletesebb tájékoztatására szolgáló összefoglaló kísérleti szakirodalom található az [I.2]-ben. Néhány ismeretterjesztő jellegű művet sorolok fel az [I.1]-ben. Ugyanakkor a kísérleti berendezések részletes leírását és a technikai, technológiai részletezést általában mellőztem. E vonatkozásban utalok a megfelelő irodalmi művekre [I.3], ahol további, részletesebb irodalmi utalások találhatók.

Tapasztalataim szerint a hazai fiatalabb korosztályok ismeretanyaga egyoldalúan eltolódott az elmélet irányába, a kísérleti szemléletmód, a jelenségcentrikus megközelítés rovására. Szeretném, ha e könyv elősegítené az elmélet és a kísérlet kiegyensúlyozottabb viszonyának kialakulását. Ennek megfelelően a könyvben elméleti kérdésekről nem lesz szó; utalok az irodalomjegyzékben található (messze nem teljes körű) elméleti összefoglaló irodalomra [I.4].

E könyvben általában nem az új megismerések kronológiai sorrendjét, hanem a jelenségek közötti törvényszerűségek logikáját követtem, és a megértés megkönnyítését tekintettem elsődleges célnak. Ugyanakkor több jelentős és nevezetes kísérletet (de messze nem mindet) az eredeti gondolatmenet és az eredeti technikai megvalósítás alapján, lehetőleg az eredeti publikációk felhasználásával ismertettem. Viszonylag ritkán idéztem eredeti tudományos publikációkat, ezek adatait az Irodalomjegyzék I. 5 pontjában adtam meg; a hivatkozás rájuk szögletes zárójelbe tett számmal történik a szövegben.

Úgy érzem, hogy a könyv hiányt pótolhat a hazai fizikai irodalomban. A részecskefizika ma is igen dinamikusan fejlődő tudományterület, amely virágkorát éli, és egyre felfelé ível, egyre több nagy horderejű felfedezést mondhat magáénak. Ezzel a rendkívül gyors és dinamikus fejlődéssel magyarázható, hogy összefoglaló jellegű, kísérleti részecskefizikával foglalkozó könyv vagy monográfia ritkán jelenik meg: az ismeretek gyors gyarapodása következtében ugyanis a megjelenés idejére a megírtak egy része elveszti az aktualitását, és a fejlődés gyors sodrában olyan új eredmények születnek, és olyan új módszerek alakulnak ki, amelyek a könyv írásának idején nem voltak ismertek. Ez a megjegyzés nemcsak a magyar nyelven megjelent összefoglaló könyvekre vonatkozik; így ebben a tekintetben a könyv nemcsak hazai, hanem nemzetközi hiányt is pótolhat — természetesen azzal a kockázattal, hogy a megjelenés időpontjában (különösen, ha figyelembe vesszük a nyomdai átfutási időt) bekövetkezhet az ismeretek egy részének elavulása és bizonyos lényeges új ismeretek hiánya. Ezzel szembe kell nézni.

A könyvet kiegészítettem még egy újszerű próbálkozásnak nevezhető ismertetéssel: felsorolok néhány részecskefizikai kísérletet, amelyek a kézirat leadásának idején még csak a tervezés vagy az építés, vagy legjobb esetben az adatgyűjtés állapotában voltak. Ezeknél tehát nem beszélhetek kész mérési eredményekről. Ugyanakkor ismeretük hasznos információt jelenthet az olvasónak, különösen egy részecskefizikusnak a tájékozódásban, egy kísérletinek az esetleges kooperációs tevékenységbeni orientálódásban. Felesleges hangsúlyozni, hogy ebben az esetben messzemenően nem törekedtem még csak megközelítőleg sem valamiféle teljességre; a világ különböző részecskefizikai laboratóriumaiban folyó kísérletek döntő többségéről említés sem történt.

Az (óhatatlanul szubjektív) kiválasztási szempont részint az volt, hogy a kísérlet vagy jelentős, fundamentális legyen a részecskék törvényszerűségének a feltárása szempontjából, vagy hogy magyar vonatkozása elképzelhető legyen. A kísérleteket, illetve a kísérleti berendezéseket három nagy csoportba osztottam: a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben és Szerpuhovban (vagy ezen intézetek részvételével) végzett mérések; a CERN-ben tervezett mérések; és végül — szórványosan — néhány egyéb laboratóriumban végzett mérés.

A mérőberendezések, illetve a mérések ismertetésénél a legfontosabbnak ítélt ismeretek közlésére szorítkozhattam csak; részletesebb ismeretek megszerzésére utalok az illető mérőberendezésről a mérőlaboratórium (pl. CERN, Dubna) által kiadott reprintre (illetve preprintre). Annak ellenére, hogy ezt a részt még az eddigieknél is jobban fenyegeti az elavulás veszélye, remélem, hogy hasznos lesz az olvasó számára, és némi, mégha csak közbevetőleges eligazodást nyújt a részecskefizikai kísérletek és az ezek elnevezésének dzsungeljében.

A Függelék öt részből áll. Az első rész (F.1 Lexikonszerű tárgymutató) szokásostól eltérő megoldása – véleményem szerint — megkönnyíti az olvasó dolgát, csökkenti az olvasmányosságot zavaró visszaidézések, illetve előre utalások számát, ugyanakkor bizonyos vonatkozásban betölti egy részecskefizikai lexikon szerepét is.

A Függelékben külön szerepelnek az atomfizikában használatos SI egységek és azoknak a még gyakran használatos konvencionális egységekre való átszámítása (F.2). A szerző egyéni érdeklődését tükrözi a neutrínóhipotézis megszületésével foglalkozó szemelvények közlése néhány eredeti publikációból (F.3). Szerepelnek továbbá az atomfizikában leggyakrabban használt numerikus konstansok értékei (F.4). Végezetül a könyv legvégén (F.5) néhány fényképpel igyekeztem némi impressziót adni a felhasznált berendezésekről, azok méreteiről, bonyolultsági fokáról.

Figyelembe véve, hogy a könyv magyar nyelven, magyar szerző tollából jelenik meg, törekedtem a magyar vonatkozások kiemelésére.

Őszinte köszönetemet fejezem ki a két lektornak, Marx György akadémikusnak (ELTE) és Berényi Dénes akadémikusnak (ATOM-KI), továbbá Koltay Ede professzornak (ATOMKI), a sorozat szerkesztőjének, akik megjegyzéseikkel nagymértékben hozzájárultak a könyv színvonalának emeléséhez. Alapos munkát végzett Gnädig Péter docens (ELTE), akinek nagy szerepe volt a könyv átfésülésében. Végül a könyv megjelenése az Akadémiai Kiadó gondos munkáját dicséri.

# 1. A részecskefizikai kutatások néhány sajátossága

A részecskefizika a modern fizikának szerves része, ugyanakkor több olyan vonással rendelkezik, amely sajátos helyet biztosít számára a fizika tudományában és a fizikai kutatásokban.

stanoest more toned, lender, million

a) Kifejezetten alapkutatás jellegű, amely a tudományos kutatások spektrumának a szélső pontján foglal helyet. A részecskefizika az egyik "legalapvetőbb alapkutatás". Ma még nem ismerjük közvetlen gyakorlati felhasználását. Ugyanakkor meg kell említenünk, hogy a részecskefizikai kutatások rendkívül magas technológiájú berendezéseket és speciális kísérleti módszereket igényelnek, éppen ezért "húzó hatást" gyakorolnak a tudomány többi ágára és az ipari kutatásokra. Olyan követelményeket szabnak meg, amelyek a ma elérhető technológiai szint felső csúcsát jelentik vagy a fölött vannak.

b) A részecskefizika kísérleti műveléséhez az esetek döntő többségében különlegesen nagy energiájú gyorsítókra van szükség. Ezek méretei többször tíz kilométert tesznek ki, létesítési költségük 6 milliárd dollárig (!) terjedhet. Hasonlóképpen magas az üzemeltetési költségük is. Emiatt részecskefizikát csak a leggazdagabb országokban, illetve a különböző országok nemzetközi társulásaiban (CERN, dubnai Egyesített Atomkutató Intézet) lehet művelni. Ennek megfelelően a részecskefizika sokkal nemzetközibb, mint az egyéb tudományos kutatások, bár a szabad nemzetközi véleménycsere és az egymás eredményeinek megismerése természetesen a tudomány minden területén egyre fontosabb. c) A mérőműszerek, az ún. detektáló (észlelő) berendezések is különlegesek nemcsak működési elvüket, hanem méreteiket, tömegüket és költségüket illetően is. Ma már egy-egy részecskefizikai detektor több tonnát nyom, többször tíz méter méretű, és létesítési költsége akár 100 millió dollár is lehet.

d) Az előző két pont következménye, hogy egy-egy részecskefizikai kísérlet *több évet* is igénybe vehet: gyakran az ötlet felvetődésétől az eredmény közzétételéig egy évtized is eltelhet. Ugyanakkor az elért eredmények az esetek nagy részében fundamentálisan újak, alapvetően módosítják a világról alkotott eddigi képünket.

e) A részecskefizikára jellemző a mindent átható számítógépesítés, a rendkívül fejlett, *élenjáró számítástechnikai kultúra*. A kísérletek tervezésénél igen nagy mértékben fel kell használni az ún. Monte-Carlo számításokat a paraméterek várható értékének becslésére, ugyanakkor a mérés során intenzív "on-line" számítógépes irányításra, ellenőrzésre és adattárolásra van szükség. A nyert adatok feldolgozása "off-line" módon történik, nagyon nagy memóriájú és szupergyors számítógépeken. (A számítástechnika az utóbbi időben egyébként behatolt az elméleti részecskefizika egyes területeire is.)

f) Az előzőekből érthető, hogy az egyes részecskefizikai méréseket igen *nagy kollektívák* végzik. Nem ritkaság, hogy a mérések fizikus résztvevőinek a száma eléri vagy meghaladja a százat.

g) Nemzetközi viszonylatban a részecskefizika presztízse igen magas: évente átlagban kb. 1 milliárd dollárt költenek részecskefizikai kutatásokra a világon, és a kísérleti részecskefizika területén dolgozók számát világviszonylatban kb. 25 ezerre lehet becsülni (beleértve a kísérleti fizikusokon kívül a műszaki személyzetet, akik a gyorsítókat tervezik és részben építik, illetve üzemben tartják, a technikusokat, a számítógép-specialistákat stb.). Részben e hatalmas ráfordítás következménye, hogy a részecskefizikában majdnem évente születnek rendkívül nagy horderejű felfedezések. (Az utóbbi negyedszázadban például a fizikai Nobel-díjaknak több mint egyharmadát részecskefizikai kutatási eredményekért ítélték oda.) A szenzációs eredmények gyors közlése és közismertté tétele rendkívül fontos kérdéssé vált. A tudomány és a fizika világában régebben kialakult nemzetközi információs formák (folyóirat-publikációk, különlenyomatok) túlságosan lassúak ehhez a tempóhoz, éppen ezért az információközlés — megtartva a klasszikus formákat is sok új vonással bővült, amelyek között alapvető helyet foglal el a személyes információcsere.

h) Az előző pont után paradoxonnak hat, de igaz, hogy bár világviszonylatban a részecskefizika az alapkutatások egyik legköltségesebb ága, ennek ellenére *Magyarországon* a szokásosnál is szerényebb ráfordítások mellett nemzetközi mércével is *életképes*. Ez elsősorban a nemzetközi együttműködésnek és annak a lehetőségnek köszönhető, hogy kutatóink rövid és hosszú távon részt vehetnek a nagy nemzetközi részecskefizikai központok (elsősorban a CERN és Dubna) munkájában.

157 state a testing a general sector of the sector is 157

### 2. Történeti áttekintés

A részecskefizika története a kozmikus sugárzás tanulmányozására nyúlik vissza. Ugyanakkor felhasználta és felhasználja a magfizika fejlődése során kialakult fogalmakat, elméleti és technikai eszközöket is.

and the second of the second of the second second

#### 2.1 A kozmikus sugárzás felfedezése

Megfigyelték, hogy a legjobban elszigetelt elektroszkópok is elvesztik idővel a töltésüket. Ha ez nem egyszerű technikai – a berendezés hibájára visszavezethető - jelenség, akkor két lehetséges magyarázata van. Az egyik az, hogy a földkéreg radioaktivitása az oka az elektroszkóp kisülésének. Ha ez így volna, akkor a tenger fölött kisebb intenzitású sugárzást kellene megfigyelni, mivel a tengervíz csak nagyon kevés radioaktív anvagot tartalmaz. Továbbá, ha a sugárzás oka a Föld radioaktivitása, akkor a Föld felszínétől eltávolodva az intenzitás csökkenne. A számítások szerint pl. a párizsi Eiffel-torony magasságában az intenzitásnak felére kellene csökkennie. A kísérletek azonban azt mutatták, hogy az Eiffel-torony csúcsán éppen olyan nagy az intenzitás, mind a Föld felszínén. Már az előző két kísérleti tény is arra mutat, hogy a sugárzás eredete nem a Földben keresendő. Döntő kísérleti bizonvítékot a Földön kívüli eredetre azonban az a kísérletsorozat szolgáltatott, amelyben a Föld felszínéről nagy magasságra emelkedve a sugárzás intenzitásának erőteljes növekedését tapasztalták.

Sokan végeztek kísérleteket oly módon, hogy nagy magasságban mérték a léggömbre felszerelt elektroszkóp kisülését. Az 1910-es évek elején V. F. Hess, majd néhány évvel később W. Kolhörster 10 km magasságig végeztek méréseket. Méréseik egyértelműen mutatták, hogy a sugárzás intenzitása 10 km magasságban a tengerszint fölött kb. tízszer olyan nagy, mint a Földön. Ez az eredmény bebizonyította, hogy a sugárzás intenzitása a Földtől eltávolodva nemcsak hogy nem csökken, hanem jelentősen növekszik is, tehát jogos az a feltételezés, hogy a sugárzás a Földön kívülről származik. Ekkor nyerte a "kozmikus sugárzás" nevet. Mindez természetesen nem jelenti azt, hogy "földsugárzás" egyáltalán nincsen. Sőt a földfelület közvetlen közelében ez a sugárzás van túlsúlyban. Ha azonban távolodunk a Föld felszínétől, akkor e sugárzás intenzitása (exponenciálisan) nő, s végül meghatározóvá válik.

Az első kérdés természetesen az volt, hogy honnan jön ez a sugárzás. Vajon a Föld légkörében keletkezik vagy kívülről jön? Ha kívülről jön, a Napból indul-e ki vagy a világűr minden irányából jut el a Földre? Esetleg létezik egy kitüntetett irány az Univerzumban? Már az első kísérletek azt mutatták, hogy a kozmikus sugarak a világűrből jönnek, de zömében nem a Nap a forrásuk. Ha a Napból jönnének, úgy azt várnánk, hogy a nappali és éjszakai intenzitásuk között nagy a különbség. Ezzel szemben ilyen eltérést nem tapasztaltak.

Ebben az időben még nem voltak a sugárzás pontosabb megfigyelésére alkalmas mérőműszerek. (Eltekintve az ebből a szempontból perdöntő jelentőségű, de túlságosan egyszerű elektroszkóptól és ionizációs kamrától.) A kozmikus sugárzási kutatások első évtizedének egyik legfontosabb eredménye az volt, hogy ez alatt az idő alatt sikerült olyan megbízható készülékeket tervezni és készíteni, amelyekkel lehetővé vált a kozmikus sugárzás egzakt vizsgálata.

#### 2.2 Mérések ionizációs kamrával

Ha ionizációs kamrát mélyen a Föld belsejébe (pl. egy bányába) viszünk le, akkor — bár a kozmikus sugárzás intenzitása lényegesen csökken — mégis megmarad egy komponense, amelynek az áthatolóképessége igen nagy. Harmincméteres földréteg alatt még mindig kb. 10%-át találjuk a kozmikus sugárzás talajszinten észlelt intenzitásának. A kozmikus sugárzás elnyelődésének vizsgálatánál világossá vált, hogy az abszorpció mértéke elsősorban az abszorbens felületegységre eső tömegétől függ, és nem vag y alig függ egyéb tényezőktől, pl. a rendszámától. Ennek megfelelően, amikor arról beszélünk, hogy milyen vastag abszorbensen képes áthatolni valamilyen sugárzás, célszerű bevezetni az ún. vízekvivalens fogalmát. Valamely abszorbens vastagsága vízekvivalensben kifejezve megadja azt, hogy hány méter vastag vízzel azonos értékű az abszorpció a kérdéses elnyelő közegben.

Később – ugyancsak ionizációs kamrával – azt kezdték vizsgálni, hogy változik-e a Föld felszínén a kozmikus sugárzás intenzitása. A kutatások azzal az eredménnyel zárultak, hogy az intenzitás az egyenlítő közelében valamivel kisebb, mint a sarkvidéken. A különbség élesebben mutatkozik, ha nem tengerszinten, hanem pl. 2000 méter magasságban mérünk. Ezt a jelenséget szélességi effektusnak nevezték el; fellépte a Föld mágneses erőterével magyarázható.

Egy másik kérdés, amely megválaszolásra várt, az volt, hogy a Föld egy adott helyén változik-e időben a sugárzás erőssége. A mérési eredmények a következőket mutatták: az intenzitás kisebb ingadozásokat mutat, amelyek egy része a légnyomás, illetve a hőmérséklet változásával függ össze (barométereffektus, hőmérséklet-effektus). Mivel azonban pontosan ismert az atmoszféra- sűrűségnek a légnyomástól való függése, ezekre a jelenségekre az intenzitást korrigálni lehet. Azonban még ezután is mutatkoznak kisebb ingadozások. Először is van egy napi (24 órás periódusú) ingadozás: az intenzitás kora délután maximális, míg éjfél után a legkisebb értéket éri el. Amíg azonban a légnyomás és a hőmérséklet esetében beálló intenzitásingadozások több százalékot tesznek ki, addig ezeknek a napi ingadozásoknak az amplitúdója legfeljebb néhány ezrelék. A napi ingadozás azzal magyarázható, hogy a kozmikus sugárzás egy kis részének a Nap a forrása. Ezrelék vagy annál kisebb mértékű évi, illetve csillagidő szerinti változás is kimutatható. Ezen szabályos ingadozások mellett nagyon ritkán fellépnek egyéb intenzitásingadozások is. Tapasztalták, hogy időnként az intenzitás látszólag minden külső ok nélkül néhány tized százalékkal emelkedik, néhány óra múlva pedig ismét lecsökken. Egyértelmű korreláció áll fenn a napfolttevékenység és a kozmikus sugárzás intenzitásingadozása között.

Hogyan keletkezik a kozmikus sugárzás? Erre a kérdésre még ma sem tudunk pontosan válaszolni. 1949-ben E. Fermi kidolgozott egy elképzelést, amelynek alapján a kozmoszban található mágneses terek és azok változásai gigantikus részecskegyorsítóként működnek, és óriási energiát kölcsönöznek az egyes részecskéknek. ("A világmindenség a szegény ember óriásgyorsítója" — mondta Fermi.)

#### 2.3 Koincidenciába kapcsolt GM-csövekkel kapott kísérleti eredmények

Mint általában a kísérleti fizikában, ezen a területen is teljesen új távlatokat nyitott a maga korában új detektor, az ún. Geiger— Müller-féle számláló (GM-cső), és vele együtt egy mérési módszer, az ún. *koincidencia-módszer* felfedezése és bevezetése.

A kozmikus sugárzás GM-csöves koincidenciaberendezéssel végzett méréseinek az a nagy előnye, hogy az ilyen méréseknél a 0effektus, az ún. háttér gyakorlatilag majdnem teljesen kiküszöbölhető. Ennek különösen akkor van nagy jelentősége, amikor igen kis intenzitásokat akarunk mérni.

Az új technika felhasználásával koincidenciába kapcsolt számlálócsövekből ún. teleszkópot lehet felépíteni. Egy ilyen teleszkópot ábrázol az *1. ábra*. A teleszkópot különböző irányba állítva megmérhetjük a kozmikus sugárzásnak az irányeloszlását, ami a *2. ábrán* látható. Az ábra tanúsága szerint a Föld felszínére merőlegesen a legnagyobb az intenzitás, vízszintes irányban pedig a legkisebb. Ez érthető is, ha meggondoljuk, hogy vízszintesen a kozmikus sugárzásnak jóval vastagabb levegőrétegen (abszorbensen) kell keresztülhaladnia, míg eléri a regisztrálóberendezést, s ez az intenzitás csökkenéséhez vezet. A pontosabb összefüggés a következő:

$$I = I_0 \cos^2 \vartheta,$$

ahol 9 a függőleges iránytól való eltérés szöge.

A koincidencia-módszerrel igen hatásos technika került a kezünkbe. Illusztrációként megemlítjük a kozmikus sugárzás



 ábra. A kozmikus sugárzás irányeloszlásának meghatározására szolgáló teleszkóp. A teleszkóp két, koincidenciába kapcsolt GM-csövet tartalmaz. Feltüntettük azt a térszöget is, amelyen belül érkező ionizáló részecskét a teleszkóp koincidenciaként elfogad. (K elektronikus koincidenciakör.)



2. ábra. A kozmikus sugárzás mért irányeloszlása. Az abszcisszát feltüntető 9 szög a függőlegestől való eltérést mutatja. A mérést az 1. ábrán látható teleszkóphoz hasonló berendezéssel végezték

áthatolóképességének a mérését. A rendkívül egyszerű mérőberendezés vázlata a 3. ábrán látható. A négy számlálócső koincidenciába van kötve, a közéjük elhelyezett A abszorbens vastagságát pedig változtathatjuk, és e vastagság függvényében mérjük a koincidenciák számát. Az eredmény a 4. ábrán látható: a kozmikus sugaraknak kb. 30%-a megakad a 10 cm vastag ólomabszorbensben. A sugárzás fennmaradó 70%-át már sokkal kisebb mértékben, lassabban nyeli el az abszorbens. Ennek a 70%-nak a fele még



3. ábra. A kozmikus sugárzás áthatolóképességének, abszorpciójának vizsgálata. 1, 2,
3, és 4 GM-csövek négyes koincidenciába vannak kapcsolva. (A változtatható vastagságú abszorbens.)



4. ábra. A kozmikus sugárzás abszorpciója ólomban. A mérést a 3. ábrán látható berendezéssel végezték. A görbe elején látható meredek abszorpció a lágy komponensnek, a később ellaposodó a kemény komponensnek felel meg

további 90 cm ólomrétegen is keresztülmegy. (Ólom helyett használhatunk természetesen más abszorbenst is.) Az ilyen kísérletből kitűnt, hogy az abszorpció mértéke lényegében csak az abszorbens tömegétől függ, s nem függ attól, hogy milyen atomokból áll az abszorbens.

Az abszorpciós görbe két élesen különválasztható részre osztható: 10 cm-ig a beütésszám gyorsan, nagyobb abszorbensvastagságok felé pedig lassan csökken. Ez a sajátos jellegű abszorpciós görbe arra mutat, hogy az észlelt sugárzás két különböző sugárzás keveréke, amely egyikének áthatolóképessége kicsi, a másikénak nagy. Az elsőt, amely tehát gyorsan elnyelődik, a kozmikus sugárzás *lágy komponensének* nevezték el, a másodikat, tehát a nagy áthatolóképességűt pedig *kemény komponens*nek. A későbbi kísérletek során kiderült, hogy a lágy komponens pozitronokból ("pozitív elektronokból") és elektronokból, valamint fotonokból áll, a kemény komponens pedig müonokból. A későbbi beható vizsgálatok azt mutatták, hogy van még egy harmadik komponens is, amely protonokat és neutronokat tartalmaz.

A 3. ábrán bemutatott mérőberendezésben a koincidenciákat általában egy részecske hozta létre, amely olyan térszögben érkezett, hogy keresztül tudott menni a teleszkóp mindkét detektorán. A későbbiek során azonban bebizonyosodott: ha a teleszkópban a számlálócsövek nem pontosan egymás alatt vannak, hanem egymáshoz képest vízszintes irányban eltolva, akkor ugyan a koincidenciák száma drasztikusan csökken, de nem szűnik meg. Ilyen vizsgálatokat végzett B. Rossi olasz fizikus, akinek a mérőberendezését az 5. ábrán láthatjuk. Itt egy háromszög csúcsaiban helyezkedik el egy-egy GM-cső, amelyek koincidenciába vannak kapcsolva, és felettük az A jelű abszorbens, amelynek a vastagsága változtatható. A mérési eredményt, az ún. Rossi-görbét a 6. ábra mutatja. Rendkívül meglepő, hogy az abszorbens vastagságának növekedésével a koincidenciák száma nemhogy csökkenne, hanem jelentős mértékben növekszik. A legtöbb koincidenciát kb. 1 cm-es ólomréteg alkalmazásával kapták. Vastagabb rétegek esetén a koincidenciák száma ismét csökken, majd 5-6 cm után nagyjából állandó értéket ér el. A jelenséget azzal magyarázhatjuk, hogy a kozmikus részecskék bizonyos esetekben egyidejűleg keletkezett részecskékből álló csoportokban lépnek fel. Ezeket a csoportokat záporoknak nevezték el, és feltehető, hogy a záporokat egyetlen részecske váltotta ki. A Rossi-kísérletnél az ólomrétegben keletkeztek a záporok, amelyeknek részecskéi megszólaltatták a koincidenciaberendezést. A Rossi-görbe maximuma azzal magyarázható, hogy nagyon vékony rétegben a zápor nem fejlődhet ki, míg túlságosan vastag réteg esetén az abszorbens alsó része elnyeli a részecskék egy részét. Nyilván e két ellentétes effektus eredményeként kialakul egy maximum. A Rossi-görbén (6. ábra) a kihúzott vonal az eredő görbét mutatja, a szaggatott vonallal rajzolt pedig a zápor nagy áthatolóképességű, kemény komponensét.



5. ábra. Egy beérkező kozmikus sugárzási részecske az A abszorbensben záport vált ki, amelyet 1, 2, és 3 koincidenciába kapcsolt GM-csövek egyidejű megszólalása jelez



6. ábra. Rossi-görbe, amely a záporok intenzitását adja meg az ólomabszorbens vastagságának függvényében. Ilyen mérési eredményt lehet kapni az 5. ábrán ismertetett elrendezéssel. A Rossi-görbének maximuma látható kb. 1° cm-es ólomvastagságnál A záporokról hamarosan bebizonyították, hogy elektronokból és fotonokból állnak.

A záporkeltés mechanizmusát úgy képzelhetjük el, hogy egy pozitron (vagy egy elektron) részint fékezési sugárzás, részint annihiláció révén  $\gamma$ -fotont, illetve  $\gamma$ -fotonokat kelt, a  $\gamma$ -fotonok pedig a fotoeffektus révén az atomokból elektronokat "váltanak ki", vagy elektron-pozitron párokat keltenek. Az így keletkezett elektronok ismét  $\gamma$ -foton(oka)t hoznak létre stb. (7. *ábra*). Vannak olyan



7. ábra. Vázlatos kép a záporok kialakulásáról. A beérkező primer részecske, esetünkben egy proton (p), kivált egy elektront és egy fotont. A fotonok párkeltéssel elektron-pozitron párt keltenek vagy fotoeffektussal elektronokat löknek ki az atomokból. Ezek újabb fotonokat hoznak létre és így végül lavinaszerűen szétterjednek a részecskék

záporok is, amelyek nem elektronokból és fotonokból állnak (nem elektromágneses jellegűek), hanem ún.  $\pi$ -mezonokat és nukleonokat tartalmaznak (nukleáris kaszkád); ezek azonban aránylag ritkán fordulnak elő.

Záporok az atmoszférában is keletkeznek. Vannak rendkívül nagy, ún. "légi" záporok, amelyek sok millió részecskét tartalmaznak, és sok száz négyzetméteres területre terjednek ki. Az ilyen záport *kiterjedt légi zápornak* is nevezik. Ezeket úgy fedezték fel, hogy az egymástól viszonylag távol felállított számlálócsövek is jeleztek koincidenciákat, és a koincidenciák száma akkor sem csökkent jelentősen, ha a távolságot 10–20 méterre növelték. Itt az történt, hogy valamilyen nagy energiájú kozmikus részecske az atmoszférában, meglehetősen magasan, záport váltott ki, amely a nagy energiák miatt lavinaszerűen kiszélesedett, és így az azonos időben érkező részecskék száma, sűrűsége és az általuk lefedett terület nagyon nagy, úgyhogy egymástól távol elhelyezett GMcsöveket is meg tudott szólaltatni. Ahhoz, hogy kiterjedt légi zápor jöjjön létre, a záport kiváltó primer részecskének igen nagy energiával kell rendelkeznie. Számítások szerint ez az energia  $10^{12}$ —  $10^{13}$  eV nagyságrendű vagy még ennél is nagyobb.

#### 2.4 A Wilson-féle ködkamra felhasználása

A történeti fejlődést követve hamarosan egy újabb eszközzel bővült a kozmikus sugárzási kutatások fegyvertára: ez a Wilson-féle ködkamra. A Wilson-kamra egyik fő előnye, hogy benne vizuálisan megfigyelhetők az egyes részecskék nyomai. Nagyon meg lehet növelni a Wilson-kamra teljesítőképességét, ha mágneses térbe helyezzük, ilyenkor ugyanis a részecskék nyomvonalának a görbületéből a részecskék impulzusára és töltésének előjelére lehet következtetni. Egy további lehetőség, hogy a Wilson-kamra expanzióját, tehát a kamra érzékennyé tételének pillanatát időzíteni lehet úgy, hogy a kamra alatt és fölött koincidenciába kapcsolt GMcsöveket helyezünk el. Így csak egy megadott feltételnek megfelelő esetben (pl. ha a kérdéses részecske a felül és az alul elhelyezett GMcsövek által kijelölt térszögbe esik) működik a kamra, és ezáltal az összes fényképfelvétel ilyen feltételek mellett készülhet. Ez volt a hőskora a kísérleti technikában azóta is rendkívül fontos szerepet játszó "eseménykiválasztónak", az ún. triggernek: a Wilson-kamrát a koincidenciába kapcsolt GM-csövek tették érzékennyé, idegen szóval: "triggerelték", egy meghatározott típusú eseményre.

Egy újabb lehetőség: a Wilson-kamra belsejébe abszorbens is elhelyezhető. Ilyenkor megfigyelhetjük a beérkező kozmikus részecskét az abszorbens fölött, alatta pedig, hogy mi született a beérkező részecskének az abszorbenssel való kölcsönhatása révén. A Wilson-kamrás vizsgálatok segítségével sikerült meghatározni a kozmikus sugárzási részecskék energiaeloszlását, továbbá tisztázni a lágy és kemény komponens összetételét, illetve vizuálisan megfigyelni a kaszkádzáporoknak az elektromosan töltött részét. Sikerült azt is kimutatni, hogy a kaszkád (lavina) eleinte növekszik, elér egy maximumot, utána csökken. A kaszkádfejlődésnek ez a tulajdonsága természetesen összefügg a Rossi-féle görbével.

A Wilson-kamra felhasználása egyébként új atomi részecskék felfedezéséhez vezetett. A kozmikus sugárzásban találták meg az elektron elméletileg megjósolt antirészecskéjét, a *pozitront* ( $e^+$ ). Ugyancsak a Wilson-kamra segítségével találtak a kozmikus sugárzásban egy nehéz elektront, amelyet a későbbiekben mezotronnak, majd  $\mu$ -mezonnak neveztek el; a ma elfogadott szóhasználat szerint a neve müon ( $\mu$ ). Későbbi vizsgálatok során kiderült, hogy a müon nem stabilis, hanem elbomlik. Közepes élettartamának a mérésével később a 2.10 alfejezetben foglalkozunk részletesebben.

Ugyancsak a Wilson-kamra vezetett el az ún. V-részecskék felfedezéséhez is. Ezek a részecskék nevüket onnan kapták, hogy a felvételeken a saját pályájuk és a bomlási termékeik pályája együttesen egy V-nyomot képez. Ezekről a felfedezésekről is beszámolunk részletesebben a 2.8, 2.9, 2.11 alfejezetekben.

#### 2.5 Fotoemulziós mérések

A fotoemulzió bevonulása a detektorarzenálba újabb felfedezéseket tett lehetővé. Ezek közül az első és talán a legfontosabb felfedezés a  $\pi$ -mezon vagy rövidebb nevén a pion ( $\pi$ ) felfedezése. Erről egy külön fejezetben számolunk be (2.12 alfejezet).

#### 2.6 A primer komponens

A kozmikus sugárzás kutatásának egyik fontos kérdése: mi a sugárzás primer komponense, azaz milyen részecskék érkeznek a kozmoszból a Földünkre? Erre már régebben is választ tudtak adni, ma pedig az űrszondák jóvoltából egészen pontosan megmondhatjuk, hogy a kozmikus sugárzás primer komponensének fő részét protonok alkotják, mellettük azonban — bár sokkal kisebb számban — megtalálhatók nehéz elemek atommagjai is, egészen a vasig, sőt — egészen kis mennyiségben — még azon túl is. Az atmoszférát elérő primer részecskék kölcsönhatnak az atmoszférában található oxigén- és nitrogénmolekulákban lévő atomok magjaival, és így szekunder részecskéket (elektronokat, pozitronokat, γ-sugarakat, pionokat stb.) hoznak létre.

## 2.7 A kozmikus sugárzási vizsgálatok jelene és jövője

Az előzőekben inkább a történeti út érzékeltetése céljából foglalkoztunk a kozmikus sugárzással; nem térhettünk ki a részletekre, és nem ismertettük a jelenleg folyó kozmikus sugárzási vizsgálatokat sem. Ez utóbbiak — témájukat tekintve — két irányba ágaztak el: az egyik a részecskefizikai és magfizikai, a másik pedig az asztrofizikai terület. Ugyanakkor módszertanilag lényegesen új vonást hoztak az űrszondák, melyek segítségével egészen különleges feltételek között lehet kísérleti vizsgálatokat folytatni, többek között a kozmikus sugárzásra vonatkozókat is. Bár ma is létezik a "klasszikus" kozmikus sugárzási kutatás, mégis azt lehet mondani, hogy erőteljesen elfordult témájában az asztrofizika, módszereiben pedig az űrkutatás felé.

Körülbelül az 50-es évek elején a részecskefizika különvált és leszakadt a kozmikus sugárzási (és magfizikai) vizsgálatoktól. Természetesen a határ nem éles, hanem folytonos. Manapság a részecskefizika önálló életet él, és fő kísérleti eszközét a gyorsítók jelentik. A gyorsítók óriási előnye, hogy ellenőrizhető körülmények között (a kozmikus sugárzásnál összehasonlíthatatlanul nagyobb intenzitással) állíthatunk elő segítségükkel különböző részecskéket. A gyorsítók felhasználása és egyes nagyobb energiájú gyorsítók építése soha nem látott mértékben kiszélesítette a részecskefizika horizontját. Újabb és újabb részecskéket fedeznek fel, újabb és újabb fundamentális felismerések születnek. Ezekről fogunk beszámolni a következőkben. Itt szeretnénk megjegyezni, hogy egyetlenegy pont van, ahol a gyorsítós mérések nem vehetik fel a versenyt a kozmikus sugárzási kutatásokkal, és ez az energia nagysága. A kozmikus sugárzásban (és egyelőre, sőt belátható időn belül csak itt) találhatóak igen nagy energiájú részecskék is, igaz, igen kis

intenzitásban. Találtak már  $10^{20}$  elektronvolt (eV) energiájú részecskét is! A legnagyobb ma épülő gyorsítók energiája ettől soksok nagyságrenddel elmarad: maximum  $10^{13}$  eV körül mozog. Az extrém nagy energiák birodalmában tehát változatlanul fennáll az, hogy egyetlen információforrásunk a kozmikus sugárzás. Éppen ezért a kozmikus sugárzási kutatások egyes területeken még ma is karöltve haladnak a részecskefizikai kutatásokkal.

Az I. táblázatban megkíséreltük vázlatosan összefoglalni időrendi sorrendben az atomfizika, az atommagfizika és a részecskefizika fejlődésének legfontosabb határállomásait — a teljesség igénye nélkül. A hangsúlyt a kísérleti eredmények elérésére, a kísérleti felfedezésekre helyeztük, emellett törekedtünk visszaadni a technika (gyorsítók, detektorok) fejlődésének a legfontosabb mérföldköveit is. Viszonylag szűkmarkúan bántunk az elmélet és az elméleti koncepciók fejlődésével, amiben a könyv jellege tükröződik, nem pedig az elméleti eredmények lebecsülése. A táblázat összeállításánál — többek között — a "History of Particle Physics" konferencia anyagára (Párizs 1982) támaszkodtunk.

Az egyes felfedezések szerzőinek felsorolása — különösen az utóbbi évtizedekben, amikor is a kísérletek 100 fős kollektívák együttműködését tették szükségessé — nem volt problémamentes; megoldásuk vitatható: lehetőség szerint egy vagy maximum két szerzőt emeltünk ki, akiknek neve általánosabban ismert, és esetleg több felfedezéshez fűződik. Nem kívánjuk ezzel a többi résztvevő érdemeit és fontosságát csökkenteni. Ilyen esetben "et al." jelöléssel utaltunk arra, hogy a felsorolt egy vagy két néven kívül lényegesen több résztvevője volt a kísérletnek.

Az újabb gigantikus részecskegyorsítókkal kapcsolatban nem adtuk meg a szerzők névsorát, mivel ez technikailag lehetetlen, és nem is mindig egyértelmű, hogy a szerzők közül ki volt az, aki vezető szerepet játszott ebben a zömmel mérnöki jellegű tevékenységben.

A technikai fejlődés során volt néhány olyan kiemelkedő esemény, amely később valóságos technikai forradalmat indított meg, és lényeges kihatása volt az atomfizikai méréstechnikára (pl. a számítógépek, integrált áramkörök, mikroprocesszorok stb. bevezetésére).

Év	Kísérleti eredmények	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
	oran Balan Balan Barruga (Stealage and St			1811—14 1868—81	Atomok és molekulák fo- galmának bevezetése (A. Avogadro, A. M. Ampère) Maxwell-egyenletek (J. C. Maxwell)
			an army a firm	1869	Az elemek osztályozása — a periódusos rendszer (D. I. Mengyelejey)
1887	Fénysebesség állandósága (A. A. Michelson, E. W. Morley)				
1895	Katódsugárzás (J. B. Perrin)				
1895	Röntgensugarak felfedezése (W. C. Röntgen)				
1896	Radioaktivitás felfedezése (A. H. Bequerel)		-		
1897	Zeeman-effektus felfedezése (P. Zeeman)				
1897	Elektron felfedezése (J. J. Thomson)			ing in	
1897	Elektron <i>e/m</i> meghatározás (J. J. Thomson)				
	Electronic and a second		19. 10. 28. 20.	1900	A fekete test sugárzása (M. Planck)
1901	Tömeg sebességfüggése (W. Kaufmann)		e de la company	1	

#### I. táblázat. Az atomfizika időrendi áttekintése

Év	Kísérleti eredmények	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek	
1905	Spektrumvonalak törvény- szerűségei (J. J. Balmer, W. Ritz)		•	1905	A kvantum fogalmának bevezetése (A. Einstein) A Brown-mozgás magyará- zata (A. Einstein) Relativitáselmélet (A. Ein- stein)	
1910	Elektron töltésének meghatá- rozása (R. A. Millikan)					
1910	Kozmikus sugárzás felfedezése	At the second			1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	
1911	(A. Gockel, V. F. Hess) Atommag felfedezése (F. Ru-				- saulic confider	
	therford)				ugases technic (pr	
1012	Stark effektur fallederine (L	1912	Wilson-kamra (C. T. R. Wil- son)		All the course	
1913	Stark-ellektus lelledezese (J.			1913	Bohr-modell (N. Bohr)	
1914	Atomok gerjesztése elektro- nokkal (J. Franck, G. Hertz)	1.		1715	Dom-moden (IV. Dom)	
1919	Első magreakció (E. Ruther- ford)	1919—24	Izotópszeparálás-spektro- gráfia (F. W. Aston)		Eller d en daakovet	
	$^{14}_{7}N + \alpha \rightarrow ^{17}_{8}O + p$		and the second s		the second	
			A STRATEGY AND TO CHARACTER IN			

1922	Stern-Gerlach-kísérlet (O. Stern W. Gerlach)				
		1923	Compton-effektus (A. H.		
			comptony	1924	Anyaghullámok (L. de Bro-
			V 2 C PO GISKE LL XITE COLOR		glie)
	AT SHOUL			1925	Pauli-elv (W. Pauli)
1927	Elektrondiffrakció			1927	Határozatlansági reláció
	(C. J. Davisson, L. Germer)				(W. Heisenberg)
		1928	GM-számláló	1928	Az α-bomlás alagúteffektusa
	Manifor Stores Distriction		(J. Geiger, W. Müller)		(G. Gamov)
	- martine and the second		A lineáris gyorsító elve (R.		
	of the context of the second second		Wideröe)		
	Water and Without	1929	A koincidencia-módszer (W.		
			Bothe, W. Kolhörster)		
		1930-32	Cockroft-Walton kaszkád-	1930	Antirészecske koncepciója
			gvorsító (J. D. Cockroft,		(P. A. M. Dirac)
			E. T. S. Walton)	1931	Neutrinóhipotézis (W. Pauli)
	Contractor and		Az első ciklotronok meg-		
	Sense in the spinster of		építése (E. O. Lawrence, S.		-
	The second second second second		Livingston)		
		A State	Van de Graaff-generátor (J.		
			R. Van de Graaff)		
	transmission of the state of the			1931	A mágneses monopólus le
	Selles II. SERIAT	- Standing	A CONTRACTOR OF A CONTRACTOR		hetőségének felvetése (P A
					M. Dirac)
932	Neutron felfedezése (J. Chad-				
	wick)				
	Pozitron felfedezése (C. D. An-				
	derson)	10000			

#### I. táblázat folytatása

			T		
Év	Kísérleti eredmények	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
1934	Mesterséges radioaktivitás fel- fedezése (I. Curie, M. F. Joliot)	1934—39	Cserenkov-effektus felfedezé- se és az első Cserenkov-de- tektor felépítése (P. A. Cse- renkov)	1934	Magerők mezonelmélete (H. Yukawa)
1936	Müon (µ-mezon, mezotron) fel- fedezése (C. D. Anderson, S. H. Neddermeyer)		Al an ion and a sub-		
		1937—39	Mágneses rezonancia-mód- szer és magok mágneses mo- mentumainak meghatározá-	1937	Majorana-neutrínó bevezeté- se (E. Majorana)
			sa (I. I. Rabi)		Step & Barry
1938	K-befogás (L. W. Alvarez) A maghasadás felfedezése (O. Haba E Strassman)		6115° 201		
1939	Neutronemisszió hasadásnál		Contraction Works		Critical Contract
	(E. Fermi)		a presentation of the second		and a posting provide station
	nak megmérése (L. W. Alvarez, F. Bloch)				a superior superior a setti
		1940—43	Az első elektronikus számítógép (ENIAC, J. Neu-		Ner . Verskinner in se på
1941	μ közepes élettartamának első mérése (F. Rasetti, B. Rossi, N. Nereson)		mann)		

,		1942	Az első atomreaktor (E. Fer-		
		1945—46	Nukleáris emulzió (C. F. Po-		will be the second second
1947	Pion felfedezése (C. F. Powell, G. P. S. Occhialini)	1947	Szcintillációs számlálók (F. Marshall)		
	V <sup>0</sup> -részecskék felfedezése (G. D. Rochester, C. C. Butler, E.		nine organization		
1049	W. Cowen, C. D. Anderson)			10/18	Ősrobbanás (Big Bang) el-
1940	kimutatása (A. H. Snell)		S. LARDER WARMAN	1940	mélet (G. Gamow)
1949	$π^0 → 2γ$ detektálása (J. Steinberger, W. K. H. Panovsky et al)	1949	Félvezető detektorok (K. G. MacKay)		(autorities)
		1949—50	Folyadékszcintillációs detek- torok (M. Ageno)		Source Contraction in the
	eller-	1950—52	Erős fókuszálás elvének felis- merése gyorsítóknál (M. S.		aless contra la ma
		1050 53	Livingston)		
	and a set of the	1950—53	gyorsító Stanfordban (W. K.		
		1951	Diffúziós ködkamra (A. Langsdorf)		
1952	Első részecskerezonancia felfe- dezése (E. Fermi et al.) A	1952	Buborékkamra (D. A. Glaser) Cosmotron, GeV-os proton-	1952	Diszperziós relációk (N. N. Bogoljubov, S. Mandelstam,
	neutrínó indirekt kísérleti ki- mutatása (G. W. Rodebach, E. W. Cowen)		gyorsító Brookhaven-ben (M. H. Blewett et al.)		M. Gell-Mann, M. L. Gold- berger, W. E. Thirring et al.)
				1953—55	Ritkaság (S) fogalma és a részecskék osztályozása (M. Gell-Mann K Nishijima)

## I. táblázat folytatása

	Charles and the second s				
Év	Kísérleti eredmények	Év	Technikai ugrások	Év	Élméleti mérföldkövek
12.8	And the second second	1000	CAREED CONTRACTOR OF A CONTRACT	and the	The second s
	Re	1954	Bevatron, 6 GeV-os proton- gyorsító (G. Berkeley)		the second second second
1955	Antiproton felfedezése (E. G. Segrè et al.)	1955	Flashcsöves kamrák (M. Conversi, A. Gozzini)		
1955	Nukleonok szerkezete; nagy-	1955	Dubnában 10 GeV-os pro-		
-57	energiájú elektronok szóró- dása atommagban (R. Hof-		tongyorsító (V. J. Vekszler)		1.
	städter)		Process Annual Providence		
1956	Antineutrínók kísérleti kimu- tatása (F. Reines, C. L. Cowan)	- Hazar Cha	and an	1956	P-sértés felfedezése (T. D. Lee, C. N. Yang)
1957	CP-sértés kísérleti kimutatása (C S Wu V Telegdi)	1.10	a la pue a contra cha contra en	1957	Pomerancsuk-tétel (I. Ja. Po- merancsuk)
		1949—58	Szikrakamrák (J. W. Keuffel, S. Fukni, S. Miyamoto)		and the second
1958	Mössbauer-effektus felfedezése (R. L. Mössbauer)	1. 1.			a far agente (alle personale)
		1959	Neutrínók előállítása gyor- sítókkal (B. M. Pontecorvo, M. Schwarz)		
	The states of the set		PS, 28 GeV (CERN) AGS, 30 GeV (Brookhaven)		1
		in the second	Lather more than the formation	1960	Regge-pólusok (T. Regge)

یں * 1961	$\pi^{\circ}$ közepes élettartamának a mérése (R. G. Glaser)	1961	e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> tárológyűrűs gyorsító (C. Bernardini et al.)	1961	Hármas út, hadronok osztá- lyozása az SU(3) csoport alapián (M Gell-Mann Y
	M. Ledermann, J. Steinberger et al.)	1962—67	Müon tárológyűrű		Aramalgebra (M. Gell- Mann)
		1963	Integrált elektronikus áram- körök		andre en el
		1963	Streamerkamrák (B. A. Dol- gosein)		instantape. 1
- 1964	CP-sértés kísérleti kimutatása (J. W. Cronin, V. L. Fitch et al.)			1964	Kvarkhipotézis (M. Gell- Mann) Higgs-mechanizmus a spon- tán szimmetriasértésre (P. W. Higgs)
		1966	SLAC (22 GeV) Lineáris	-	
		1967	76 GeV-es protongyorsító Szerpuhovban		Tapairan di tang
		1967—68	Proporcionális kamrák (G. Charpak et al.)	1967—68	Elektrogyenge elmélet (S. Glashow, A. Salam, S Wein- berg)
		1971	ISR pp̄ tárológyűrű, 2×26 GeV (CERN)		
1972	$\sigma_{pp}$ növekedés (Szerpuhov és ISR)		and and the		alanders to see the
1973	Semleges áram létezésének kísérleti kimutatása (CERN)		a she a she a sh		
I. tá	blázat	folytat	tása		
-------	--------	---------	------		
-------	--------	---------	------		

Év	Kísérleti eredmények	Év	Technikai ugrások	Év	Elméleti mérföldkövek
				1969	Skálatörvények a mélyen ine- lasztikus szórásban (J. Bjor- ken, R. P. Feynman) Anomáliák elmélete (J. Bell, R. Jackiw S. Adler)
				1970	A bájos kvark és a semleges gyengeáram létének meg- jóslása (S. Glashow, J. Iliopo- los, L. Maiani)
				1972	A kvark-parton modell (R. P. Feynman)
				1973	Kvantumkromodinamika
	and the second second second				(QCD) alapegyenlete (H. F. Ritzsch, M. Gell-Mann, M.
· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·					Aszimptotikus szabadság, perturbativ kvantumkromo- dinamika
1974	J/Ψ-részecske felfedezése (S. C. C. Ting et al. és B. Richter et al.)	1974	Időprojekciós kamrák (D. R. Nyrgen)	1974	Nagy Egyesített Elméletek, a proton instabilitása (H. Ge- orgi S. Glashow)
	and the second se	1976	SPS (Super Proton Synchrot-		
			ron) 400 GeV-os proton- gyorsító (CERN)		in a strategi

1977	Y-részecske kísérleti megfi- gyelése (L. M. Lederman et al.)				
1979	τ-mezon felfedezése (M. L. Perl				
	et al., J. Burmester et al.)				
1980	ve tömegének kísérleti meg-				
	határozása (V. A. Ljubimov et				
	al.)	100 (0-)			
	A data a	1981	pp tárológyűrű az SPS-ben (CERN)		Prese States
1983	W <sup>±</sup> felfedezése (C. Rubbia et				
	al., P. Darriulat et al. és Van der				
	Meer et al.)				
	Z° felfedezése (C. Rubbia et al.,				
	P. Darriulat et al. és Van der				
	Meer et al.)		1 3 4 S		
1984	Kisérlet a t- (top) kvark		3.2 4 4 4 4		
	létezésének kimutatása (C.				
	Rubbia et al., P. Darriulat et al.				
	es Van der Meer et al.)				
				1985	Húr- és szuperhúrelmélet
		1007			(string es superstring)
		1987	FERMILAB gyorsítóján		
1988	Kettős β-bomlás kísérleti ki-				
	mutatása (S. Eliot, A. Hahn, M.				
	Moe)				

A felfedezés időpontjaként általában az első tudományos közlemény beküldésének idejét jelöltük meg.

Figyelembe véve az atomfizika és elsősorban a részecskefizika rendkívül gyors, rohamos fejlődését, valószínű, hogy a táblázat a könyv megjelenésének időpontjában is tovább bővíthető lenne, ez azonban technikai okokból, sajnos, nem lehetséges.

Az 50-es évekig csak néhány elemi részecskét ismertek. A fejlődés azonban felgyorsult, egyre újabb és újabb részecskéket fedeztek fel, és ma már a részecskék száma mintegy 300-ra tehető. Szükségessé vált a részecskék rendszerezése. Ezzel, valamint a részecskék világának "természetrajzával" a 3. fejezetben ismerkedünk meg.

#### 2.8 A pozitron felfedezése

1932-ben C. D. Anderson [1] [2] kaliforniai professzor méréseket végzett Wilson-kamrával. A Wilson-kamrán áthaladó kozmikus sugárzási nyomok között talált olyanokat, amelyek töltése egyértelműen pozitív volt. A felvételek egyike a 8. *ábrán* látható. Ez önmagában nem lett volna meglepetés, a felfedezés idején azonban a legkisebb tömegű egységnyi pozitív töltéssel rendelkező részecskeként a protont ismerték. Anderson vizsgálatai során kiderült, hogy az 1300 felvétel közül az a 15 nyom, ami pozitív töltésűnek mutatkozott, olyan részecskéktől származik, amelyeknek a tömege biztosan jóval kisebb, mint a protoné. Megmérte a Wilson-kamra körül alkalmazott 15 T mágneses indukciójú térben az észlelt pozitív részecskéknek a görbületét, és ebből arra a következtetésre jutott, hogy ha ezek a részecskék protonok lennének, akkor 300 keV energiával kellene hogy rendelkezzenek.

Később a Wilson-kamra belsejébe egy ólomlemezt helyezett el, amelynek a vastagságát cseréléssel változtatni tudta. A fenti energiájú proton hatótávolsága levegőben 5 mm lehetett volna, ugyanakkor az észlelt részecskék gyakorlatilag még 5 cm levegőekvivalensnek megfelelő vastagságú ólomlemez áthatolása után sem változtatták meg a görbületüket.

Arra is lehetett volna gondolni (bár mai szemmel nézve ez mesterkéltnek tűnik), hogy esetleg pontosan ugyanabban a pillanatban 2 egymástól független elektron hoz létre 2 nyomot, amelyek olyan közel vannak egymáshoz, hogy azt a benyomást keltik, mintha egyetlen részecske ment volna át az ólomlemezen. Ezt a lehetőséget Anderson valószínűségi alapon kizárta. Egy további elképzelhető magyarázat volt, hogy egy foton az ólom atommagjából két nukleont ütött ki, és ezek közül az egyik felfelé, a másik lefelé mozgott.



8. ábra. Wilson-kamra felvétel a pozitronról. Egy 63 MeV-os pozitron 6 mm vastag ólomlemezen hatol át, miközben energiája 23 MeV-ra csökken. Ez utóbbi hatótávolsága legalább 10-szer nagyobb, mint egy ugyanilyen görbületű protoné lenne Végül is maradt az a magyarázat, hogy itt az *elektronnal azonos tömegű, de ellenkező töltésű* részecskéről van szó. Ezt a részecskét a későbbiek során *pozitronnak* (e<sup>+</sup>) nevezték el. Ez a felfedezés fényes igazolását jelentette az antirészecskék létezésének, melyeket a Dirac-féle relativisztikus kvantumelmélet jósolt meg néhány évvel Anderson felfedezése előtt.

#### 2.9 A müon felfedezése

1938-ban S. H. Neddermeyer és C. D. Anderson [3] Wilsonkamrás méréseket végeztek kozmikus sugárzáson. A mérési technikát annyiban fejlesztették tovább (lásd a pozitron felfedezése, 2.8 alfejezet), hogy a kamra fölött és a kamrán belül egy-egy Geiger-Müller-számlálót helyeztek el, amelyeket koincidenciába kapcsoltak (vezérelt kamra). Ezzel lényegesen megnövelték olyan kozmikus részecskék megtalálásának a lehetőségét, amelyek a hatótávolságuk vége felé tartanak. Méréseik során egy olyan felvételt találtak, amely a 9. ábrán látható. A Wilson-kamrát 0,79 T indukciójú mágneses térbe helyezték. A felvételen látható részecske — mint azt egyértelműen megállapították — pozitív töltésű, és görbülete a

#### $B\rho = 17 \text{ T cm}$

értéknek felel meg. ( $\rho$  a pálya görbületi sugara, a  $B\rho$  mennyiség pedig a részecske impulzusának és a töltésének hányadosával egyenlő.) A Wilson-kamrát 2/3 rész héliummal és 1/3 rész argonnal töltötték meg, továbbá alkoholgőz volt benne, s ezek együttvéve 1 atmoszféra ( $\approx 100$  kPa) nyomást tettek ki. Az ábrán látható részecske specifikus ionizációja, mielőtt áthaladt a számlálón — bár nem mérték pontosan — biztosan nagyobb, mint egy gyors elektroné.

Gondosan analizálták a felvételt, és meghatározták a részecske tömegét és energiáját. Erre több lehetőség is kínálkozik:

a) Megmérjük a specifikus ionizációt és a  $B\rho$  értéket a nyom felső részében.

b) Megmérjük az ionizációt és a  $B\rho$  értéket a számláló alatt.

c) Megmérjük a  $B\rho$  értéket és az ún. maradék hatótávolságot a számláló alatt.

d) Megmérjük a kezdeti  $B\rho$  értéket és annak az anyagnak a vastagságát, amelyen áthaladt, mielőtt teljesen lefékeződött és megállt volna.

A d) módszer adja a legpontosabb értéket: mind a  $B\rho$  nagyságát, mind az áthatolt anyag vastagságát nagyon pontosan lehet mérni; a



9. ábra. Az ábrán egy müonnyomot láthatunk, amely a Wilson-kamra gáztérfogatában lefékeződött és az ábrán látható módon elbomlott egy elektronra

nyom éles, és ez nagyon pontos görbületi mérést tesz lehetővé. A legnagyobb bizonytalanságot az energiaveszteség és sebesség közötti elméleti összefüggés pontatlansága okozza.

Azt találták, hogy az észlelt részecske tömege mintegy 240-szerese az elektron tömegének, a kezdeti energiája 10 MeV, az az energiája pedig, amely a számlálón való áthaladása után maradt, 0,21 MeV. Világos, hogy a részecske nem lehet sem elektron, sem proton. Egyébként a másik három módszer ennél pontatlanabb, de ezzel egybeeső értékeket szolgáltatott. A részecske specifikus ionizációja a számláló fölött túl nagy ahhoz, hogy a mért görbület mellett a részecske elektron lehessen. A részecskepálya görbülete a számláló fölött, ha proton lenne 1,4 MeV energiának és kb. 7000 ion/cm specifikus ionizációnak felelne meg; ez utóbbi legalább 30-szor nagyobb, mint a felvételen mért specifikus ionizáció. A nyom számláló alatti részének a görbülete 7 MeV energiának felelne meg, ha a részecske elektron lenne. Ilyen energiájú elektron hatótávolsága 3000 cm lenne a mért 1,5 cm helyett. Ha a nyom alsó részének a görbülete protontól származna, akkor a proton energiája 0,25 MeV lenne és hatótávolsága 0,02 cm.

A fentiek alapján egyértelműen kijelenthették, hogy egy eddig még nem ismert részecskét találtak, amely se nem elektron, se nem proton. Ez a részecske *pozitív töltésű, tömege* nagyobb az elektron tömegénél, de kisebb a protonénál, *kb. 200-szorosa az elektron tömegének*. Ezt a részecskét először mezotronnak, illetve  $\mu$ mezonnak nevezték el. Később azonban, amikor a tulajdonságait jobban megismerték, kiderült, hogy nem tartozik bele az ún. *mezonok* családjába (lásd a 3. fejezetet), emiatt áttértek a ma is használatos *müon* (jele:  $\mu$ ) elnevezésre.

Hamarosan más szerzők is találtak hasonló részecskéket a kozmikus sugárzásban, és ezzel egyértelművé vált a műonok felfedezése. A műont kezdetben érthető módon a Yukawa-féle ún. közbenső mezonnal azonosították. Mint említettük (s még részletezni fogjuk), a későbbiekben kiderült, hogy ez a feltételezés tévedés volt.

A felvételen látható, hogy a müon, miután lefékeződött, elbomlott, és a bomlásnál egy elektron keletkezett.

#### 2.10 A müon közepes élettartamának mérése

A müon felfedezése utáni első időben a kísérleti vizsgálatok középpontjában a részecske tömegének a meghatározása állt. Később a kutatások súlypontja a müon bomlékonyságával kapcsolatos jelenségekre tevődött át. Azt, hogy a müon bomlékony, több Wilson-kamrás felvétel és fotoemulziós nyom is bizonyította, emellett bomlékonyságára utaltak a kozmikus sugárzás légkörön való áthaladásával kapcsolatos bizonyos jelenségek (pl. az ún. abszorpciós anomália) is.

Csakhamar közvetlen kísérleti úton is sikerült a műon közepes élettartamát ( $\tau$ ) meghatározni. Az első olyan mérés, amely minden szempontból megbízható eredményt szolgáltatott, B. Rossi és N.



 ábra. Mérőberendezés a kozmikus műonok közepes élettartamának a meghatározására. Az ABCFG antikoincidenciákhoz képest mérték az E csövekben megjelenő (a bomlási elektrontól származó) jel időkésését. (A felülvonás antikoincidenciát jelent.) Az azonos jelű számlálók párhuzamosan kapcsolódtak

Nereson [4] mérése volt 1942-ben. Mérőberendezésük vázlatos rajza a 10. ábrán látható. A berendezés fölött elhelyezett ólomabszorbens a kozmikus sugárzás lágy komponensének a kiszűrésére szolgált. Az időmérés referenciajelét (t = 0) az (ABCFG) antikoincidencia\* adta. Az ilyen antikoincidenciák olyan eseményeknek felelnek meg, amikor a kozmikus sugárzásból származó műon a berendezés térszögébe esett, és az alul elhelyezett abszorbensben

\* Az antikoincidenciát itt és a későbbiekben felülvonással jelezzük.

lefékeződött. Ha nem fékeződött volna le, akkor az F jelű GMcsövek is megszólaltak volna. Az abszorbenst az E jelű GM-csövek koszorúja vette körül, amelyek éppúgy párhuzamosan voltak egymás között kapcsolva, mint a berendezés valamennyi azonos jelölésű GM-csöve. Ez a második jel volt az, ami a müon bomlási elektronjától származhatott, s ezért ennek az időbeli késését, eltolódását kellett megmérni. Az F jelű csövek fölé helyezett vékony ólomabszorbens feladata, hogy ha a bomlási elektron véletlenül éppen az alul levő E csövek térszögébe esne, akkor ne okozzon antikoincidenciát, és ne tiltsa le az eseményt.

Az antikoincidenciaesemény egy kondenzátor töltődését indította el; a töltődés a bomlási elektron jelének hatására szűnt meg. A kondenzátor kapcsain megjelenő feszültség maximális értéke függött tehát a két esemény közötti időkülönbségtől, azaz a kondenzátorlemezekről levett jelek amplitúdója arányos a kérdéses müon *individuális élettartamával*. Így minden egyes müonbomlás esetében meg tudták határozni a müon megérkezése és elbomlása közötti időt. Megszámolva egy bizonyos időintervallumba eső bomlások számát, a bomlási görbe egy pontja meghatározható. Hasonlóképpen határozhatók meg a bomlásgörbe többi pontjai is; e pontok ismeretében  $\tau$  kiszámolható. B. Rossi és N. Nereson mérési eredményként a következő értéket kapta:

 $\tau = (2,3 \pm 0,2) \ \mu s.$ 

A későbbiek során még több szerző meghatározta a müon közepes élettartamát, köztük e könyv szerzője is [5].

A müon közepes élettartamértékének pontatlansága megszabja az elméletben szereplő elektrogyenge kölcsönhatási állandó pontosságát. Éppen ezért még ma is törekednek a müonok közepes élettartamának minél pontosabb meghatározására. Az egyik legpontosabb és legújabb mérés K.L. Giovanetti és munkatársaitól származik [6]. A szerzők a TRIUMF mezongyár (Vancouver, Kanada) által előállított pionokat használták fel mérésükre. A pionok müonokra bomlottak el, a müonok egy 48 cm hosszú és 48 cm átmérőjű vízzel töltött hengerbe estek, és ebben *Cserenkov*sugárzást hoztak létre. Cserenkov-sugárzás lépett fel a bomlási elektron megjelenésekor is. A vízben megfelelő hullámhosszeltolót ("wave-shifter") oldottak fel, hogy az ultraibolya Cserenkov-fény abszorbeálódjon és újraemittálódjon egy olyan hullámhosszal, amelyik közelebb áll az alkalmazott fotoelektron-sokszorozó maximális érzékenységéhez. A kezdeti Cserenkov-jel megindított egy 100 MHz-es kristályvezérelt oszcillátort, a bomlási elektron megjelenése pedig leállította az oszcillátort. Az így kialakult kapun átmenő oszcillátorimpulzusok száma természetesen arányos az eltelt idővel. Eredményük:

 $\tau = (2,19695 \pm 0,00006) \ \mu s.$ 

#### 2.11 A V-részecskék felfedezése

1947-ben G. D. Rochester és C. C. Butler [7] manchesteri fizikusok Wilson-kamrával végeztek kozmikus sugárzási méréseket. Vizsgálták a kozmikus sugárzás ún. áthatoló komponensét, amely a kozmikus sugárzás ólmon való áthaladása után megmarad. Ekkor 5000 felvételből (ez kb. 1500 óra Wilson-kamra működésnek felel meg) 2 olyat találtak, amelyen villaszerű nyomok voltak. A kamrába 3 cm-es ólomlemezt helvezve el. a villa alakú részecskék száma megnövekedett. Ha ezek a részecskék – melyeket egyébként a nyom alakjáról V-részecskéknek neveztek el - ütközésből származtak volna (ami nagyon természetes feltevésnek látszott), akkor néhány 100-szor nagyobb valószínűséggel kellett volna keletkezzenek ólomban, mint gázban. A kapott eredmény tehát kizárja azt, hogy ütközési folyamatról legyen szó. Az első ilyen felvételek egyikét láthatjuk a 11. ábrán. Felmerült az a feltevés, hogy V-részecskék valamilyen semleges, tehát a Wilson-kamrában nyomot nem hagyó részecskének a bomlásából származnak. E feltételezés alapján a bomló láthatatlan részecske tömegére 1000 elektrontömeget, közepes élettartamára pedig 5.10<sup>-8</sup> s értéket kaptak. A fentiek alapján a felvételt úgy magyarázták, hogy egy semleges részecske bomlásáról van szó, melynek a tömege 770 és 1600 elektrontömeg közé esik. Megemlítjük, hogy ezekben a vizsgálatokban részt vett Jánossy Lajos is.

Később a V-részecskéket a semleges kaonnal (K<sup>0</sup>) és Ahiperonnal ( $\Lambda^0$ ) azonosították. A megfelelő bomlási folyamatok:\*



11. ábra. A V-részecske felfedezése. A felvétel jobb alsó részén látható egy villa alakú nyom (a és b)

#### 2.12 A π-mezon felfedezése

C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini és C. F. Powell [8] bristoli kutatók fotoemulziós méréseket végeztek 1947-ben Bolíviában az Andokban 5500 m és a Pic du Midi hegycsúcson (Pireneusok) 2800

\* A részecskefizikában a bomlási folyamatokat kétféleképpen szokás jelölni: vagy + jelet tesznek a bomlási termékek közé, vagy csak egyszerűen egymás mellé írják őket. A fenti példánkban a két lehetséges jelölési mód:

> $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-;$  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \Lambda^0 \rightarrow p \pi^-.$

vagy

m magasságban. Az emulzió kiértékelésénél olyan esetekre bukkantak, amelyekben a lefékeződő primer mezonból egy szekunder, másodlagos részecske is keletkezett. Tipikus felvételt láthatunk a 12. ábrán. Összesen 644 olyan mezonnyomot figyeltek meg, amely az emulzióban végződött, és így teljes mértékben kiértékelhető volt.



12. ábra. A π-mezon bomlásának (π→μ) klasszikus fotoemulziós megfigyelése. Az emulzió megfelelő szegmenseinek képét az egyszerűbb követhetőség kedvéért kivágták és összeillesztették



13. ábra. 10 másodlagos mezon hatótávolságának eloszlása. A feketével jelzettek teljesen lefékeződtek az emulzióban, a többiek a hatótávolságuk vége felé hagyták el az emulziót

Ezek közül 451-et 2850 m magasságban találtak a Pic du Midi hegycsúcson és 193-at Bolíviában. A másodlagos részecskék kilépésének az iránya teljesen véletlenszerű volt, a tömegük pedig azonos. A másodlagos részecskék fotoemulzióbeli hatótávolságának az eloszlását is megmérték, és a *13. ábrán* látható diagramot kapták. (A hatótávolságok tehát azonosak). Úgy tűnik, hogy a kozmikus sugárzásban lévő ismeretlen részecskék nem hatoltak be az atomokba, hanem elbomlottak. A két nyom közel volt egymáshoz, és ezért a fotoemulzió előhívása során fellépő torzító effektusok mind a kettőre egyformán hatottak. Megszámlálták a fotoemulzióban az 1 cm-re eső szemcséknek a számát, és ebből következtetni tudtak a részecskék sebességére. A hatótávolságból és a sebességből pedig ki lehet számítani a tömeget. Azt találták, hogy a primer részecske tömege majdnem másfélszer nagyobb, mint a szekunderé. Az észlelésekből és az ezt követő interpretálásból egyértelműen kiderült, hogy itt egy újfajta, eddig ismeretlen mezonnak a bomlási folyamatáról van szó. Ezt a mezont  $\pi$ -mezonnak ( $\pi$ ) nevezték el (újabb nevén egyszerűen csak pion), és később az erős kölcsönhatást közvetítő Yukawa-féle mezonnal azonosították.

A  $\pi$ -mezon elbomlott egy kisebb tömegű részecskére,\* amely megfelelt a már ismert müonnak; korábban tévesen ezt azonosítitták a Yukawa-féle mezonnal. A kozmikus sugárzásban egyaránt találtak pozitív ( $\pi^+$ ) és negatív ( $\pi^-$ ) pionokat.

# 2.13 A $\pi^0$ -mezon felfedezése

1950-ben J. Steinberger, W. K. H. Panofsky és J. Steller [9] kaliforniai kutatók arról számoltak be, hogy ha a szinkrotron 330 MeV-os maximális energiájú fotonjait ráejtették pl. berilliumra, akkor több  $\gamma$ -foton lépett fel, általában párokban. E párok szögeloszlásából azt a következtetést lehetett levonni, hogy ezek egy semleges részecske bomlásából származnak, amely semleges részecske relativisztikusan nagy sebességgel mozog, és az eddig ismert mezonokkal összemérhető tömege van. Keletkezésének hatáskeresztmetszete kb. megfelel a töltött pionok keletkezési hatáskeresztmetszetének. A hidrogénben, szénben és berilliumban talált hatáskeresztmetszetek megegyeztek. A szögeloszlás az előremutató irányban csúcsosodik ki. Az új részecskét  $\pi^0$ -mezonnak (semleges pionnak) nevezték el. A  $\pi^0$ -mezon 2  $\gamma$ -fotonra bomlik:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$
.

\* Ma már tudjuk, hogy a teljes bomlási folyamat:

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu},$$

azaz müon-neutrínó is keletkezik. A müon tovább bomlik:

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}.$$

A mérőberendezést a 14. ábra mutatja. A berillium céltárgyból kilépő  $\gamma$ -sugarakat két szcintillációs teleszkóp (A és B) mérte. A két teleszkópot koincidenciába kapcsolták (AB); a koincidenciaberendezés felbontóképessége  $10^{-7}$  s. Minden egyes teleszkópban 3 szcintillációs kristály (1, 2, 3) helyezkedett el. Az (1) és (2) szcintillátor közé kb. 1/4" vastagságú ólom konverter volt helyezve. Azokat az eseményeket vették csak figyelembe a koincidencia kialakulásánál,



14. ábra. Kísérleti elrendezés, amellyel a  $\pi^0$ -mezont felfedezték. A  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  bomlásából származó  $\gamma$ -párok detektálására szolgált a 2 (A és B) teleszkóp, amelyeket koincidenciába kapcsoltak (AB). A Pb-konverter és a céltárgy közötti szcintillációs kristályokat antikoincidenciába kapcsolták. A  $\pi^0$ -mezonok bomlása mind a két detektorban (Ī23) típusú eseményt eredményez. A  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  bomlás ( $\overline{I}_A 2_A 3_A \overline{I}_B 2_B 3_B$ ) antikoincidenciaeseményként jelenik meg

amelyeknél mindegyik teleszkópban a céltárgyhoz közel eső szcintillátor (1) nem adott jelet, jelezve, hogy töltött részecske nem haladt át rajta, a mögötte levő mind a két szcintillátor (2 és 3) pedig adott jelet, jelezve, hogy a semleges részecske "konvertálódott" az ólomban, azaz töltött részecskévé alakult: (13) esemény. A  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ bomlás ( $I_A 2_A 3_A I_B 2_B 3_B$ ) antikoincidenciaként jelenik meg. Mivel az 1/2, illetve az 1 spinű részecskék számára tiltott, hogy 2 fotonra bomoljanak el, az újonnan felfedezett mezonok spinjéről jogosan tételezhették fel, hogy 0 értékű.

4)

# 3. A részecskék osztályozása

Ma több mint 300 részecskét ismerünk. Ezen részecskék legfontosabb jellemző tulajdonsága, hogy milyen kölcsönhatásban vagy kölcsönhatásokban tudnak részt venni. Éppen ezért a részecskék rendszerezésének, csoportokba foglalásának alapját a kölcsönhatási típusok képezik.

A természetben a közelmúltban négy alapvető kölcsönhatástípust ismertünk; ezek száma az utóbbi időben — kettejük közötti "rokonság" felismerése révén — háromra csökkent. A *II. táblázatban* még a 4 kölcsönhatás néhány jellemző tulajdonságát foglaljuk össze. A táblázatban a kölcsönhatások csökkenő erősség szerint vannak felsorolva.

A táblázat 2. oszlopában az egyes kölcsönhatások erősségére jellemző számot adtunk meg, amely nagyságrendben ugyan tükrözi a kölcsönhatások erősségét, azonban meg kell jegyezzük, hogy ezek a számok sok szempontból nem azonos jellegűek. Így pl.:

a) Az erős kölcsönhatásnál elméletileg az ún. áramalgebrából levezethető, kísérletileg ellenőrizhető mennyiségekkel kifejezhető dimenziótlan póluserősség,  $\frac{g\pi^2 N}{4\pi} = 14,6$  szerepel.

b) Az elektromágneses kölcsönhatásra jellemző szám egy dimenziótlan csatolási állandó, az ún. finomszerkezeti állandó.

c) A gyenge kölcsönhatásnál szereplő szám az erősen bomló rezonanciák élettartamának és a ritka részek élettartamának a hányadosa. (Dimenziótlan.)

#### II. táblázat. Kölcsönhatások

Kölcsönhatás	Csatolási állandó (dimenziótlan)	Közvetítő részecske	Példa az előfordulásra	
Erős Elektromágneses Gyenge	14,6 1/137 $\approx 10^{-14}$	Gluonok $(m=0)$ Foton $(m=0)$ Nehéz vektor- bozonok	Hadronok Atomhéj Radioaktív β-bomlás	
Gravitációs	≈10 <sup>-39</sup>	(W <sup>+</sup> , W <sup>-</sup> , Z <sup>0</sup> ) Graviton?	Égitestek	

d) A gravitációnál a helyzet még bonyolultabb: ez a szám két klasszikus erő, az elektromos és a gravitációs erő hányadosa, amelyben a newtoni G mellett a részecskék fajlagos töltései is szerepelnek. Ez tehát függ a fajlagos töltéstől (e/m). Ezen túlmenően lehetséges, hogy a gravitációnál nem is beszélhetünk a hagyományos értelemben vett kölcsönhatásról, hanem csupán a térnek és időnek valamilyen geometriai jellegű tulajdonságáról. Ez esetben természetesen közvetítő részecske sem létezhet.

A fentiek ellenére a II. táblázat nagyságrendileg helyes képet ad a különböző kölcsönhatások erősségéről, amelyek — mint látjuk sok nagyságrendet fognak át. Hasonlóképpen sok nagyságrendet fognak át az átlagos kölcsönhatási idők és az átlagos hatótávolságok, kezdve a rendkívül gyorstól a nagyon hosszú ideig tartókig, a nukleáris távolságoktól az Univerzum méretével összemérhetőkig. A kölcsönhatásokat mai elképzeléseink szerint részecskék közvetítik (6.2 alfejezet); ezeket tüntettük fel a harmadik oszlopban.

A ma ismert részecskék közül a legfontosabbakat a *III. táblázatban* foglaltuk össze, a teljességre való törekvés nélkül. A részecskéket három alapvető csoportra osztjuk. Az első csoportban teljesen különállóan, magányosan foglal helyet az atomfizikából már jól ismert *foton* ( $\gamma$ ) ( $\varphi \omega \varsigma$ ,  $\varphi \omega \tau \delta \varsigma =$  fény); a következő nagyobb csoport a *leptonok* családja; a harmadik a *hadronoké*.

A leptonok a gyenge kölcsönhatásban vesznek részt (ha elektromos töltésük van, akkor az elektromágnesesben is). A hadronok legfontosabb közös vonása az, hogy erős ( $\alpha\delta\rho\phi\varsigma=er$ ős) kölcsönhatásban vesznek részt (ez nem zárja ki, hogy az erős mellett

4\*

se si emilipi	(87) 196-31	and a	nesito	E, MeV	S	τ, s	S	L	В	T
Foton		γ	γ	0	1		0	0	0	
onok	$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	0	ovulati Ronavij							
Lept	io unic	v	ν <sub>e</sub> ν <sub>μ</sub> ν <sub>τ</sub>	0	1/2	00	0	+1	0	
en la	1822) (1821) (1821)	e2 a	$\pi^{\pm}$ $\pi^{0}$	140 135	0	$2,6 \cdot 10^{-8} \\ 0,8 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	1
Mezonok	Mezonok	K <sup>+</sup> K <sup>0</sup> η J/Ψ Υ	493 498 549 3100 9500	0 0 0 1 1	$1.24 \cdot 10^{-8}$ $1 \cdot 10^{-10}$ vagy $5 \cdot 10^{-8}$ $\approx 10^{-18}$ $\approx 10^{-20}$ $\approx 10^{-21}$	+1	0	0	1/2 0 0 0	
ladrono	el mus		Rez	700 1500	ions: Banos	≈10 <sup>-23</sup>	0± 1			0, 1
H	u à la d'hat	Nuk- leonok	p n	938 939	1/2 1/2	∞ 920	0 0	0 0	+1 +1	1/2 1/2
Barionok	iperonok	$\begin{array}{c} \Lambda^{0} \\ \Sigma^{\pm 0} \\ \Xi^{0-} \\ \Omega^{-} \end{array}$	1115 1190 1310 1670	1/2 1/2 1/2 3/2	$2,6 \cdot 10^{-10} \\ \approx 10^{-10} \\ \approx 10^{-10} \\ 8 \cdot 10^{-11}$	-1 -1 -2 -3	0	+1 +1 +1 +1	0 1 1/2 0	
udino odjesti		Hi	Rez	1500 3000	entros entros entros	$\approx 10^{-23}$	$0\pm 1$ $\pm 2$	0	+1	0 1/2 1

III. táblázat. "Stabilis" részecskék

részt vegyenek a gyenge és az elektromágneses kölcsönhatásban is). A leptonok tömege általában kisebb, mint a hadronoké. (Történelmileg innen nyerték elnevezésüket a görög  $\lambda \epsilon \pi \tau \circ \varsigma = k \ddot{\circ} nny \ddot{u}$ szóból.) A táblázat első oszlopában az előbb említett családok elnevezése található. A következő oszlopban a csoportokon belüli alcsoportok elnevezését tüntettük fel, ezután következik a részecske szimbolikus jele. A következő a nyugalmi energiát ( $E_0 = mc^2$ , MeV-ban), majd a spineket tartalmazó oszlop (s). Az ezután következő számsor a részecskék bomlásának közepes élettartamát ( $\tau$ ) tartalmazza s-ban. Itt meg kell jegyeznünk, hogy a táblázat a "stabilis" részecskék elnevezést viseli, holott a részecskék közül stabilisnak csak kivételesen nevezhető néhány. Különbséget szokás tenni azonban a viszonylagosan stabilis részecskék, amelyek közepes élettartama nem túl rövid ( $\geq 10^{-23}$  s) és az ennél rövidebb élettartamúak között. Ez utóbbiakat rezonanciáknak is szokás nevezni, tipikus adataikat a mezon- (µê $\sigma o \zeta = k \ddot{o} z \dot{e} s \ddot{o}$ ), a barion- ( $\beta \alpha \rho \iota \zeta = "nehéz"$ ), illetve a hiperontáblázat ( $\upsilon \pi \epsilon \rho =$  felett, rendkívül) végén tüntettük fel.

A következő négy oszlop külön magyarázatot igényel.

a) Ritkaság (strangeness, S). Vannak részecskék, amelyek atommag-kölcsönhatásban — a többi részecskékhez képest — aránytalanul ritkán jelennek meg, ezért ritka részecskéknek nevezzük őket. A ritka részecskék erős kölcsönhatásban mindig csak párosával keletkeznek. Az ilyen páros keletkezésnél valamilyen "töltés" megmaradására gyanakodhatunk. (Itt természetesen a töltés szót általános értelemben kell érteni, és nemcsak az elektromos töltésre gondolunk.) Mivel erős kölcsönhatással könnyen előállíthatóak, és ugvanakkor olvan részekre bomlanak, amelyek részt vesznek erős kölcsönhatásban, azt várták, hogy viszonylag gyorsan bomlanak. Ez azonban nem így van. Ennek a jelenségnek az értelmezésére kellett bevezetni egy új megmaradási törvényt, ami kb. 10-13 nagyságrenddel lassítja a bomlást. Ezt az új megmaradási tételt a ritkaság megmaradásának nevezik. A K+-hoz és a Kº-hoz az S = +1 ritkaságot rendelték; a "nem ritka" részek ritkasága értelemszerűen 0. Vannak S=2, 3... ritkaságú és negatív ritkaságú részecskék is. A ritkaság megmaradásának törvénye kimondja, hogy zárt rendszerben a ritkaságkvantumszámok - vagy ritkaságtöltések összegének állandónak kell maradnia. E törvényt pontosan kielégíti az erős és az elektromágneses kölcsönhatás, a gyenge azonban nem.

A részecskepárok keletkezésekor (erős kölcsönhatás) mindig keletkezik egy másik ritka részecske is, amelynek ritkasági száma

helyrehozza a ritkaság megmaradásának törvényét. Pl. (lásd a III. táblázatot):

$$p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0;$$

a ritkaságuk pedig:

$$S = 0 + 0 = -1 + 1.$$

Mivel a gyenge kölcsönhatásban a ritkaság megmaradása sérül, ritka részecske gyenge kölcsönhatással zérus ritkaságú részecskére is bomolhat. Emiatt a ritka részek sokkal hosszabb ideig élnek, mint a nem ritkák (ahol S = 0, tehát a megmaradási tétel nem sérül, vagyis a bomlás erős kölcsönhatás révén, azaz nagyon gyorsan is végbemehet.) A ritka részek gyenge bomlására példa a kaon (K) egyik lehetséges bomlása:

$$\mathbf{K}^+ \to \boldsymbol{\pi}^+ + \boldsymbol{\pi}^+ + \boldsymbol{\pi}^-.$$

Mivel a K<sup>+</sup>-mezon ritkasága + 1, a keletkező pionoké pedig nulla, nyilvánvalóan sérül a ritkaság megmaradásának törvénye. Ezért lassúak ezek a folyamatok.

A ritka részecskék elbomlására illusztrációként a 15. ábrán bemutatjuk a Λ-hiperon és K-mezon bomlási termékeit folyékonyhidrogén-buborékkamrában.

b) Leptonszám (L). Megfigyelték, hogy valahányszor leptonok keletkeznek, mindig párosával jelentkeznek. Ez — úgy, mint ritka részeknél — megmaradási tételre utal, amit a leptonszám megmaradási tételének hívnak. Tulajdonképpen két független leptonmegmaradási törvény van: egy az elektronokra és egy a müonokra. Az  $e^+$  és neutrínója,  $v_e$ , a + 1 (elektron)leptonszámot, az antirészecskéi pedig a -1 (elektron)leptonszámot kapták. A tapasztalat szerint bármilyen zárt rendszerben az elektronleptonszámok összege állandó marad. Pl. a neutron bomlása:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{v}_e$$

ahol a leptonszámok:

$$0 = 0 + 1 - 1.$$

Mivel a neutron leptonszáma nulla, a bomlástermékek leptonszámainak összege is zérus kell legyen. Láthatjuk, hogy ez valóban teljesül. A leptonszámok megmaradásának törvényét J. B. Zeldovics és Marx György ismerte fel.

c) Barionszám (B). A következő oszlopban a barionszámot tüntettük fel. A leptonoknál megismert mintára minden barionnak van egy +1 barionszáma, az antibarionoknak pedig -1. Zárt





h

15. ábra. Buborékkamra-felvétel egy proton — pion ütközésről (a) és az ennek alapján készült leegyszerűsített séma (b). A felülről beérkező, nagy energiájú pion (π<sup>-</sup> összeütközik a kamrában lévő folyékony hidrogén valamelyik magjával (proton). Elektromosan semleges Λ<sup>0</sup> és K<sup>0</sup> részecskék keletkeznek (láthatatlanok a buborékkamrában. nyomukat a leegyszerűsített sémán szaggatott vonal jelöli). Ezek pionokra és protonokra bomlanak el rendszerben a barionszámok összegének állandónak kell maradnia. A nem barionrészecskék (tehát a foton és a mezonok) barionszáma természetesen 0.

d) Izospin (T). A magerők szempontjából a proton és a neutron teljesen egyformán viselkednek. Ami kis különbözőség van köztük, az egyszerűen az elektromos töltésük különbözőségének számlájára írható. A két részecskét egyetlen részecske, a *nukleon* két állapotának tekinthetjük. Világunk tehát — legalábbis az erős kölcsönhatás szempontjából — szimmetrikus a proton és a neutron vonatkozásában. Ennek a ténynek a kifejezésére — W. Heisenberg javaslatára — bevezettek egy új fogalmat, az izospint, amelyet T betűvel jelöltünk. (Az elnevezésnek nincs köze az izotópokhoz, csupán a "rendes" spintől való megkülönböztetést szolgálja.)

A T kvantumszám a részecske izospinjének abszolút értékét jelöli, és a közönséges spinhez hasonlóan 0, 1/2, 1, 3/2,... stb. értéket vehet fel.

A T mellett még egy másik mennyiség (kvantumszám) is használatos, az izospin harmadik komponense, amelyet  $T_3$ -mal jelölünk. Ennek különböző értékével jelöljük azokat az állapotokat, amelyeket a szimmetrikus világ egységes részecskéje elfoglalhat. Esetünkben pl. a nukleonnak két állapota van: a proton és a neutron.

A nukleonok esetében, ahol T = 1/2, a protonra  $T_3 = 1/2$ , a neutronra  $T_3 = -1/2$  jelölést használjuk. A  $T_3$  mennyiség tehát a nukleonok családjába tartozó egyes családtagok jellemzésére szolgál. Az egész család a T értékével határozható meg.

Az előbbieket úgy is mondhatjuk, hogy a nukleonok dublettet alkotnak. Vannak triplettek is, tehát olyan családok, amelyek három tagból állnak. Ilyen pl. a pion. A pioncsaládot a T = 1 izospin abszolút érték jellemzi,  $T_3$  pedig háromféle értéket vehet fel: -1, 0,+1. Általában egy T izospinű részecskecsalád 2T+1 tagból állhat,  $T_3$  lehetséges értékei pedig:  $-T, -T+1, \ldots, T-1, T.$  A *LV. táblázat* mutatja néhány részecskére az izospin harmadik komponensének értékét. (A felülvonás antirészecskét jelöl; lásd a 3.1 fejezetet).

Ezzel a III. táblázatunk "teljes": a legfontosabb részecskék legfontosabb tulajdonságait leolvashatjuk, ami a konkrét ismereteken kívül segít abban, hogy megmaradási tételek figyelembevételé-

Désmassiva			$T_3$		
Reszecske	-1	-1/2	0	1/2	1
π-mezon	π-		π <sup>0</sup>		π+
K-mezon		K <sup>0</sup> K <sup>-</sup>		K + K 0	
Nukleon		n p		p ñ	
Λ-hiperon			$\Lambda^{o}$ $\overline{\Lambda}^{o}$		
Σ-hiperon	$\Sigma^{-}$ $\overline{\Sigma}^{+}$		$\Sigma^{0}$ $\overline{\Sigma}^{0}$		$\frac{\Sigma^+}{\overline{\Sigma}^-}$
Ξ-hiperon		E eo		Ξ <sup>0</sup> Ξ <sup>+</sup>	

IV. táblázat. Néhány részecske izospinjének harmadik komponense (T3).

vel fel tudjuk írni az egyes részecskék közötti reakciókat, illetve bomlási típusokat.

Megismerkedve a táblázatban szereplő fogalmakkal, megfogalmazhatunk egy általános összefüggést, amely a hadronokra érvényes:

$$Q = T_3 + \frac{B+S}{2}.$$

Itt Q az elektromos töltés,  $T_3$  az izospin harmadik komponense, B a barionszám, S a ritkaság. A B-t és S-t gyakran össze szokták vonni, és hipertöltésnek (Y) nevezik:

$$Y = B + S.$$

A fenti összefüggés segítségével, ha egy kivételével ismerjük a töltéseket, akkor a hiányzót kiszámíthatjuk.

Néhány részecskére vonatkozóan az V. táblázat feltünteti a bariontöltésnek, a ritkaságnak és a hipertöltésnek azt az értékét, amelyet a részecskékhez kell rendelnünk, hogy a megmaradási tételek érvényesüljenek. Példaként vegyük a táblázatból a  $\Sigma^+$ -hiperont. Ennél B=1, T=1, S=-1. Ha ezeket az értékeket beírjuk a formulába, akkor  $Q=1+\frac{1-1}{2}=1$ , és ez megadja a helyes eredményt.

Részecske	Bariontöltés B	Ritkaság S	Hipertöltés Y
π-mezon	0	0	0
K-mezon	0	+1	+1
anti-K-mezon	0	-1	-1
nukleon	+1	0	+1
antinukleon	-1	0	-1
lambda	+1	-1	0
antilambda	-1	+1	0
szigma	+1	-1	0
antiszigma	-1	+1	0
kszi	+1	-2	-1
antikszi	-1	+2	+1

V. táblázat. Néhány részecske töltései

### 3.1 Antirészecskék

Az antirészecske mindenben azonos az eredetivel, csak töltésben különbözik tőle. A töltést itt tágabb értelemben kell felfognunk: nemcsak elektromos, hanem barion-, lepton- stb. töltésről, helicitásról (lásd még a 6.3 alfejezetet) is szó van. Dirac relativisztikus kvantumelméletének fényes bizonyítását jelentette, amikor Wilsonkamrában sikerült felfedezni a pozitront (2.8 alfejezet), amely mint láttuk — az elektronnal teljesen azonos, azonban a töltése nem negatív, hanem pozitív. Célszerűnek látszott e részecskének a Diracelméletben szereplő "lyukkal" való azonosítása.

Később felfedezték a proton antirészét, az antiprotont (3.3 alfejezet), amely mindenben megegyezik a protonnal, csak negatív töltésű, és persze barionszáma is ellentettje a protonénak. Ma már kísérletileg ismerjük többek között az antineutront, sőt még összetett képződmények, atommagok "antirészecskéit" (pl. antihéliummagot) is sikerült előállítani. Nem kétséges, hogy valamennyi részecske rendelkezik antirészecskével. Ennek megfelelően a III. táblázatban látott részecskék száma a valóságban (közel) kétszer annyi, mert mindegyikhez rendelhető egy antirészecske. Van olyan eset, amikor a részecske és az antirészecskéje ugyanaz. Ilyen pl. a foton és a  $\pi^0$ . Egy adott típusú neutrínó (mondjuk elektronneutrínó) antirészecskéje abban különbözik tőle, hogy a helicitása és a leptontöltése ellentétes.

kok					
Anyag	Sugárzástermelő hatásfok, %				
Dinamit }	0,00014				
Urán Nehézhidrogén	0,1				
Pozitrónium	100				
Antihidrogén	100				

VI. táblázat. Sugárzástermelő hatásfokok

Antiatomok is elképzelhetőek, ahol a protonok és neutronok helyett antiprotonok és antineutronok vannak, körülöttük elektronok helyett pozitronok keringenek. Kísérletileg azonban még nem mutatták ki ezeket. Érdekes kérdés, hogy a természetben legalábbis az Univerzum általunk eddig ismert részében — miért találkozunk elsősorban részecskékkel, és miért nulla (vagy kevés) az antirészecskék száma. Vannak elméletek, amelyek választ próbálnak adni erre.

Minden részecske, ha találkozik az antirészecskéjével, azonnal "megsemmisül" (annihilálódik), és a teljes energia — beleértve a nyugalmi energiát is — sugárzási energiává alakul át. Elvben ez az energiatermelésnek a legnagyobb hatásfokú formája. Illusztrációként álljon itt a VI. táblázat. A részecske-antirészecske annihiláció által felszabadult energia felhasználásának gyakorlati alkalmazását nem sikerült még megvalósítani.

#### 3.2 Megmaradási törvények

Mai tudásunk szerint a világon a tér és idő szimmetriatulajdonságokkal rendelkezik. Így pl. a tér homogén és izotrop; az idő homogén. Ugyanakkor ismerünk a természetben alapvető megmaradási törvényeket. A szimmetriatörvények és a megmaradási törvények egymástól függetlenül fogalmazódtak meg a fizika története során. A későbbiekben az emberi gondolkodás nagy előrelépését jelentette annak felismerése, hogy a szimmetriák és a megmaradási törvények között egyértelmű és szoros kapcsolat van. A szimmetriatulajdonságokból egy-egy alapvető fizikai mennyiség megmaradásának a törvénye következik (Emmy Noether, Göttingen, 1918). Sikerült kimutatni, hogy

a) a tér homogenitásából következik az impulzusmegmaradás törvénye;

b) az impulzusmomentum-megmaradás törvényének a mélyén a tér izotrop volta rejtőzik;

c) az idő homogenitása az oka az energiamegmaradás törvényének.

Így tulajdonképpen minden szimmetriatulajdonsághoz egy-egy megmaradási tétel tartozik. Az előzőekben ismertetett ún. folytonos szimmetriák mellett vannak ún. diszkrét szimmetriák is, amilyen a tükrözési szimmetria, amelynek teljesülése a paritás megmaradásához vezet. Azonban kiderült, hogy a gyenge kölcsönhatások meghökkentő módon nem tükörszimmetrikusak. Erre először a kaon bomlásakor bukkantak rá.

Az ötvenes évek vége felé két érdekes mezoncsoportot találtak. Az egyiket  $\tau$ -mezonnak ( $\tau$ )\*, a másikat  $\Theta$ -mezonnak ( $\Theta$ ) nevezték el. A kétféle mezon mindegyikének többféle bomlási típusa van, a bomlási típusok azonban egymástól eltérnek. Így pl.:

$$\pi^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-,$$
$$\Theta^+ \to \pi^+ + \pi^0$$

\*Nem azonos az 1975-ben felfedezett nehéz leptonnal, a t-val (4.1 alfejezet).

stb. A különböző bomlási folvamatok vizsgálata során meglepetésként hatott az a felismerés, hogy bármire is bomlik el az egyik vagy a másik részecske. tömege és az átlagos élettartama mind a kettőnek ugyanaz. Sőt az egyes bomlásfolyamatok termékének. azok szög- és sebességeloszlásának analíziséből az impulzusmomentum-megmaradás figyelembevételével az is kiderült, hogy mind a két mezon (a  $\tau$  és  $\Theta$ ) spinje nulla. A két mezon azonos egymással, és a különböző bomlások csak radioaktív elágazások, vagy valami másról van szó? A τ- és Θ-mezon azonosítása ellen azonban komoly érv szól. A τ-mezon csak két pionra bomlik. A páratlan számú piont leíró hullámfüggvény a tükörállapot hullámfüggvényétől előjelében különbözik. A hullámfüggyény paritásának minden tükörszimmetrikus kölcsönhatásnál meg kell maradnia, ezért a τ-mezon csak +1 paritású, a  $\Theta$ -mezon csak -1 paritású lehet, hiszen belőlük ilven állapotok keletkeznek bomlás révén. A két mezon nem lehet azonos. A kísérletek során azonban kiderült, hogy a két típusú mezon között sem tömegben, sem töltésben, sem spinben, sem élettartamban, sem magkölcsönhatásban nincs különbség. Úgy tűnik tehát, hogy a két mezon azonos. Ekkor merült fel T. D. Lee és C. N. Yang merész hipotézise, hogy hátha a két mezon valójában teljesen azonos, azonban a természetben - legalábbis a gyenge kölcsönhatásoknál - a paritás megmaradásának törvénye sérül. Ezért az elméletükért 1957-ben Nobel-díjat kaptak.

Később direkt kísérletekkel sikerült kimutatni a *tükörszimmetria-sérülést* gyenge kölcsönhatásoknál és egy sokkal kisebb mértékű sérülést az elektrogyenge kölcsönhatásnál (lásd még a 7.2.2 pontot).

A VII. táblázatban összefoglaltunk néhány megmaradási törvényt. Kérdés, hogy ezek valóban ugyanolyan általánosak-e, mint pl. az elektromos töltésnek a megmaradása. A válasz az, hogy nem teljesen, ti. a gyenge kölcsönhatás pl. sérti a hipertöltés megmaradásával kapcsolatos szimmetriát. Az összes ritka részecske (a  $\Sigma^0$ -hiperonon kívül) gyenge kölcsönhatás útján bomlik el úgy, hogy ennek során a hipertöltés és a ritkaság értéke megváltozik. Előbbi összefüggéseinkből következik, hogy ennek következményeként a T és T<sub>3</sub> sem megmaradó mennyiség. A gyenge kölcsönhatás tehát igencsak "engedetlen" kölcsönhatás; egy sor szimmetriával szembeszegül.

	Kölcsönhatás				
Megmaradási törvények	erős	elektro- mágneses	gyenge		
Energia (E)	+	- moleyeilles	+		
Impulzus (p)	+	+ 12 (	20 + 8		
Impulzusmomentum (M)	+	and +orefre	+ 10		
Elektromos töltés (Q)	+	+	+		
Bariontöltés (B)	+	+	+		
Leptontöltés (L)	+	+	+		
Izospin (T)	+	A MARINE MORAL	B Paretta St		
Izospin vetülete $(T_3)$	+	+ -14	Y -33		
Hipertöltés (Y), ritkaság (S)	+	+	-		
Paritás (P)	+	+	-		
Kombinált paritás (CP)	+	+	-		

VII. táblázat. Megmaradási törvények érvényessége

nem érvényes

#### 3.3 Az antiproton felfedezése

Míg az első antirészecskét, a pozitront véletlenül fedezték fel a kozmikus sugárzásban, addig a proton antirészecskéjének, a negatív töltésű antiprotonnak (p̄) a felfedezése tudatos kutatómunka eredménye. Ahhoz, hogy antiprotont hatékonyan állítsunk elő, minimálisan 4 GeV-energiára van szükségünk. Ha ennél nagyobb energiájú protonnyalábot ejtünk valamilyen céltárgyra, akkor a keletkezett részecskék között nagy valószínűséggel antiprotonoknak is elő kell fordulniuk, ha egyáltalán léteznek.

Az alapvető kísérletet 1955-ben végezték el O. Chamberlain, E. Segrè és munkatársaik [10] Berkeley-ben. A *Bevatron* nevű gyorsítóra felépített berendezésüket a 16. ábra mutatja. A kísérlet során meg kellett határozni a részecskék tömegét, impulzusmomentumát és sebességét. Ezek alapján lehetett kiválogatni a negatív töltésű másodlagos részecskék közül az antiprotonokat. A fő gondot a rendkívül intenzív pionháttér okozta. A céltárgyból kilépő részecskéket  $M_1$  mágnes térítette el, mégpedig úgy, hogy a negatív töltésűek a Q<sub>1</sub> kvadrupóllencsén áthaladva a védőárnyékolásnak a nyílására estek. Utána újabb kvadrupóllencse (Q<sub>2</sub>) és mágnes (M<sub>2</sub>) következett. A nyaláb útjába az S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub> szcintillációs számlálókat, továbbá a C<sub>1</sub> és C<sub>2</sub> Cserenkov-számlálókat helyezték el. A nyalábeltérítés fókuszáló rendszerének megfelelően az S<sub>2</sub>-re fókuszált részecskék 2%-os hibahatáron belül ugyanazzal az impulzussal rendelkeztek. A C<sub>1</sub> számláló az összes olyan részecskét detektálta, amelyre  $\frac{v}{c} = \beta > 0,79$ . A C<sub>2</sub> ezzel szemben ún. differenciális Cserenkov-számláló, amely csak azokat a részecskéket jelezte, amelyekre nézve a (fénysebességegységben mért) sebesség ( $\beta$ ) értéke

$$0.75 < \beta < 0.78.$$

Ennek megfelelően a részecskék impulzusa és sebessége már ismert volt; ebből a tömeg meghatározható. A sebesség pontos ismerete azonban kritikus, ezért a Cserenkov-számlálós módszertől függet-



16. ábra. Az antiproton felfedezése. A protonnyaláb a T céltárgyra érkezve másodlagos részek sokaságát váltja ki, közöttük antiprotonokat is. (M1 és M2 eltérítő mágnesek, Q<sub>1</sub> és Q<sub>2</sub> fókuszáló kvadrupóllencsék, S szcintillációs számláló, C Cserenkov-számláló.) A szcintillációs számlálók a töltött részecskék áthaladásának jelzésére és a sebesség meghatározására szolgáltak. A C<sub>1</sub> integrális és a C<sub>2</sub> differenciális Cserenkov-számlálóval ugyancsak sebességet mértek. S<sub>3</sub> megszólalása jelzi, hogy a vizsgált részecske áthaladt a C<sub>2</sub> kvarcradiátorán és nem szenvedett nagyszögű szóródást lenül repülési idő módszerrel (Time of flight = TOF) is meghatározták a sebességet az  $S_1$  és  $S_2$  detektorok között. Az  $S_1$  és  $S_2$  detektorok távolsága 40 láb (= 12,2 m) volt. A hátteret jelentő mezonokra nézve az 1,19 GeV/c impulzus a

$$\beta = 0.99$$

sebességnek felel meg, míg proton tömegű részecskék esetében ugyanez az impulzus

$$\beta = 0,78$$

sebességet jelent. A megfelelő repülési idők adott távolságon belül 40 és 50 ns. S<sub>1</sub> és S<sub>2</sub> nanoszekundumos késleltetett koincidenciába voltak kapcsolva, és minden egyes koincidenciaesemény fellépése azt jelentette, hogy 1,19 GeV/c impulzusú részecske haladt át 51 ns körüli repülési idővel. Végül a detektorok sorát S<sub>3</sub> szcintillációs detektor zárja le, amelynek biztosítania kell, hogy a részecske áthaladt a C<sub>2</sub> kvarcradiátorán, és hogy nem szenvedett nagyszögű szóródást.

Az eseményeket, amelyek a fenti követelményeknek megfelelnek, oszcilloszkóppal egyedileg regisztrálták és fényképezték. Az egész berendezést gondosan kipróbálták: a legszigorúbb és a célnak legjobban megfelelő ellenőrzést a pozitív protonokkal való mérés jelentette.

A tömeg meghatározása érdekében változtatták az  $M_1$  és  $M_2$ eltérítő mágnesek, valamint a  $Q_1$  és  $Q_2$  kvadrupóllencsék mágneses indukcióját és így különböző impulzusú részecskéket választottak ki. Feltételezve, hogy a sebességkiválasztás változatlan maradt, a berendezés különböző tömegű részecskéket "látott". Ily módon meg lehetett mérni a tömegeloszlást, amely a protontömeg körül csúcsot mutatott 5%-os pontossággal. A pionháttér nagyságára jellemző, hogy egy antiprotonra mintegy 44 000 pion jutott!

Ily módon tudatos keresés útján sikerült bebizonyítani az antiproton létezését. Az előzőekben ismertetett kísérletek többségével ellentétben itt nem vizuális detektorokat, hanem ún. *elektronikus számlálókat* használtak. Az első kísérlet során mintegy 60 antiprotont sikerült megfigyelni.

# 4. Leptonok

A leptonok tulajdonképpen két csoportra oszthatók, az elektronok és a neutrínók csoportjára. Mind a két csoportban eddig három-három komponenst ismerünk. Az elektronok esetében maga az elektron (e), ezután a "nehéz elektron": a müon ( $\mu$ ), és a nemrégen felfedezett nagy tömegű tau-részecske\* vagy más néven tauon ( $\tau$ ). Mindegyik elektrontípushoz tartozik egy-egy neutrínó: az elektronhoz elektronneutrínó ( $v_e$ ), a müonhoz a müonneutrínó ( $v_{\mu}$ ) és a tauonhoz a tau-neutrínó ( $v_{\tau}$ ). (A tau-neutrínó létezésében nem kételkedünk, bár közvetlenül kísérletileg még nem sikerült kimutatni.) Nagyon szemléletes képet kapunk, ha a leptonokat dublettekben rendezzük el:

$$\begin{pmatrix} e \\ v_e \end{pmatrix}, \ \begin{pmatrix} \mu \\ v_{\mu} \end{pmatrix}, \ \begin{pmatrix} \tau \\ v_{\tau}? \end{pmatrix}.$$

Az elektronnal már alaposan megismerkedtünk a héjfizikában. A müon nem más, mint nehézelektron, amely — a tömegét kivéve minden tulajdonságában megegyezik az elektronnal. (A müon mintegy kétszázszor nehezebb az elektronnál.) Hogy miért hozott létre a természet olyan különleges részecskét, mint a müon ( $\mu$ ) és a tauon ( $\tau$ ), arra ma még nem tudjuk a választ.

\* Semmi köze sincs a paritás meg nem maradásánál említett  $\Theta$ -, illetve  $\tau$ -mezonhoz (3.2 alfejezet).

5

#### 4.1 A τ felfedezése

1975-ben a Stanfordi Lineáris Elektrongyorsítóban a SLAC-ben, 1977-ben pedig a hamburgi DESY-ben sikerült kimutatni az eddig ismert legnehezebb leptonnak, a taunak ( $\tau$ ) [11], [12], [13] a létezését\*. Az alábbiakban vázlatosan a hamburgi mérést ismertetjük. A DESY-n elektron-pozitron annihiláció megy végbe igen



17. ábra. A PLUTO-detektor elvi elrendezése. Segítségével fedezték fel a t-t

nagy energiákon, és ennek eredményeképpen a keletkező részecskék között felléphetnek, ha egyáltalán léteznek,  $\tau$ -részecskék is. A  $\tau$ részecske jelenlétére a bomlásából következtethetünk. A bomlási események kimutatására egy speciális detektor, az ún. PLUTO szolgált. Ennek az elrendezését a *17. ábra* mutatja.

Egy szupravezető tekercs, amely 2 T mágneses indukciójú teret produkál, 14 hengeres proporcionális detektort foglal magába. A proporcionális kamrák között ólomkonverterek foglalnak helyet, amelyek a keletkezett  $\gamma$ -sugárzást ionizáló részecskékké alakítják át. Ha a bomlástermékek között elektron lépett fel, azt óloműveg fal

\* A  $\tau$ -részecske felfedezését elsőként a Neutríno'75 konferencián Balatonfüreden jelentették be.

detektálta. A hatáskeresztmetszeteket is figyelembe véve a legvalószínűbb bomlási folyamat a következő:

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow \tau^{\pm} + h^{\mp}$$

$$\downarrow \rightarrow \mu^{\pm} + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_{\mu}$$

$$e^{\pm} + \bar{\nu}_{e} + \nu_{e},$$

ahol h valamilyen hadron. Ennek megfelelően elektronok és müonok jelenlétét kellett kimutatni. Ez a PLUTO detektoron kívül még más típusú detektorokkal is sikerült. Meghatározták a taunak nemcsak a bomlástermékeit, hanem a tömegét is, amelyre a következő értéket kapták:

$$m_{\tau} = 1784 \pm 4 \,\mathrm{MeV/c^2}.$$

A felezési időre a felső határ:

$$\tau_{\rm r} < 2.3 \cdot 10^{-12} \, {\rm s}.$$

A spin 1/2-nek adódott.

# 4.2 Neutrínófizika

Az atomok  $\beta$ -bomlásának kísérleti vizsgálatánál azt tapasztalták, hogy a kibocsátott  $\beta$ -részecskék energiája folytonos eloszlású. Bár az energiaeloszlás maximuma pontosan megfelel az anya- és leánymag tömegkülönbsége alapján várt értéknek, a folytonos  $\beta$ spektrum értelmezése súlyos gondokat okozott. Hová lesz a hiányzó energia? Hasonló nehézségek jelentkeztek az impulzus- és impulzusnyomaték-megmaradás törvényének teljesülésével kapcsolatban is. Ezen nehézségek kiküszöbölésére alkotta meg 1931-ben W. Pauli osztrák elméleti fizikus hipotézisét, amely szerint a  $\beta$ -részecskékkel egyidejűleg egy további részecske is emittálódik. Ez a részecske viszi el az energia és az impulzus hiányzó részét, spinje 1/2, töltése 0, nyugalmi tömege zérus (vagy nagyon kicsi) kell hogy legyen\*. Ezt a bizarr részecskét később E. Fermi neutrínónak, azaz "semlege-

\*A neutrínóhipotézis születésének történeti részleteit illetően lásd a Függelék F.3 részét.

secské"-nek nevezte el. A neutrínóhipotézis kimondása után hamarosan világossá vált, hogy meg kell különböztetni a pozitív és negatív  $\beta$ -bomlásokban kilépő neutrínókat: ezek egymás antirészecskéi\*. Konvenció szerint a  $\beta^+$ -bomlásban kilépőt nevezzük neutrínónak (v), a  $\beta^-$ -bomlásban kilépőt nevezzük antineutrínónak ( $\overline{v}$ ). Ezek alapján a  $\beta$ -bomlás a következőképpen írható fel:

$${}^{A}_{Z}Y \rightarrow {}_{Z-1}X + {}^{0}_{+1}\beta + {}^{0}_{0}\nu_{e},$$

illetve

$${}^{A}_{Z}Y \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + {}^{0}_{-1}\beta + {}^{0}_{0}\bar{\nu}_{e}.$$

A neutrínó tulaidonságai annyira különösek, hogy B. Pontecorvo, e terület egyik legnagyobb tekintélyű művelője szerint a neutrínó olyan az elemi részecskék "állatkertjében", mint a zsiráf. (A zsiráf első megpillantásánál a gyermek felkiált: "Ilyen nem is létezhet!") A részecske feltételezése Pauli tudományos fantáziájának merészségéről tanúskodik. Pauli szavaival: "Ma szörnyű dolgot cselekedtem, olyasmit, amit egy elméleti fizikusnak nem volna szabad megtennie. Olyat javasoltam, ami sohasem igazolható kísérletileg." Valóban, az ellenőrzés, a neutrínó kísérleti kimutatása abban az időben majdnem lehetetlennek látszott, figyelembe véve. hogy az anyaggal való kölcsönhatási valószínűsége hihetetlenül kicsi: a kölcsönhatási hatáskeresztmetszet - természetesen a kölcsönhatási folyamattól és a neutrínó energiájától függően változó —  $10^{-43} - 10^{-44}$  cm<sup>2</sup> nagyságrendű.

A fizika fejlődése rácáfolt Pauli pesszimizmusára: kezdetben közvetett, később közvetlen kísérleti bizonyítékot találtak a neutrínó létére. Azóta a neutrínó detektálása — ha nem is vált a kísérleti fizikusok rutinfeladatává — a modern részecskefizikai kutatások szerves része. Hatalmas detektorok épültek (és épülnek), amelyek alkalmasak arra, hogy velük a neutrínó által létrehozott kölcsönhatások természetét vizsgálhassuk. Ma már világviszonylatban tucatnyi nagyméretű neutrínódetektor áll a kutató fizikusok rendelkezésére.

\*A későbbiek során (lásd a 4.2.3 pontot) kiderült, hogy többféle típusú neutrínó létezik: van olyan, amelyik az elektronhoz kapcsolódik ( $v_e$ ), van, amelyik a müonhoz ( $v_u$ ).

### 4.2.1 A neutrínó létezésének első közvetett kísérleti bizonyítása; visszalökődési kísérletek

Amerikai szerzők [14] valamivel több mint 20 évvel a Paulihipotézis megszületése után vizsgálták a radioaktív argon bomlását. Az Ar-atom esetében a  $\beta$ -bomlásnak az un. K-befogásos típusával állunk szemben, amikor is a radioaktív mag a K-héjból egy elektront befog, és így alakul át egy másik rendszámú, de ugyanolyan tömegszámú atommaggá. Közben neutrínó lép ki:

# $^{37}_{18}\text{Ar} + e^{-} \rightarrow ^{37}_{17}\text{Cl} + v_e + Q,$

ahol Q a bomlási energia. Az <sup>37</sup>Ar bomlásának felezési ideje 34 nap. A bomlások 93%-a K-befogás, ennek pedig kb. 90%-a olyan esemény, amikor Auger-elektronok lépnek fel.

A szerzők mérőberendezése a 18. ábrán látható. Mérték azokat a késleltetett koincidenciákat, amelyeknél egy (Auger-)elektron az elektrondetektorra esett, és ugyanakkor az ionizált Cl-atom bejutott a visszalökési detektorba. Az utóbbi előtt a 2. számú



18. ábra. A gömb alakú berendezésben levő vonalkázott rész tartalmazza az Aratomokat. Mérték azokat a koincidenciákat, amelyeknél (Auger-) elektron az elektrondetektorra esett, és ugyanakkor az ionizált Cl-atom bejutott a visszalökési detektorba. Az utóbbi előtt a 2. számú (földelt) rács, magában a detektorban pedig a 3. a számú rács volt elhelyezve. Erre a rácsra – 4500 V feszültséget kapcsoltak és ezzel a pozitív ionokat felgyorsították. A mért késleltetett koincidenciákat, azaz tulajdonképpen a Cl-ionok repülési idejét ábrázolva egy meghatározott csúcsot találtak 7μs körül. Ez megfelel egy monoenergetikus visszalökődésnek, ami megerősíti a neutrínóhipotézist

(földelt) rács, magában a detektorban pedig a 3. számú rács volt elhelyezve. Erre a rácsra – 4500 V feszültséget kapcsoltak, és ezzel a pozitív ionokat felgyorsították. A mérőberendezésben a nyomás  $10^{-5}$  Hgmm ( $\approx 10^{-3}$  Pa), ami az Ar-atomokra vonatkozóan kb. 500 cm szabad úthossznak felel meg. A késleltetett koincidenciákat 20-csatornás analizátor regisztrálta. A mért késleltetett koincidenciákat, azaz tulajdonképpen a Cl-ionok repülési idejét ábrázolva egy határozott csúcsot találtak 7 µs körül. A csúcs rendkívül tisztán kiemelkedett a környezetből, és megfelelt egy monoenergetikus visszalökődésnek. Ez megerősíti a neutrínóhipotézist, hiszen a bomlási energia definiált, a kibocsátó mag és a neutrínó osztoznak az energián, tehát a kettőnek az összege meghatározott, és ennek megfelelően meghatározott a visszalökődési energia is. (A 7µs-os késési időnek 9,7 eV visszalökődési energia felel meg.)

Az ötvenes évek közepén Csikai Gyula és Szalay Sándor ködkamrafelvételei Debrecenben ugyancsak rendkívül szemléletes és meggyőző közvetett bizonyítékot szolgáltattak a neutrínók létezésére [15]. A debreceni kutatók alacsony nyomású, hidrogénnel töltött Wilson-féle ködkamrába radioaktív <sup>6</sup>He-atomokat juttattak be, amelyeken a következő bomlás ment végbe:

$${}_{2}^{6}\text{He} \rightarrow {}_{3}^{6}\text{Li} + e^{-} + 3,6 \text{ MeV} + v_{e}$$
.

A ködkamrafelvételeken jól látható, hogy a Li-mag és az elektron nem ellentétes irányban repül szét, mint az — kéttestbomlásnál az impulzus megmaradásából következne, hanem szöget zárnak be, jelezve, hogy még egy harmadik — a ködkamrafelvételen láthatatlan — részecske is keletkezett. Ez a részecske az antineutrínó. A 19. ábrán látható egy tipikus felvételük. A <sup>6</sup>He kiválóan alkalmas visszalökési kísérletre, mert kicsi a tömege, és bomlásánál nem lép fel  $\gamma$ -sugárzás.

# 4.2.2 A neutrínó létezésének első közvetlen kísérleti igazolása

Mintegy negyed századdal a Pauli-hipotézis után két amerikai fizikusnak támadt az a gondolata, hogy a reaktorból származó antineutrínókat szcintillációs detektorral, késleltetett koincidenciamódszerrel megpróbálja kimutatni. A reaktor aktív zónájában végbemenő atommaghasadások során sok radioaktív atommag keletkezik, amelynek nagy többsége  $\beta$ -bomló, és a  $\beta$ -bomlásnál bőven keletkeznek antineutrínók. F. Reines és C. L. Cowan [16] ma már klasszikusnak nevezhető kísérletében (20. ábra) egy 1400 literes tartály szolgált az antineutrínók kimutatására, amelyet a 200 MWos Savannah River-i reaktor fala mellett helyeztek el (külön



19. ábra. "Neutrínó-visszalökődési" kísérlet. (Csikai Gy. és Szalay S. ködkamrafelvétele.) A hosszabb nyom megfelel a β-részecskéknek, a rövid vastag nyom pedig a visszalökött <sup>6</sup>He-atommagnak

csatornára nincs szükség, hiszen a neutrínók, illetve antineutrínók igen gyenge kölcsönhatásuk miatt a vastag betonvédelmen akadálytalanul áthaladnak). A tartályt megtöltötték folyadékszcintillátorral, amely elsősorban trietil-benzolt tartalmazott, amihez kisebb mennyiségben (3 g/liter) p-terfenilt, továbbá hullámhossztolóként egy POPOP nevű vegyületet (0,2 g/liter) kevertek. Ez eddig megfelel
a szokásos folyadékszcintillátor összetételének. Újdonság, hogy a szerzők kadmiumsót is feloldottak a folyadékban, mégpedig 1,8 g/liter mennyiségben. Mintegy 90 fotoelektron-sokszorozó "nézte" a szcintillációs folyadékot. Két csoportra voltak osztva, és a kettő közötti koincidencia megkívánásával csökkentették a fotoelektronsokszorozók zajából (ún. sötétáramból) származó háttérjeleket.



20. ábra. Reines és Cowan kísérlete, amelyben közvetlen módszerrel kimutatták antineutrínók létezését. A nagy teljesítményű reaktorból érkező antineutrínónyaláb egy nagy folyadékszcintillátort tartalmazó tartályra esett, amelyben kadmiumvegyület volt feloldva. Ha a neutrínó kölcsönhatott valamelyik protonnal, akkor a kölcsönhatási reakció során egy pozitron és egy neutron keletkezett. A pozitron előbb-utóbb annihilálódott és két 0,5 MeV-os, egymással ellentétes irányban futó γ-fotont adott. A neutron a vízben lévő protonokkal való többszörös ütközés során lelassult, míg valamelyik kadmiummagon befogódott és azt magasabb energiájú, gerjesztett állapotba vitte. Innen az alapállapotba γ-fotonok kibocsátásával jutott vissza a kadmiummag. Ennek megfelelően, ha fotoelektron-sokszorozók nézték a szcintillációs kamrát, akkor késleltetett koincidenciát lehetett észlelni: az annihilációnál fellépő γ-kvantumok prompt jellegűek. A befogódás néhány mikroszekundummal később következett be

Egy hasonló nagyméretű folyadékszcintillációs detektort (kadmium nélkül) helyeztek az előző tartály fölé, amelynek az volt a feladata, hogy antikoincidenciába kapcsolva a kozmikus hátteret lényegesen csökkentse. E fölé még egy vastag vízréteget is elhelyeztek, ugyancsak a kozmikus sugárzási háttér csökkentése érdekében. A reaktorból kijövő antineutrínók a szcintillációs folyadékban levő protonokkal kölcsönhatnak, és ún. fordított β-bomlást hozhatnak létre:

 $p + \bar{v}_e \rightarrow e^+ + n.$ 

Amint látjuk, ennek a reakciónak két végterméke van, az egyik a pozitron, a másik a neutron. A pozitron a szcintillációs folvadékban igen rövid idő ( $< 10^{-7}$  s) alatt elektronnal találkozva szétsugárzik (annihilálódik), és két, egyenként 0.5 MeV energiájú v-kvantum keletkezik. Ezek azonnali (prompt) szcintillációs felvillanást keltenek a tartályban, amelyek a tartály köré elhelyezett fotoelektronsokszorozókban elektromos jeleket hoznak létre. A neutron ugvanakkor a folvadékszcintillátorban levő protonokon sorozatos ütközést szenved, fokozatosan elveszíti energiáját, és végül mint termikus neutron befogódik a folvadékszcintillátorba kevert kadmiumatommagok valamelyikén. A befogódás után y-kvantumok keletkeznek (átlagban 3); ezek a szcintillátorban természetesen szintén detektálódnak. A két jel között azonban a neutron lelassulásához szükséges idő miatt néhány mikroszekundumnyi időkülönbség van, így késleltetett koincidenciákat lehet mérni, ami a hátteret jelentősen lecsökkenti. Nagyon valószínűtlen ugyanis, hogy olyan háttéresemény lépjen fel, aminél a két jel éppen néhány mikroszekundum késéssel kövesse egymást.

Az elektronikus berendezés a 0,75 és 25,75 μs között érkező koincidenciákat fogadta el, és mérte azoknak az időbeli eloszlását. A késleltetett koincidenciák egy oszcilloszkóp vízszintes eltérítését vezérelték, és így az egyes kölcsönhatásokat egyedileg lehetett megfigyelni, illetve fényképezni az oszcilloszkóp ernyőjén.

Összehasonlították az észlelt események számát akkor, amikor a reaktor működött, és akkor, amikor le volt állítva. Ez utóbbi esetben — érthető módon — az antineutrínóknak a száma drasztikusan lecsökkent. A különbségre a véletlen koincidenciák és a becsült háttér levonása után a következőket kapták:

#### $36 \pm 4$ esemény/óra.

Ezzel egyértelműen és direkt módon kísérletileg bizonyították, hogy léteznek antineutrínók.

A fentiekből meghatározták az antineutrinó protonokkal való kölcsönhatási hatáskeresztmetszetét is:

$$\sigma = (11 \pm 2,6) \cdot 10^{-44} \,\mathrm{cm}^2$$
.

Egyébként a mérés gondolatát 1953-ban vetették fel, és ugyanebben az évben már be is számoltak az első, a fentiekben ismertetett technikánál egyszerűbb és kisebb méretű detektorral kapott, statisztikusan még nem szignifikáns eredményeikről. A fentiekben ismertetett mérés mintegy 6 évvel később fejeződött be, s az 1953-as mérőberendezéshez képest számos lényeges technikai tökéletesítést és a detektorméret növelését foglalta magában.

# 4.2.3 A kétféle típusú neutrínó különbözőségének kísérleti igazolása

Elméletileg már korábban felmerült, hogy a neutrínóknak 2 fajtája lehetséges, az elektronneutrínó ( $v_e$ ) és a müonneutrínó ( $v_{\mu}$ )\*. Az elektronneutrínóra az a jellemző, hogy egyrészt elektron kölcsönhatásánál keletkezik, másrészt további kölcsönhatásánál elektron lép fel (müon nem). A müonneutrínónál elektron helyett a keletkezés müon fellépésével kapcsolatos, a kölcsönhatásnál pedig müon keletkezik (elektron nem). Természetesen mind a két fajta neutrínónak megvan a megfelelő antineutrínója.

A kétféle neutrínó létezésének kísérleti igazolása 1962-ben sikerült [17]. Ezért a felfedezésért L. Lederman, J. Steinberger és M. Schwartz 1988-ban fizikai Nobel-díjat kapott. A kísérletben 15 GeV energiájú protonokat ejtettek berillium céltárgyra, amelyben ekkor — többek között — pionok jöttek létre [21a) ábra]. Ez utóbbiak bomlásánál müonneutrínók ( $v_u$ ) keletkeznek:

#### $\pi \rightarrow \mu + \nu_{\mu}$ .

Elektronneutrínók (amelyek a β-bomlásra jellemzők) jelen kísérletben nem lépnek fel.

\* Mint láttuk, valószínűleg van  $\tau$ -neutrínó (v<sub>r</sub>) is.

A céltárgytól 21 m távolságban egy 13,5 m vastag acél árnyékoló fal szűrte ki a részecskék nagy részét. A megmaradt részecskék neutrínók vagy müonok. A neutrínó-kölcsönhatásokat a vas árnyékolás mögött elhelyezett 10 tonnányi alumíniumban észlelték, amelyben szikraszámlálókat helyeztek el. A szikrakamrák elhelyezését mutatja a 21b) ábra, ahol láthatjuk még a triggerelő szcintillációs számlálókat és az antikoincidenciaszámlálókat is. Ez utóbbiak meg nem szólalása (azaz a kimeneten nem jelent meg



21. ábra. (a) A v<sub>e</sub> és v<sub>µ</sub> különbözőségének kísérleti kimutatására szolgáló kísérleti elrendezés, a gyorsítógyűrű egy részével (ND v-detektor),

(b) Az (a) ábrán látható ND (neutrínódetektor) részletezve (Sz szikrakamrák; A "trigger" szcintillációs számlálók; B, C, és D antikoincidencia szcintillációs számlálók.) elektromos jel) jelezte, hogy elektromosan semleges részecskékről van szó.

Tipikus működési feltételek között 10 jelet kaptak óránként. Minden ilyen esetben lefényképezték a szikraszámlálókat; a felvételek fele részében nem volt látható semmilyen nyom. A felvételek második fele tartalmazta részint a vizsgálni kívánt eseményeket (neutrínó-kölcsönhatásokat), részint a háttérként jelentkező müonokat és kozmikus sugarakat. 113 eseményt figyeltek meg, ezek közül 34 egyetlen müont tartalmazott, 22 ún. "vertexesemény" volt, azaz egy pontból több nyom is indult ki, 8 pedig zápor volt. Az elektromágneses zápor elektron-kölcsönhatásból származik; a müonok nem hoznak létre záporokat. A 34 esemény nagy része tehát müon (+ háttér), a 8 pedig esetleg elektron és/vagy háttér.

Ha csak egyféle neutrínó létezne, azaz a  $\pi$ -bomlásnál fellépő neutrínók nem különböznének a  $\beta$ -bomlásnál keletkező neutrínóktól, akkor a neutrínó-kölcsönhatásnál durván ugyanannyi müonnak kellene megjelenni, mint elektronnak. A kísérlet szerint azonban jóval kevesebb elektron keletkezik (maximum 8, de ez lehet háttér is), mint müon (34). Ezért a kísérlet azt bizonyítja, hogy

 $V_{\mu} \neq V_{e}$ .

### 4.2.4 A napneutrínók intenzitásának kísérleti meghatározása

A neutrínók természetes forrása lehet a Nap vagy valamelyik galaxis. A Napból származó neutrínók kísérleti kimutatására R. Davis [18] a következő magreakciót használta fel:

$$^{37}_{17}Cl + v_e \rightarrow ^{37}_{18}Ar + e^{-1}$$

Davis Dél-Dakota (USA) egy elhagyott mély aranybányájában (Home Stake) végezte el a kísérletet. A bánya 1500 m (4000 m vizekvivalens) mélyen helyezkedik el. A bányában egy óriási méretű, gyakorlatilag kisebb úszómedence nagyságú tartályban helyezett el mintegy 400 ezer liter (!) etilén-tetrakloridot ( $C_2Cl_4$ -ot). A kívülről érkező antineutrínók a Cl-atomokat átalakítják 35 napos felezési idejű radioaktív Ar-atomokká. Ezeknek az aktivitását kell megmérni. Technikailag ez rendkívül nehéz és bonyolult folyamat: nagyon nagy mennyiségű folyadékból kell "kihalászni" néhány atomot. Davis úgy oldotta meg a kérdést, hogy mintegy 5000 liter He-t buborékoltatott át a medencén, és ekkor a keletkezett Ar a Hegázzal együtt ment. A He-Ar keverékből az argont úgy vonta ki, hogy 78 K-en, aktivált faszénben nyelette el az argont. A faszénben elnyelődött argont később melegítéssel eltávolította a faszénből, megtisztította, és ekkor kezdődött az aktivitás mérése. Meglepő, hogy az egész folyamatnak a hatásfoka nagyobb, mint 95%. A mérőberendezés felépítése mintegy 600 ezer dollárba került.

Végső fázisként az argonmintát egy kis - 1,2 cm hosszú, 0,3 cm átmérőjű - proporcionális számlálócsőbe juttatta, és megmérte az <sup>37</sup>Ar radioaktivitását. Lenyűgöző az ellentét az úszómedencényi folvadék és a végtermékként kapott kis mennyiségű argon között. Ez mutatja a választott technika nehézségét. Mivel csak néhány radioaktív atommag kimutatásáról van szó, rendkívül komolvan kellett védekeznie a háttér ellen. Ezért alacsony hátterű mérőberendezést használt, azaz a számlálócsövet antikoincidenciába kapcsolt proporcionális számlálók gyűrűjébe helyezte el, ezt pedig egy nagy NaI (Tl)-kristállyal vette körül, amely ugyancsak antikoincidenciába volt kapcsolva. Az Ar számlálásának az effektivitása a teljes csúcsra számolva 46% volt. A háttér származhat kozmikus sugárzási müonokból, gyors neutronokból, amelyek a környező sziklafalakban válthatnak ki magreakciót, és származhat végül magában a folyadékban lévő radioaktivitásból. Háttéreffektusok léphetnek fel a kőzetben lévő urán- és tóriumatomok spontán hasadásának következményeként is. Figyelembe véve az összes lehetséges háttéreffektusokat, kimutatható, hogy a fenti kísérleti feltételek mellett a napneutrínók által létrehozott tiszta jelenség nagyobb, mint a háttéreffektusok összege.

Több hónapos mérés eredményeképpen azt kapta, hogy naponta

#### $0,34 \pm 0,06$

 $^{37}$ Ar-atom keletkezik. Ha bevezetjük a SNU napneutrínó-egységet (Solar Neutrino Unit), ami megfelel másodpercenként  $10^{-36}$ 

neutrínó befogásának egy <sup>37</sup>Cl-atomon, akkor a fenti érték

# 1,8±0,7 SNU

-ra tehető.

A kísérletileg kapott eredmény kevesebb, mint harmadrésze az elméletileg vártnak. Az elméletileg várton az értendő, hogy kiszámolták a Napban végbemenő termonukleáris reakció nyomán létrejövő neutrínóknak a számát. Ez természetesen több hipotézistől függ, és a különböző, neutrínótermelő folyamatok nem egyforma súllyal esnek latba.

1988-ban, egy nemzetközi neutrínókonferencián Davis bemutatta mérési eredményeit, a mérés megkezdésétől a konferencia napjáig. A napneutrínó-rejtély néven megfogalmazott jelenség, azaz, hogy az elméletileg várt neutrínófluxusnak csak mintegy harmadát kapta, a későbbiek során megszünni látszott. Az intenzitás némi fluktációval egy általános emelkedést mutatott, és 1988-ra majdnem elérte az elméletileg várható értéket. Ezzel tulajdonképpen a napneutrínórejtély kétségessé vált. Hogy mi volt a jelenség oka, valamilyen fizikai folyamat-e — mint azt Davis véli —, vagy pedig valamilyen méréstechnikai változás - mint azt többen mások feltételezik -, az ma még nem tisztázott. A méréstechnikai okok között szerepelhet, hogy az utóbbi években egy régebbi szivattyút két újabbal cseréltek fel, aminek elvben természetesen nem volna szabad megváltoztatni a mérési eredményeket, azonban elképzelhető, hogy a jobb cirkuláció miatt a radioaktív Ar-atomok összegyűjtése effektívebb volt, és ez megemelte a beütésszámot. Minden esetre a kísérlet rendkívül nehéz technikájú, és tulajdonképpen nem kell különösebben csodálkoznunk, ha nem adott egyértelmű eredményt. A kísérlet más körülmények között, esetleg más technikával való megismétlésére van szükség, hogy végképp pontot tehessünk erre a kérdésre.

A Davis-kísérletben alkalmazott Cl-magreakció csak bizonyos neutrínóenergia feletti küszöbnél jelez neutrínókat, nevezetesen, ha energiájuk nagyobb, mint 0,814 MeV. Éppen ezért felmerültek újabb elképzelések a napneutrínók kimutatásával kapcsolatban, amelyek más, alacsonyabb küszöbenergiájú reakciókat használnának. Az egyik ilyen reakció a következő:

$${}^{71}_{31}\text{Ga} + v_e \rightarrow {}^{71}_{32}\text{Ge} + e^-;$$
  
 $E_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b} = 0,245 \text{ MeV}.$ 

Jelenleg több helyen folyik ilyen kísérlet (pl. Bakszánban, a Kaukázusban), és rövidesen elkezdődik a Gran Sasso Laboratóriumban is (GALLEX; lásd a 9.3.2 pontot).

Egy másik lehetőség:

 ${}^{115}_{49}\text{In} + v_e \rightarrow {}^{115}_{50}\text{Sn}^* + e^-;$ 

 $E_{k\bar{u}sz\bar{o}b} = 0,128$  MeV.

(A \* jelzi, hogy gerjesztett állapotú Sn keletkezik.) Ez a reakció egészen jellegzetes, egyéni jelet ad: egy azonnali 128 keV energiájú elektront és 3,3 ms-mal később egyidőben egy 116 és egy 498 keV energiájú  $\gamma$ -sugarat.

# 4.2.5 A neutrínó tömegének kísérleti meghatározása

Pauli feltételezte, hogy a neutrínó (nyugalmi) tömege zérus. A modern neutrínóelméletekből nem következik azonban, hogy valamilyen alapvető fizikai elv — mint pédául a foton esetében a mértékinvariancia — megkövetelné a neutrínó tömegének egzaktul zérus voltát. Tehát elvileg a kérdés nyitott: lehet, hogy a neutrínónak van egy kicsi, de véges tömege.

Miért izgalmas kérdés ez?

A tömeggel rendelkező neutrínó létezése gyökeresen módosítaná az Univerzumról alkotott elképzelésünket. Az Ősrobbanás idején feltehetőleg ugyanannyi neutrínó volt, mint amennyi foton, azaz kb. 100 milliószor több, mint a többi részecske. Ha tehát ténylegesen rendelkeznek tömeggel, akkor ezek a részecskék alkotják az Univerzum tömegének a döntő többségét, kb. 80%-át. A neutrínók tényleges tömegétől függően az Univerzum lehet zárt, azaz elég tömeget tartalmazhat ahhoz, hogy a jelenlegi tágulást később egy összehúzódás váltsa fel, és lehet nyitott, ha a tágulás vég nélkül folytatódik.

A kozmológia egy másik problémája, hogy ha összegezzük az égi objektumok fényességéből számolt tömeget, akkor az kisebbnek adódik, mint ami ahhoz szükséges, hogy a galaxisokat gravitációs terek tartsák össze. Valahol tehát hiányzó nagy tömeg (missing mass) van, és ezt ez ideig nem találták meg. A tömeggel rendelkező neutrínók létezése ezt a problémát is megoldaná.\* Marx György és Szalay A. Sándor elméleti kozmológiai megfontolások alapján már 1972-ben arra a következtetésre jutottak, hogy a neutrínó  $\approx 22$  eVos tömeggel kell rendelkezzék.

A neutrínótömeg nagysága azért is lényeges kérdés, mert a neutrínók nem zérus tömege az egyik előfeltétele az ún. neutrínóoszcilláció fellépésének. Az oszcilláció lehetőségét B. M. Pontecorvo dubnai fizikus vetette fel. A jelenség lényege: elektronneutrínó átalakulhat müonneutrínóvá (vagy tau-neutrínóvá), és viszont. (Erre később részletesebben kitérünk.)

Ezek után érthető, hogy hosszú idő óta keresik azokat a módszereket, amelyekkel meg lehet mérni a neutrínók esetleg létező véges nyugalmi tömegét.

Két úton lehet haladni: az egyik, amikor a β-bomlásnál keletkező β-részecskék energiaspektrumának nagy energiájú végét vizsgáljuk, a másik amikor megpróbáljuk kísérletileg kimutatni az oszcilláció létezését.

Az alábbiakban rövid áttekintést adunk a neutrínótömegre vonatkozó néhány mérésről.

Az első út alapgondolata a következő: a β-bomlásnál keletkező elektronok energiaspektrumának nagy energiájú vége függ attól, hogy a neutrínók tömege nulla vagy pedig nem. Ha tömeggel rendelkeznek, akkor nem vihetik el a teljes energiát, tehát az az eset, amikor minden energia az elektronnak jutott, és a neutrínónak semmi sem marad, nem lehetséges. Ennek megfelelően ilyen esetben

\* A tömeggel rendelkező neutrínók feltételezésén kívül más elképzelések is vannak, amelyek megmagyaráznák a hiányzó tömeget (pl. fekete lyukak).

a legnagyobb energiájú elektronoknak az energiája kisebb, mint nulla tömeg esetében. E kísérleteknél tehát azt kell tennünk, hogy nagyon pontosan kell mérnünk  $\beta$ -bomlásnál a spektrum nagy energiájú részét.

Az első ilyen típusú mérést a svéd K. E. Berkvist végezte, aki a trícium β-bomlását tanulmányozta:

# ${}^{3}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He + e^{-} + \bar{v}_{e}$ .

Mérése eredményeként egy felső határt adott az antineutrínó tömegére, az eredmény azonban összefért a nulla tömeg hipotézisével is.

A legfrissebb ilyen típusú kísérleti eredmény a moszkvai Elméleti és Kísérleti Fizikai Intézetből (ITEF) származik: V. A. Ljubimov [19] és munkatársai ugyancsak a trícium  $\beta$ -spektrumának nagy energiájú végét tanulmányozták.

A β-sugárzásnak a forrása egy valine elnevezésű vegyület (C<sub>5</sub>H<sub>11</sub>NO<sub>2</sub>), amelyben a hidrogén mintegy 18%-át tríciummal helyettesítették. A forrás vastagsága 2 µg/cm<sup>2</sup>. A keletkezett βsugarak energiájának a mérésére egy speciális, rendkívül nagy pontosságú toroidális mágneses  $\beta$ -spektrométert használtak, amelynek a rotációs szöge 720°. Hogy a külső mágneses tér semmilyen zavart ne okozhasson, a földmágnesség gondos árnyékolására volt szükség. A környezet mágnességének csökkentése érdekében a mérőberendezést speciális faépületben helyezték el, amelyben a csavarokat és a szögeket is rézből és nem vasból készítették. A szerzők szerint a háttér (elsősorban a környezet radioaktivitása) rendkívül alacsony: 0,03-0,1 esemény/s. Körülbelül 5 éves mérési periódus 16 mérési szakaszának eredményeiről számoltak be. Mérési eredményeik gondos analizise alapján azt találták, hogy a neutrínó rendelkezik véges nyugalmi tömeggel, ennek nagysága 14 és 46 eV között található (99%-os konfidenciaszinttel). Hogy megbizonyosodjanak arról, hogy ez valóban reális érték, Monte-Carlo szimulációt végeztek, és gondosan megvizsgálták, hogy van-e még más ok, ami imitálna egy nem zérus neutrínótömeget. Egy lehetséges ok - és ez a tulajdonképpeni gyenge pontja a mérésnek —, hogy a β-bomlásnál keletkező <sup>3</sup>He nemcsak alapállapotban, hanem gerjesztett állapotban is keletkezhet. Ennek megfelelően több vagy kevesebb energia marad vissza az elektronnak. Ezenkívül a valinemolekula is visszamaradhat gerjesztett állapotban.

A mérési eredményeket rendkívül nagy érdeklődéssel és bizonyos kétkedéssel fogadta a fizikus közvélemény. Az érdeklődés az előzőek alapján nyilvánvaló, a gyanakvás annak szól, hogy bár kevés kétség férhet a mérőberendezés precizitásához és megbízhatóságához, viszont megkérdőjelezhető a kiértékelésnek a módszere és főleg a <sup>3</sup>He gerjesztett nívójának a megfelelő súllyal való figyelembevétele.

A szerzők még jobb felbontású spektrométert építettek, jobb βforrást használtak, és megismételték a mérésüket nagyobb statisztikával. Mérési eredményeik teljesen megegyeznek a régivel. Mivel a mérés technikája és a kiértékelés módszere kiállotta a nemzetközi kritikát, tulajdonképpen azt lehet mondani: kísérleteik igazolták, hogy az elektronneutrínó kicsi, de véges tömeggel rendelkezik. Figyelembe véve azonban a mérési és kiértékelési nehézségeket, továbbá a pozitív eredmény rendkívüli jelentőségét, kívánatos volna, ha másutt, más módszerekkel megismételnék a mérést, és ugyanezt az eredményt kapnák. Ezek után lehetne teljes biztonsággal kijelenteni, hogy a neutrínó véges tömeggel rendelkezik. Ilyen mérések folyamatban vannak, eredményekről azonban még nem érkezett hír.

A másik út az ún. oszcilláció esetleges kimutatása.

B. M. Pontecorvo dubnai fizikus az 50-es évek közepén elméletileg arra következtetett, hogy az előttünk ténylegesen megjelenő különböző neutrínótípusok (pl.  $v_e$ ,  $v_{\mu}$ , illetve  $v_{\tau}$ ) néhány alapneutrínó-típusnak a kvantummechanikai szuperpozíciói. A szuperpozíció időben változhat, ami úgy jelentkezik, hogy ha előzőleg volt egy tiszta elektronneutrínó-nyalábunk, akkor egy távolság megtétele után egy része átalakulhat müonneutrínóvá, illetve  $\tau$ -neutrínóvá és viszont. Ezt a jelenséget hívják neutrínóoszcillációnak. Az oszcilláció P valószínűsége (kétféle neutrínó esetén) R távolság megtétele után:

$$P = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\pi\frac{R}{L}\right),\,$$

ahol L az ún. oszcillációs hossz, amire fennáll, hogy

 $\pi \frac{R}{L} \sim \Delta m^2 \frac{R}{E_{\rm v}}$ 

és

6\*

$$L = 2.5 \frac{E_{\nu} [\text{MeV}]}{\Delta m^2 [\text{eV}^2]} [\text{m}] (\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2),$$

 $\theta$  a kétféle neutrínó közötti ún. keverési szög,  $m_1$  és  $m_2$  pedig a neutrínók tömege.

Láthatjuk, hogy az oszcilláció mértéke annál nagyobb, minél kisebb a neutrínó energiája  $(E_v)$  és minél nagyobb a neutrínó tömege  $(m_v)$ , pontosabban a kétféle neutrínó tömegének különbsége. Ez utóbbiból következik, hogy az oszcilláció fellépése egyben legalább valamelyik neutrínó tömegének a véges voltát is jelenti. Oszcilláció egyébként nemcsak az egyes neutrínófajták, hanem a v és  $\bar{v}$  között is felléphet. A világon tucatnyi mérést végeztek és terveznek az oszcilláció kimutatására — ez ideig azonban teljesen ellentmondó eredmények születtek. A mérések többségében nem észleltek oszcillációt, néhány mérésben igen, bizonyos mérések éppen a határra esnek. Az oszcillációs mérések tehát ez ideig nem erősítették meg a neutrínó véges tömegének a létét.

Vannak egyéb lehetőségek is — legalábbis elvben — a neutrínó tömegének a meghatározására. Az egyik ilyen a radioaktív  $\beta$ -bomlás egy speciális fajtája, az elektronbefogás, amelynek az alapegyenlete:

$$e^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + v_e + \gamma$$
.

A keletkezett  $\gamma$ -foton ugyanazt a szerepet játssza, mint a  $\beta$ bomlásnál az elektron: a fotonspektrum nagy energiájú részének az alakja összefüggésben van a neutrínó (esetleges) tömegével. Mivel a fotonnak nincs elektromos töltése, ezért visszaszórási problémák melyek nehezítik az elektronnal való méréseket — itt nem lépnek fel. Ezenkívül a módszer előnye, hogy rendelkezésre állnak igen jó energiafelbontású fotondetektorok, amelyek energiafelbontási pontossága 1 eV-nál is kisebb. A probléma az, hogy a spektrum nagy energiájú végén rendkívül kicsi az intenzitás. Ekkor merült fel az a gondolat (De Rujula részéről), hogy ha olyan speciális atomot találnánk, amelynél a sugárzási spektrum olyan, hogy a K-elektron energiája rendkívül alacsony, és egybeesik az L-, M- stb. befogási vonalakkal, ez nagymértékű intenzitásnövekedést eredményezne. Úgy néz ki, hogy a természetben két ilyen atom létezik, ezek közül is a legalkalmasabb De Rujula előzetes számításai szerint a következő:

 $^{163}_{67}$  Ho $\rightarrow ^{163}_{66}$  Dy + közel 0 energia (0,01 MeV).

A CERN-ben elvben el lehet végezni ezt a mérést, hiszen a 600 MeV-os protongyorsító és a protonszinkrotron (PS) mellett van egy "on-line izotópszeparátor", amellyel a szükséges holmiumizotópot el lehet választani. A jövő fogja megmutatni, hogy e szellemes ötlet és ravasz kérdésmegfogalmazás hoz-e új eredményt a neutrínó tömegét illetően.

# 4.2.6 Új módszerek (és detektorok) kozmikus neutrínók észlelésére

A "természetes" (galaktikus, szoláris vagy atmoszferikus) neutrínóforrásnál a rendelkezésre álló neutrínóintenzitás rendkívül kicsi. Ha még ehhez hozzávesszük a neutrínó kölcsönhatási hatáskeresztmetszetének rendkívül kicsi voltát, akkor természetes, hogy — mint azt a Davis-kísérletnél is láttuk — igen nagy mennyiségű detektoranyagra van szükség. Nehezen képzelhető el, hogy ezt a mennyiséget ilyen (vagy ehhez hasonló) speciális anyagból lényegesen növelni lehetne anélkül, hogy irreális költségeket igényelne a mérés. E gondok körüli viták során merült fel először az az egyszerűségében is merész elképzelés, hogy miért ne használhatnánk fel az óceánok vagy tavak vizét céltárgynak (targetnek) is és egyben a zavaró háttér elleni védelemnek is, hiszen az óceánok (és a tavak) vize gyakorlatilag korlátlan mennyiségben ingyen áll rendelkezésünkre. Ez a gondolat több mérés alapjául szolgál. De vajon hogyan lehet detektálni a neutrínók kölcsönhatását az óceán, illetve tavak vizében? Erre két meglehetősen szokatlan megoldás kínálkozik.

a) A neutrínó kölcsönhatásánál keletkezett nagy energiájú másodlagos részecskék Cserenkov-sugárzást keltenek, és ezt a sugárzást fotoelektron-sokszorozók sorozatával lehet detektálni. A neutrínók kölcsönhatásának pillanatában — a kölcsönhatás környékén — az óceán (vagy tó) vize gyenge kék fényben "felvillan".

b) A neutrínók kölcsönhatásánál ugyanakkor olyan nagy energia szabadul fel, hogy egy "mikrorobbanás" megy végbe az óceán (vagy tó) vizében lévő valamelyik nukleonban, ez hanghullámot kelt, amely akusztikus eszközökkel, pl. hidrofonok (vízálló mikrofonok) sorozatával detektálható. A neutrínó kölcsönhatásakor tehát "csattanás" hallható.

Mind a két módszer elvben használható, nyilvánvaló azonban, hogy rendkívül nagy technikai nehézségek lépnek fel, akármelyiküket akarjuk is ténylegesen megvalósítani. Gondoljunk bele: az óceánban (vagy tóban) tartósan, éveken át kell megbízhatóan üzemeltetni fotoelektron-sokszorozók (vagy hidrofonok) tíz-, sőt esetleg százezreit!

#### 4.2.6.1 DUMAND-tervezet\*

Jelenleg az optikai észlelést részesítik előnyben a fizikusok. Érthető módon nagyon nagy jelentősége van annak, hogy az óceán olyan részén végezzük a méréseket, ahol a víz átlátszósága meglehetősen nagy. Ilyen szempontból egy lehetőségként a Hawaii melletti partrész jöhet számításba, amely azzal az előnnyel is rendelkezik, hogy a vulkanikus eredet következtében a tenger partja hirtelen mélyül, és ez lehetővé teszi, hogy a mérőberendezés viszonylag közel lehessen a parthoz.

A terv szerint 5 km-rel az óceán felszíne alatt kívánnak elhelyezni nagyságrendben 10 ezer fotoelektron-sokszorozót. Technikai

\* Deep Under Water Meson and Neutrino Detector, azaz mélytengeri mezon- és neutrinódetektor.

nehézséget okoz a rendkívül nagy nyomás (500 atm =  $5 \cdot 10^7$  Pa). A Cserenkov-fény irányítottsága elvben lehetővé teszi a bejövő neutrínók irányának a meghatározását is. A fotoelektron-sokszorozók jeleit azonnal (on-line) kell feldolgozni. A terv megvalósításának várható költsége mintegy 100 millió dollár. E mérőberendezés segítségével több asztrofizikai problémára is választ kaphatunk.

#### 4.2.6.2 Bajkál-kísérlet

A víz átlátszósága szempontjából számításba jöhet a rendkívül tiszta vizű Bajkál-tó is. Hátránya, hogy a legnagyobb mélysége "csak" 1620 m, tehát nem vetekedhet a Hawaii közelében lévő tengermélységgel. Ugyanakkor óriási előnye, hogy az év mintegy három hónapjában vastag, 0,5—1 m-es jéggel van borítva, és a jég nagyon megkönnyíti a műszerek telepítését. Ugyanis a jégbe léket fúrva leengedhetők a fotoelektron-sokszorozók (22. ábra), és rögzíthetők úgy, hogy a jég elolvadása után is a helyükön maradjanak. Az első — előzetes, még nem neutrínófizikai —



22. ábra. 12 fotoelektron-sokszorozó telepítése a Bajkál-tavon. Az elektronsokszorozókat tartó huzalt alul horgony rögzíti, felül bója tartja. A kábel a tó fenekén jut ki a parton levő mérőállomásba

kísérleteket (12 elektronsokszorozó felhasználásával) 1983 tavaszán végezték el, és egy felső becslést kaptak a hipotetikus Dirac-féle mágneses monopólusok intenzitására. A későbbi mérésekhez mintegy 10 ezer egységet (modult) kívánnak felhasználni. Ezek végleges kiépítése kb. 10—15 évet vesz igénybe, és 15—20 millió rubelbe kerül. A mérések célja részint asztrofizikai, részint magfizikai problémák megoldása. A programmal egy moszkvai intézet (Институт Ядерных Исследований) mintegy 100 fős csoportja foglalkozik; a kísérletben részt vesznek magyar kutatók is.

#### 4.2.6.3 BATISSZ-tervezet

Kirgiziában a Tien-San hegységben 1609 m magasan helyezkedik el az igen átlátszó vizű Isszik-Kul-tó, amelynek legnagyobb mélysége 700 m. Felmerült az a gondolat, hogy az USA-ban levő batáviai gyorsító neutrínónyalábját úgy irányítják a Föld alá, hogy az a Földön keresztülhatolva éppen a Isszik-Kul-tónál bukkanjon fel. A neutrínónyaláb a Föld úgynevezett középső zónájában halad át, de nem érinti a Föld legbelső magját (mintegy 4000 km-re halad el a Föld centrumától). Ez azt jelenti, hogy a neutrínók kb. 10000 km-t tesznek meg a Földben. A neutrínók rendkívül kis kölcsönhatási valószínűségük következtében ilyen óriási távolság megtétele közben is csak kis intenzitásveszteséget szenvednek. Az az idő, amely ahhoz szükséges, hogy a batáviai gyorsítótól az Isszik-Kul-tóhoz eljussanak a neutrínók, kb. 0,03 másodperc.

A gyorsító minden 17-dik másodpercben ad neutrínókat, ami rendkívül előnyös a mérés szempontjából, hiszen az összes háttér (müonok, az Univerzumból és a Napból származó neutrínók, a radioaktivitás stb.) időben egyenletesen oszlik el, míg a vizsgálni kívánt jelenség egy rövid időtartamra koncentrálódik.

A kísérlet nevét a *Bat*avia és az *Issz*ik-Kul összevonásából kapta (BATISSZ).

Ezzel már el is érkeztünk a neutrínók esetleg lehetséges gyakorlati felhasználásának a kérdéséhez: a neutrínókkal ugyanis mintegy átvilágíthatjuk a Földet. Az eljárástól nemcsak tudományos, de gyakorlati hasznot is remélnek. Pl. a Föld mélyében rejlő, eddig ismeretlen szénhidrogén- és ásványi kincsek lelőhelyének federítését. A földgolyó célszerű átvilágításának javaslata új lelőhelyek felfedezésének reményében gazdag olajtársaságok asztalára került, ahol a létesítéshez szükséges 2 milliárd dollár talán nem is olyan elképzelhetetlenül nagy tétel. A gyorsítóból kijövő neutrínónyaláb áthatolna a Földön, és a másik oldalon a Föld felszínén elhelyezett mikrofonokkal akusztikusan érzékelhető lenne. Természetesen felhasználható az optikai módszer is óceánokban vagy tavakban.

#### 4.2.7 Gyorsítós neutrínókisérletek

Az utóbbi két évtizedben a legtöbb neutrínókísérletet gyorsítók segítségével végezték és végzik. A gyorsítónál nyert pion- és kaonnyaláb ugyanis elbomlik, és bomlása közben neutrínók keletkeznek:

> $\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu},$   $\mu^{+} \rightarrow e^{+} + \nu_{e} + \bar{\nu}_{\mu},$   $K^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu},$   $K^{+} \rightarrow \pi^{0} + e^{+} + \nu_{e},$  $K^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0}.$

A gyorsítós méréseknél éppen ezért — szemben a reaktorokkal találunk müonneutrínót ( $v_{\mu}$ ), elektronneutrínót ( $v_e$ ) és ezek antirészecskéit is. A nyaláb pontos összetétele a konkrét technikától függ. A gyorsítóval végzett neutrínókísérleteknél a detektor szerepét régebben óriási buborékkamrák töltötték be, ma a hangsúly áttevődött az elektronikus, számlálós módszerekre. Többféle ilyen neutrínódetektor működik, és több ilyen detektor épül.

A működési elv általában az, hogy a detektorok felváltva tartalmaznak ún. szcintillációs kalorimétereket, abszorbenseket és közben koordinátadetektorokat (pl. driftkamrákat; lásd 23. ábra). Ezek modulszerűen vannak egymás után építve, és a neutrínókölcsönhatásnál a koordinátadetektorok segítségével nyomon követhetjük a keletkezett töltött részek pályáját, ugyanakkor a szcintillátor segítségével megmérhetjük a kölcsönhatásnál felszabadult energiát. Külön gondot kell fordítani az olyan kölcsönhatásokra, amelyeknél müon keletkezik (ún. töltött áramú kölcsönhatás; charged current, CC). Annak biztosítására, hogy ne veszítsünk el a



23. ábra. A Dubna—Szerpuhov—Berlin—Budapest neutrínódetektor felépítése. A neutrínónyaláb balról érkezik és a koordinátadetektorokon (K) keresztül esik a tényleges neutrínódetektorra, amely két részből áll: kaloriméterből és a műonazonosítóból. Az előbbiben koordinátadetektorok váltakoznak Sc folyadékszcintillátorokkal. Utóbbiak a neutrínó-kölcsönhatásoknál keletkezett másodlagos részek energiáját is mérik. A koordinátadetektorok párosával egymáshoz képest kilencven fokban elfordulva nyernek elhelyezést. Az egész berendezést mágneses héj (MH) veszi körül, amelynek rendeltetése az, hogy ha a kölcsönhatásnál műon keletkezett, akkor ez ne vesszen el, hanem a műon azonosítóban azonosítódjék. Az utóbbi egyébként mágneses vaskorongokat és koordinátadetektorokat tartalmaz. A berendezés előtt fotoemulziós blokk (FE) van elhelyezve, amelyet koordinátadetektorok (és RICH Cserenkov-detektor) követnek. Ez utóbbiak segítségével a szekunder nyomaiból a kölcsönhatási pont (vertex) meghatározható, ami nagyon leegyszerűsíti a nagy tőmegű emulzió átnézését, scannelését. További egyszerűsítést jelent speciális, ún. Fourier-mikroszkóp felhasználása a scannelésre és mérésre

kölcsönhatás során müonokat, külön gondoskodni kell arról, hogy lehetőleg a kölcsönhatásnál keletkező *mindegyik* müon eljusson a detektor végén elhelyezett müonazonosító mágneses spektrométerbe. Ez úgy valósítható meg, hogy a detektort mágneses héjjal vesszük körül, amely nem engedi a müonokat a detektorból kiszökni. A mágneses spektrométer mágneses korongokból áll, amelyek közé koordinátadetektorokat helyeztünk el szendvicsszerűen.

Ilyen típusú neutrínódetektor működik a CERN-ben és Szerpuhovban.

#### 4.2.8. Kísérleti neutrínócsillagászat

A csillagok élete - mai tudásunk szerint - háromféle módon érhet véget: vagy ún. fehér törpe, vagy neutroncsillag, vagy fekete lyuk lesz belőlük. (Közvetlen fekete lyukra vezető összeomlás mai tudásunk szerint nem lehetséges; fekete lyukak csak neutroncsillagokból születhetnek. A bennünket legjobban érdeklő, életünket erősen befolvásoló Nap feltehetőleg fehér törpe formájában fog kihunyni.) A neutroncsillagoknak és a fekete lyukaknak szülői a szupernovák. Az, hogy egy csillag milyen módon semmisül meg, függ a tömegétől. Ha egy csillag tömege néhányszor nagyobb a Nap tömegénél, akkor az életét szupernovaként fejezi be, miután felélte termonukleáris (fúziós) energiatermelési készletét, azaz hidrogénjét. Ez a folyamat nagyjából úgy zajlik le, hogy a csillag középső magja összeesik, kollapszál, és protonjai egyesülnek elektronjaival neutronokká, közben nagy intenzitású, nagy áthatolóképességű neutrínók jönnek létre. A szupernovarobbanásnál ezek a neutrínók viszik el a gravitációs kötési energia legnagyobb részét. A neutrínók mintegy "szétfújják" a csillag külső rétegeit. Ezek később kiterjedő gázfelhőt alkotnak, és egy lökéshullámot hoznak létre. Amikor a lökéshullám kitör a gázfelhőből, akkor röntgensugárzás és ultraibolya-sugárzás keletkezik. A szupernovarobbanás után visszamaradó központi mag a neutroncsillag. A neutroncsillag képződése azon kevés folyamatok közé tartozik, amelyekben a gyenge kölcsönhatás makroszkopikus méretekben játszik meghatározó szerepet.

A szupernovarobbanásnál keletkező fény 1—1,5 órával később jut el hozzánk, mint a neutrínók, azért, mert később keletkezik: az összeomlás első pillanatai neutrínófelszabadulással járnak, és csak később indulnak meg azok a folyamatok, amelyek a fényemissziót okozzák.

1987. február 23-án az ún. egyetemes idő szerint 7.35-kor felrobbant a Nagy Magellán-köd egy csillaga. (A Nagy Magellánfelhő a Tejút-rendszerünkhöz legközelebbi szabálytalan alakú kis galaxis.) Az a csillag, amely szupernovaként jelent meg, februárban szabad szemmel is látható volt a déli féltekén. A felrobbant csillagot SN 1987A szupernovának nevezték el. Ez Kepler óta az első szabad szemmel észlelhető szupernovarobbanás. A szupernova elődje egy kék szuperóriás (Sanduleak - 69 ° 202) volt, kb. 25-ször nagyobb tömeggel, mint a Nap. A szupernovarobbanás viszonylag közel, mintegy 170 ezer fényévre (50 kparsec) történt tőlünk. Ez az első közeli szupernova, amelyet a modern csillagászat tökéletes eszközeivel megfigyelhettünk. Kezdetben sok volt az ibolyántúli és kéksugárzás, később a színe vörösebbre változott. Sem röntgen-, sem gamma-sugárzást, sem pedig gravitációs hullámokat nem sikerült észlelni. Ez azonban nem mond ellent a robbanás elmélete által vártaknak, legfeljebb a mérőberendezések érzékenységének elégtelen voltát jelenti.

Mint említettük, az elméleti elképzelések szerint a fényjelenség fellépését egy erős neutrínókitörés kell, hogy megelőzze. A jelenlegi szupernovarobbanás új volt olyan szempontból, hogy ez volt az első alkalom, amikor sikerült kísérletileg észlelni a neutrínókat, ill. intenzitásuk egy tört részét. Ezt a neutrínókitörést több helyen is regisztrálták igen nagy méretű föld alatti berendezésekkel, amelyeket a kísérleti részecskefizikusok részint neutrínófizikai (köztük asztrofizikai) vizsgálatokra építettek fel, részint pedig a protonbomlás tanulmányozására.

Az alábbiakban felsoroljuk azokat a berendezéseket, amelyek alkalmasak voltak a keletkezett neutrínók regisztrálására:

1. A neutrínókitörést regisztrálta Japánban a Kamioka nevezetű cinkbányában elhelyezett Kamiokande II. közös japán-amerikai mérőberendezés. Ez 3 ezer tonna vízekvivalens mélységben helyezkedik el, mintegy ezer méterrel a földfelszín alatt Nyugat-Japánban. A mérőberendezés mintegy 2140 tonna vizet tartalmaz, amelyet 948 db, kb. fél méter átmérőjű fotoelektron-sokszorozó figyel; ez utóbbiak beborítják a detektor belső felszínének nagy részét, 1 × 1 m-es hálóban. A mérés azt használja ki, hogy a neutrínókölcsönhatás során keletkezett elektromosan töltött szekunder részek általában olyan nagy energiájúak, hogy a fénysebességnél gyorsabban mozognak a vízben. Ilyen esetekben kúpalakban halványkék Cserenkov-sugárzás lép fel. Ezt a fényt érzékelik a fotoelektron-sokszorozók, amelyek a fény hatására kimenetükön elektromos jelet adnak.

2. Észlelt neutrínókat az ún. *IMB* (Irvine-Michigan-Brookhaven) együttműködés is, amelynek a mérőberendezése Clevelandban (Ohio) helyezkedik el. A mérőberendezés nagyobb volt, mint a Kamiokande: 5 ezer tonna vizet tartalmazott, amelyet 2048 db, 20 cm átmérőjű fotoelektron-sokszorozó nézett.

3. Mértek néhány neutrínót *Bakszánban* (Kaukázus, SZU) is, ahol nagy felületű (200 m<sup>2</sup>) folyadékszcintillációs detektorok (3200 fotoelektron-sokszorozóval) regisztrálják az esetleges neutrínóeseményeket, 350 m vastag szikla alatt. (Egy hegybe fúrtak alagutat). A szcintillátorrétegek összvastagsága 11 m.

4. Működik egy nagy neutrínódetektor a *Mont Blanc* alagútban is olasz-szovjet együttműködésben. Ez az előzőektől eltérő felépítésű: egymással rétegezve, szendvicselve vas abszorbenseket (összesen 200 t) és 90 t folyadékszcintillátort tartalmaz.

5. A Dél-Dakotában lévő Homestake-ban is működik egy kisebb méretű neutrínódetektor.

6. A Bajkál-tóban 36 fotoelektron-sokszorozó van a tó mélyén elhelyezve, amely neutrínódetektálás céljait szolgálja. A neutrínókölcsönhatásnál keletkezett Cserenkov-sugárzást a fotoelektronsokszorozók váltják át elektromos jelekké, amelyeket kábelen vezetnek ki a partra. Ebben a kísérletben magyarok is részt vesznek.

Az SN 1987A szupernovarobbanás észlelése után valamennyi detektorban megvizsgálták az optikai jel megjelenése előtti néhány órát, majd napot, hogy vajon nem érkeztek-e be nagyobb számban neutrínók, mint általában, hiszen ezt várjuk az elmélet alapján szupernovarobbanáskor. Nagy szenzációt keltett, hogy néhány detektor valóban jelzett neutrínókat.

1. Talán a Kamiokande II. berendezés volt a legszerencsésebb: itt 12 neutrínó által kiváltott elektroneseményt sikerült regisztrálni 13 másodpercen belül. (Természetesen a valóságban lényegesen több neutrínó haladt át a mérőberendezésen, azonban a neutrínók közismerten kicsiny kölcsönhatási valószínűsége, hatáskeresztmetszete miatt ezeknek csak egy tört része volt detektálható. Visszaszámolva a 12 eseményből és a neutrínó-hatáskeresztmetszetekből azt kapjuk, hogy a valóságban mintegy  $\approx 10^{14}$  neutrínó haladt át a szupernovakitörés során a detektoron.) Az elekronok energiája 7,3 -30 MeV között változott. Az első két esemény irányát sikerült meghatározni (bár nagy pontatlansággal), és ez a Nagy Magellán felé mutatott! A maradék események konzisztensek voltak egy izotrop eloszlással, amely azonban jelentheti azt is, hogy a beérkezett neutrínók egy nagy része antineutrínó volt, amelyek szóródtak a protonokon, elvesztve ezzel eredeti irányukat. A mérőberendezés az észlelést megelőző másfél évben is működött, és ez idő alatt egyetlen ilyen eseményt sem regisztrált. Tehát nem fér kétség ahhoz, hogy itt tényleges jelenségről van szó, amely kétségtelenül korrelált a szupernovarobbanással.

Az első két, előre irányuló Kamiokande-esemény valószínűleg egy

$$v_e + e^- \rightarrow v_e + e^-$$

szóródásnak felel meg.

2. Az IMB együttműkődés 8 eseményt regisztrált, mintegy 20 és 40 MeV között, néhány másodpercen belül, azonos időben, mint a Kamiokande-kísérlet. Ennél a mérőberendezésnél a 20-100 MeV energiájú neutrínók napi átlaga 0,2 (háttér). A neutrínókitörés, ha nem igazi jelenség lenne, hanem csak statisztikus fluktuáció, akkor ilyen fluktuáció  $7 \times 10^7$  év alatt fordulhatott elő egyszer, ami teljesen valószínűtlen.

3. Bakszánban a szovjet kutatók 18 eseményt regisztráltak, azonban, mintegy 30 másodperces késéssel az előző két kísérlet neutrínókitörésének 0 időpontjához képest. Ez az időkésés ma még nem magyarázható meg.

4. A Mont Blanc mérőberendezéssel 5 eseményt regisztráltak, azonban ezt mintegy 4,5 órával (!) azelőtt, hogy a Kamiokande II. detektor regisztrált volna. Ez ellentmondás, és úgy tűnik, hogy a két mérőberendezés közül valamelyik (feltehetően a Mont Blanc) csak véletlen fluktuációt regisztrált. Elképzelhető azonban az is, hogy valamilyen eddig nem ismert folyamat működik, amely ekkora időkéséssel produkál neutrínókat. Ez utóbbi azonban nem nagyon valószínű, így egyelőre ez a kísérleti eredmény is a rejtélyek közé tartozik.

5. A Homestake-i detektor nem regisztrált egyetlen eseményt sem, ez azonban magyarázható a berendezés viszonylag kis méretével, és ilyen vonatkozásban indirekt módon még meg is erősítheti a többi detektor által észlelt eseményeket.

6. A Bajkál-tóban sajnos minden évben a legvastagabb jég időszakában, azaz február végén, március elején végzik el a mérőberendezés ellenőrzését, és ilyenkor a mérőberendezést kikapcsolják, kiemelik a vízből, és csak április elején kezdődik újbóli működtetése. Szerencsétlen véletlen tehát, hogy a szupernova kitörésekor a mérőberendezés nem működött. Egyébként a berendezés csak igen nagy energiájú neutrínók detektálására alkalmas, tehát az is elképzelhető, hogy ha nincs karbantartási munka, akkor sem észleli az eseményeket, hacsak a szupernovakitörés során nem keletkeznek igen nagy energiájú neutrínók is.

(Zárójelben megjegyezve, ez a neutrínócsillagászat számára oly fontos esemény egyben kiválóan igazolta *Murphy törvényét* is, amely szerint ha valami elromolhat, akkor az el is romlik. Ez nemcsak a Bajkál-kísérletre igaz, hanem pl. a Kamiokande II. kísérletre is, ahol egy hirtelen áramszünet működésen kívül helyezte az órát, és az IMB kísérletre is, ahol a fényérzékelő fotoelektronsokszorozók 1/4-e egy elektronikus tápegység hibája miatt éppen működésen kívüli állapotban volt. A Kamiokandén dolgozó fizikusoknak egyébként nagy szerencséjük volt: a szokásos kalibrációt éppen a fellépő esemény előtt egy perccel fejezték be!)

Az észlelések lázba hozták az asztrofizikusokat, részecskefizikusokat és neutrínófizikusokat, ami érthető, hiszen ezek voltak a kísérleti neutrínócsillagászat első eredményei: 1 hónap alatt több publikáció jelent meg, mint ahány neutrínót detektáltak. Egyébként a megbízhatóan detektált neutrínók száma sajnos meglehetősen kevés (összesen 19), és ez a statisztikus fluktuációk miatt lehetetlenné ugyan nem, de bizonytalanná teszi a levonható következtetéseket. Az a tény, hogy a szupernovarobbanás keletkezése pillanatában neutrínókat regisztráltak, sok más asztrofizikai és részecskefizikai jelenségre is fényt vethet. Ha a szupernovarobbanás energiáját tekintjük, akkor a robbanás a neutrínók fellépésével nemcsak kezdődött, hanem véget is ért: ugyanis a neutrínók a felszabaduló teljes energiának (ami óriási:  $\approx 10^{51}$  erg =  $10^{44}$  J) 99,99%-át viszik el, a maradék jut az egyéb (optikai) jelenségekre.

A neutrínókibocsátás szekundumokig és nem milliszekundumokig tart, mert a nagyon nagy sűrűségű belső mag még a neutrínó számára sem teljesen áttetsző, és ezért előbb fel kell diffundálnia a felületére, ami időt vesz igénybe. Valószínűleg el kell vetni azt a hipotézist, mely szerint a neutrínó esetleg elbomlik.

Ugyanakkor feltehetőleg a neutrínónak nincs tömege vagy legalább is 20 eV-nál kisebb, ti. ha ez a tömeg nagyobb lenne, akkor a különböző energiájú neutrínók, amelyek különböző sebességgel repültek, különböző időben érték volna el a Földet. (Úgy tűnik, hogy a moszkvai kísérletnek, amely 20 és 40 eV közötti tömeget adott a neutrínókra, ez a mostani kísérlet nem mond ellent, de nem is erősíti meg.) Az észlelt jelenség részletes analízise jelenleg is folyik.

# 5. Hadronok

A hadronokat két nagy csoportra osztjuk: a mezonokra és a barionokra. A szétválasztás alapja a tömegkülönbség és a spin. A barionok spinje feles, a mezonoké egész. A mezonok tömege az elnevezés kialakulásának idején a leptonok és a barionok között foglalt helyet. (Az újabban felfedezett leptonokra már nem áll fenn, hogy tömegük a leptonok és a barionok közé esik.) A mezonok családja az utóbbi időben két új taggal (J/ $\Psi$  és  $\Upsilon$ ) gyarapodott. A J/ $\Psi$  felfedezése (5.1 alfejezet) a c-kvark, az  $\Upsilon$  felfedezése (5.2 alfejezet) a b-kvark létének közvetett kísérleti bizonyítását jelentette.

A barionok közül már jól ismerjük a nukleonokat: a protont és a neutront. A többiek az ún. hiperonok családját alkotják.

A mezonoknál és a barionoknál a III. táblázat utolsó sorában az utóbbi évtizedekben felfedezett és nagy szerepet játszó rezonanciákkal találkozunk, amelyek élettartama kb.  $10^{-23}$  s. Ezeknek a száma nagy, a táblázatban azonban az egyszerűség kedvéért csak egy sorban tüntettük fel őket, részletezés nélkül. (Tulajdonképpen nem is illenek a táblázatba, mert élettartamuk igen rövid, még az idézőjelbe tett "stabilis" elnevezés sem alkalmazható rájuk.)

Az atom- és atommag-spektroszkópia mintájára kialakult a hadronspektroszkópia, ami nagyon sok új részlettel gazdagította a részecskékről alkotott képünket; ezzel azonban itt most nem foglalkozunk részletesen.

# 5.1 A J/Ψ-részecske felfedezése

Az 1970-es évek közepének tudományos szenzációja volt, hogy két különböző laboratóriumban gyakorlatilag egyidőben igen nagy energián egy rendkívül keskeny rezonanciát találtak, amely egy eddig ismeretlen részecskének felelt meg. Az egyik laboratórium a brookhaveni volt, ahol S. C. C. Ting [20] kísérleti csoportja a szinkrotron protonjait berillium céltárgyba "lőtte". Az ütközés során többek között elektron-pozitron párok is keletkeztek, az alábbi egyenletnek megfelelően:

# $p + Be \rightarrow e^+ + e^- + X$ .

(X különféle hadronokat jelöl.)

A keletkezett elektron-pozitron pár tömegspektrumát nagyon precíz párspektrométerrel mérték. A spektrométer 11,6°-ra helyezkedett el a beeső nyalábhoz képest. A mérőberendezés vázlatos rajza a 24. ábrán látható. Összesen 8 proporcionális kamrasíkot (2 × A, 3 × B, 3 × C) építettek be, amelyeket egymáshoz képest mintegy 20°kal elfordítottak, hogy a több nyomot tartalmazó események egyértelműen megkülönböztethetők és kiértékelhetők legyenek. Annak érdekében, hogy nagy beütésszámon lehessen használni a kamrákat, mind az A, mind a B kamrák mögött elhelyeztek még 8 függőleges és 8 vízszintes hodoszkópszámlálót is. A legnagyobb (1 m × 1 m-es) C jelű kamra mögött 2 tömbben 25 óloművegszámlálóból álló detektort helyeztek el. Ez megkönnyítette a hadronok elektrontól való elválasztását és a nyomok azonosítását.



24. ábra. S. C. C. Ting et al. (Brookhaven) kísérleti berendezésének vázlata, amelyen a J-részecskét felfedezték. [A<sub>0</sub> A, B és C proporcionális kamrák. A és B mögött hodoszkópokat, C mögött pedig ólomüveg detektorokat (OÜ) helyeztek el. C<sub>0</sub> 1 atm (101 kPa), C<sub>e</sub> pedig 0,8 atm (81 kPa) nyomású H<sub>2</sub>-gázzal töltött Cserenkov-számlálók.]

A mérések eredményeképpen 3,1 GeV-nál egy csaknem nulla szélességű, éles rezonanciacsúcsot találtak. A rendkívül kis szélesség szokatlanul nagy élettartamnak, azaz viszonylag nagy stabilitásnak felel meg, és ennek ilyen nagy energián való fellépése mindenképpen meglepetést keltett. Egyértelmű volt, hogy itt egy új részecske adott jelt magáról. Az új részecskét J-részecskének nevezték el.

Mint a későbbiek során kiderült, a J-részecske egy charm-kvark és egy anticharm-kvark kombinációja (cc), amelyik kifelé charmot nem mutat. Ez volt az elméletileg megjósolt bájos részecskék első (közvetett) jelentkezése. (A kvarkokról részletesebben a 8.1 alfejezetben lesz szó.)

A fenti szerzőkkel gyakorlatilag egyidőben a SLAC-ban (Kalifornia) B. Richter [21] vezetése alatt egészen más módszerrel megtalálták ugyanezt a rezonanciát. A kutatók elektron-pozitron tárológyűrűben mérték a

> $e^+ + e^- \rightarrow hadronok,$   $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-,$  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

folyamatok hatáskeresztmetszetét az energia függvényében. Az energia változtatása a Stanfordi Lineáris Gyorsító energiájának a változtatásával történt. Az elektron- és a pozitronnyaláb a SPEAR nevű elektron-pozitron tárológyűrűben keringett. Először 200 MeV-os lépésekben tapogatták le a 3 GeV-os energia környékét, többször egymás után. 8 kísérletsorozatból 6 esetben nem találtak utalást kiugró hatáskeresztmetszet-értékre, 2 esetben viszont lényegesen (3–5-ször) nagyobb hatáskeresztmetszetet mértek. Feltehetőleg az energiaskála volt túl durva. Ezért a későbbiekben sokkal pontosabb és finomabb energialépéseket alkalmaztak, és ekkor a 25. ábrán látható rezonanciát kapták. (Figyeljük meg, hogy az ordinátatengely skálája logaritmikus!) A rezonancia energiája és szélessége:

 $E = 3,105 \pm 0,003$  GeV,

 $\Gamma \leq 1,3$  MeV.

A szerzők a rezonanciát, illetve az ennek megfelelő részecskét  $\Psi$ -nek nevezték el.



25. ábra. A  $\Psi$ -részecske, mint éles és keskeny rezonancia jelentkezése 3,1 GeV körül B. Richter et al. (SLAC) méréseiben. Az ábra a  $\sigma$  keresztmetszetet (nb egységben) mutatja a tömegközépponti energia ( $E_{TK}$ ) függvényében

Miután a két különböző technikával, gyakorlatilag egyidőben végzett mérésben ugyanazt az új részecskét sikerült felfedezni, az elsőbbség eldöntése nehéz kérdés elé állította a fizikus-közvéleményt. Ennek megfelelően a részecske neve  $J/\Psi$  (tréfásan gzsi-pszi, gipsy, cigány) lett, megőrizve mindkét kísérleti kutatócsoport elnevezését. A Nobel-díjon is osztozott a két kutatócsoport vezetője, S. C. C. Ting és B. Richter.

# 5.2 Az Y-részecske kísérleti megfigyelése

1977-ben a kolumbiai, batáviai és Stony Brook-i csoportok L. M. Lederman [22] vezetésével 9,5 GeV-on rezonanciát figyeltek meg 400 GeV-os proton-nukleon ütközéseknél fellépő müonpárok tömegspektrumában. 9000 esemény közül választották ki a rezonanciához tartozókat. A végbemenő reakció a következő volt:

$$p+(Cu, Pt) \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X,$$

ahol X bármilyen (egy vagy több) részecske (általában hadron). A keletkezett műonokat egy kétkarú mágneses spektrométerrel analizálták. A mérőberendezés a 26. ábrán látható. Egy-egy



26. ábra. L. M. Lederman et al. (Batávia) kétkarú mágneses tömegspektrométerének vázlata, amelyen a Y-részecskét felfedezték. (P proporcionális számláló, H szcintillációs hodoszkóp, D diftkamra, C gáztöltésű küszöb Cserenkov-detektor.)

spektrométerkarban 11 proporcionális számláló ( $P_1 - P_{11}$ ) található, 7 szcintillációs hodoszkóp ( $H_1 - H_7$ ), egy driftkamra ( $D_1$ ) és egy gáztöltésű küszöb Cserenkov-számláló (C). A mérések során érdekes módon a J/ $\Psi$  részecskék már a detektor beállítására szolgáltak, pedig nem is olyan sok idő telt el a felfedezésük óta. 15000 J/ $\Psi$ -részecske (!) segítségével kalibrálták a berendezést. A 9,5 GeV-on észlelt rezonancia főbb adatai a kísérlet szerint a következők:

 $m = 9,45 \pm 0,04$  GeV,

 $\left(B\frac{d\sigma}{dy}\right)_{y=0} = (3,4\pm0,3)\ 10^{-37}\ cm^2/nukleon,$  $\Gamma = 1.16\pm0.09\ GeV,$ 

ahol *B* a J/ $\Psi$  részecske  $\mu^+\mu^-$  részecskékre való bomlásának arányát, y pedig a rapiditást jelöli.

A szerzők az újonnan talált részecskét üpszilon-részecskének (Y) nevezték el. A részecskét a későbbiek során úgy értelmezték, mint a b-kvark (lásd 8.1 alfejezet) és antirészecskéje által alkotott részecskét, azaz bb. Ez volt az első kísérlet, ahol b (bottom) típusú kvark jelzést adott magáról.

# 6. Kölcsönhatások

# 6.1 Gravitációs kölcsönhatás

A gravitációs kölcsönhatás — mint a II. táblázatban láthatjuk rendkívül gyenge kölcsönhatás, amelynek a hatótávolsága végtelen: azaz két tömeg akármilyen nagy távolságból is kölcsönhat egymással a gravitációs erők közvetítésével. Természetesen a távolság növekedésével a kölcsönhatás erőssége (négyzetesen) csökken, és a végtelenben nulla felé tart. Kivétel nélkül minden testre hat; a kölcsönhatásban részt vevő testek tömegének szorzatával arányos. Ennek megfelelően a gravitációs kölcsönhatás jelentősége kozmikus méretekben óriási, ez kormányozza az Univerzum egészét, a Naprendszert és ily módon meghatározza életfeltételeinket, atomi méretekben azonban legtöbbször elhanyagolható, és ezért e helyütt nem foglalkozunk vele.

Lehet, hogy a gravitáció nem tartozik a hagyományos értelemben vett kölcsönhatások közé, hanem a téridő tulajdonságának a következménye.

# 6.2 Elektromágneses kölcsönhatás

Az elektromágneses kölcsönhatás körébe tartozó kémiai, biológiai stb. jelenségek szabják meg mindennapi életünket. Az elektromágneses kölcsönhatás volt az első, amelynek elméletét (beleértve a kvantumos leírást is) pontosan kidolgozták. A kvantumelektrodinamika (QED) egyike a fizika legpontosabb és legidőállóbb elméleteinek. Eddig nem találkoztunk olyan jelenséggel, amely a QED-val ellentétben lett volna. Az elektromágneses kölcsönhatás szintén végtelen hatótávolságú, azonban csak az elektromos töltéssel, illetve mágneses nyomatékkal rendelkező testek között hat. Lényeges különbség a gravitációval szemben, hogy míg a testek gravitáció révén mindig csak vonzzák egymást, addig az elektromágneses kölcsönhatás lehet vonzó és taszító is. Emiatt lehetőség nyílik a "leárnyékolásra", töltésrendszerek erőterének "kioltására" is. Ez az oka annak, hogy csillagászati méretekben a gravitáció, és nem a nála kb. 40 nagyságrenddel erősebb elektromágnesesség a meghatározó.

A kvantumelektrodinamikában két elektromosan töltött részecske közötti kölcsönhatást egy harmadik részecske közvetíti. Ez a részecske a foton, az elektromágneses sugárzás kvantuma. A foton tömege zérus, nincs saját elektromos töltése, és fénysebességgel mozog. Az elektromágneses erőket úgy írhatjuk le, mint a fotonok cseréjét (kicserélődési erők): az egyik töltött rész kibocsát egy fotont, a másik elnyeli, és így "labdáznak" egymás között a fotonokkal [27a) ábra]. Ezt szimbolikusan is ábrázolhatjuk egy ún. gráffal [27b) ábra].

A közvetítő részecskék cseréje esetében átmenetileg megsérül az energia- és impulzusmegmaradás törvénye. Ezt lehetővé teszi a Heisenberg-féle határozatlansági elv, amely szerint a törvényeknek a megsértése "elviselhető", ha nem tart túl sokáig és nem hat túl távolra. Mit jelent az, hogy túl sokáig és túl távolra? Azt jelenti, hogy minél jobban megsérülnek ezek a megmaradási tételek, annál gyorsabban kell a közvetítő részecskének elnyelődnie és viszont: a megmaradási tételek viszonylag kis megsértése aránylag hosszabb ideig fennállhat. Éppen ezért ezeket a közvetítő részecskéket megkülönböztetésül a valódi részecskéktől virtuális részecskéknek nevezzük. A virtuális részecskék következtében a "vákuum" nem üres; pl. virtuális fotonok jelenhetnek meg benne bármelyik pillanatban, majd ismét eltűnhetnek. Más részecskék is létrejöhetnek hasonló módon.



27. ábra. (a) Szemléltető rajz a kicserélődési erőkre. A két csónakban labdázó lányok között a kapcsolatot, a taszító erőhatást a "közvetítő részecske", a labda hozza létre,
(b) A kicserélődési erők szimbolikus ábrázolása gráffal. Jelen esetben elektron szóródik elektronon és a kölcsönhatást egy γ-kvantum közvetíti

# 6.3 Gyenge kölcsönhatás

E kölcsönhatás gyengesége miatt semmilyen részecskerendszert nem képes összetartani. Ez a kölcsönhatás felelős az atommagok radioaktív bomlásáért, s ez szabályozza a csillagok, köztük a Nap energiatermelését, a termonukleáris fúziót — közvetve tehát létfontosságú az élet számára.

A gyenge kölcsönhatások típusába tartozik valamennyi βbomlás. Ennek néhány különleges esetét említjük példaként:

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$
$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

A gyenge kölcsönhatásokkal kapcsolatban meg kell ismerkednünk egy új fogalommal, és ez a helicitás (H), amely már a 3.1 alfejezetben is említésre került. Az 1/2 spinnel rendelkező részecskéknek kétféle irányítottsága lehetséges (28. ábra); a spin (s) vagy a részecske mozgásának irányába (**p**) mutat (H = +1), vagy vele ellentétes irányban (H = -1). Az előbbi esetet nevezzük "jobbkezességnek", mivel ha a jobb kéznek az ujjai gondolatban



28. ábra. A helicitás értelmezése. Az ábra bal oldalán egy "jobbkezes" rendszert látunk, melynél a spin (s) iránya az impulzus (p) iránya egybeesik. Ebben az esetben konvencionálisan + 1-es helicitásról beszélünk. Az ábra jobb oldalán a "balkezes" helicitás látható

körülfogják a részecskét, ugyanolyan értelemben, ahogy a spin mutat, akkor a hüvelykujj a mozgás irányát mutatja. Ellenkező esetben a bal kéznek a hüvelykujja mutatja a részecskének a mozgását, és ekkor "balkezességről" beszélünk. Általában — véges nyugalmi tömegű részecskék esetében — az irányítottság, azaz a helicitás megfordítható; egyszerűen lefékezzük a részecskét, nyugalomba hozzuk, és ezután ellenkező irányba gyorsítjuk fel őket, anélkül, hogy megzavarnánk a spint. Ennek megfelelően az ilyen részecskék mindegyikének lehet egy bal- és egy jobbkezes komponense. A tömeg nélküli 1/2 spinű részecskék — ilyenek a neutrínók (ha a tömegükre utaló legújabb mérésektől eltekintünk) — viszont mindig fénysebességgel mozognak, és soha nem hozhatók nyugalomba. Éppen ezért a neutrínók helicitása a fenti módszerrel nem fordítható meg. Kísérletileg eddig csak "balkezes" neutrínókat figyeltek meg, csak ilyenek léteznek. (Az antineutrínók viszont mindig csak "jobbkezesek"). Ez a tény tükrözi legszembetűnőbben a tértükrözési szimmetria sérülését, azaz a paritás meg nem maradását a gyenge kölcsönhatásban.

Ugyanúgy, ahogy az elektromágneses kölcsönhatásokat egy részecske, a foton közvetíti, gyenge kölcsönhatásoknál is létezik közvetítő részecske, pontosabban részecskék (vektorbozonok), amelyek azonban — a kölcsönhatás rövid hatótávolságának megfelelően — tömeggel kell rendelkezzenek. (Ezekről a részecskékről részletesen lesz még szó a 7. fejezetben.)

A gyenge kölcsönhatások első elméletét még Fermi dolgozta ki 1934-ben.

# 6.4 Erős kölcsönhatás

Az erős kölcsönhatásokkal a magfizikában találkozunk a magot felépítő részecskék között: a részecskék széles körében, a hadronvilágban uralkodó, rendkívül heves, vehemens kölcsönhatástípus. A magerő (ez az erős kölcsönhatás másik neve) igen rövid hatótávolságú. Közvetítő részecskéje a pion ( $\pi$ ) (29. ábra). Abból a feltevésből, hogy a kölcsönhatást egy *m* tömegű részecske közvetíti, meg lehet becsülni a hatótávolságot. A közvetítő kibocsátásához  $E = mc^2$  energia szükséges, ez az energiacsomag viszont a  $\Delta E\Delta t \sim \hbar$ határozatlansági összefüggésből  $\Delta t \sim \hbar/mc^2$  utat tehet meg. Ha *m* helyébe a pion tömegét írjuk, *d*-re kb. 10<sup>-13</sup> cm adódik, ez a magerők hatótávolsága. A magerők hatására végbemenő folyamatok rendkívül gyorsan (10<sup>-23</sup> s alatt) zajlanak le.

Ma már tudjuk, hogy a magerők nem olyan elemi erők, mint pl. az elektromágneses erők, hanem indirekt következményei a kvarkok (lásd a 8. fejezetet) között ható, sokkal elemibb, ún. "szín"-erőknek. (A magerők a Coulomb-kölcsönhatásbeli Van der Waals-erőknek



29. ábra. A magerőket közvetítő pion látható a gráfon

felelnek meg.) A színerőket az ún. gluonok közvetítik. Elméletük a kvantumszíndinamika (quantumchromodynamics, QCD.)

A részecskék mindegyike részt vesz valamelyik kölcsönhatásban. Vannak olyanok, amelyek csak egyetlen kölcsönhatásban vesznek részt, így pl. a neutrínó egyetlen lehetséges kölcsönhatása a gyenge kölcsönhatás. Mások több kölcsönhatásban vesznek részt, pl. az elektron, amely részese a gyenge és elektromos töltése révén az elektromágneses kölcsönhatásnak is. Megint más részecskék, mint pl. az elektromosan töltött pionok részesei az erős kölcsönhatásnak (meghatározó szerepet játszanak a magerőkben), a gyenge kölcsönhatásnak (elbomlanak), és elektromos töltésük révén az elektromágneses kölcsönhatásnak is.

# 7. Törekvés a kölcsönhatási elméletek egyesítésére

Régóta van olyan törekvés, hogy a kölcsönhatásokat egyesítsük, azaz kidolgozzunk egy olyan elméletet, amely egységes keretbe foglalja valamennyi kölcsönhatást, és amelynek az egyes kölcsönhatások speciális határesetei.

# 7.1 A Maxwell-elmélet

J. C. Maxwell elektromágneses elmélete szolgáltatta az első példát arra, hogy sikerrel lehet egyesíteni két kölcsönhatást, nevezetesen az elektromost és a mágnesest. A Maxwell-egyenletek magukban foglalják mindkét kölcsönhatást, az elektromost is és a mágnesest is, sőt megjósolták, hogy léteznie kell elektromágneses hullámoknak is. Mint tudjuk, ez az előrejelzés bevált: H. R. Hertznek sikerült kísérletileg kimutatni elektromágneses hullámokat. Ennek az elméleti és kísérleti alapkutatási eredménynek lett a következménye az a hatalmas technikai fejlődés, amelynek az előnyeit ma élvezzük, és amely keresztül-kasul szövi mindennapi életünket. Így pl. az elektromos generátorok, az elektromotorok, a telefon, a rádió, a televízió stb. mind ennek a következményei. Maxwell tehát nevezetes elméletével és egyenletével, Hertz pedig nevezetes kísérletével eggyel csökkentette a kölcsönhatások számát. Felmerül természetesen az a kérdés, hogy vajon további redukció lehetséges-e.
## 7.2 Az elektrogyenge kölcsönhatás elmélete

A közelmúltban sikerült az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat egyesíteni, és ma már elektrogyenge kölcsönhatásokról beszélünk. Az elméletet S. Glashow, A. Salam és S. Weinberg dolgozták ki, és ezért 1978-ban Nobel-díjat kaptak. A fizikusok körében rendkívül nagy a bizakodás az elmélet helytálló voltában. Valóban, eddig az elmélet kísérleti következményei közül jó néhányat sikerült igazolni, és nem találkoztunk olyan tapasztalattal, amely az elméletnek ellentmondana.

Az egyesített elektrogyenge kölcsönhatás egyik jóslata volt, hogy léteznek ún. "semleges áramok". A semleges áramok által közvetített gyenge kölcsönhatás olyan típusú kölcsönhatás, amelyben a leptonok töltése nem változik meg. Példa erre:

$$\bar{v}_{\mu} + e^- \rightarrow \bar{v}_{\mu} + e^-$$
.

Ezzel szemben a töltött áramok által közvetített gyenge kölcsönhatásra a példa a következő:

$$p + e^- \rightarrow n + v_e$$

ahol, mint látjuk, a leptonok töltése megváltozik. 1973-ban a CERN-ben sikerült kimutatni semleges áramoknak a létét.

# 7.2.1 A semleges áram létezésének kísérleti kimutatása

A gyenge kölcsönhatás Fermi-féle, majd Feynman és Gell-Mann által továbbfejlesztett, korábban általánosan használt elméletéből az következik, hogy az alábbi típusú folyamat, azaz antineutrínó elektronon történő rugalmas szóródása első közelítésben tiltott:

 $\bar{\nu}_{\mu} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^-$ .

Az egyesített elektromágneses és gyenge kölcsönhatás Glashow— Salam—Weinberg-elmélete szerint ez a folyamat is megengedett, hatáskeresztmetszete kb.  $10^{-41}$  cm<sup>2</sup>/*E*, ahol *E* az elektron energiája GeV egységekben. (A pontos hatáskeresztmetszet-érték függ az elmélet egyetlen szabad paraméterétől, az ún.  $\vartheta_w$  Weinberg-szögtől.)

A Glashow-Salam-Weinberg egyesített elméletnek volt tehát egyik fontos jóslata az, hogy semleges áramok (NC=Neutral Current) léteznek. Ezért alapvető fontosságú volt olyan kísérletek elvégzése, amelyekkel semleges áramok létét ki lehet mutatni. Az első ilven kísérleteket 1973-ban végezték a CERN-ben a Gargamelle nevű buborékkamrán. [23]. A freonnal (CF3Br) töltött kamrára a CERN PS gyorsítójából származó neutrínókat és antineutrínókat ejtettek rá, hogy létrehozzák az egyesített elmélet által megjósolt rugalmas szóródást. A folyamat bekövetkeztére az jellemző, hogy egyetlen elektron indul el valahonnan a folyadék belsejéből, és nem kíséri az elektront nukleáris "törmelék", hadron- vagy y-sugárzás. A kamra nagy lineáris mérete (4,8 m) összehasonlítva a freonban való sugárzási hosszal (11 cm) biztosítja, hogy ha ilyen folyamat végbemegy, akkor az elektron egyértelműen azonosítható. A kinematikából következik, hogy az elektronok a neutrínónyalábhoz képest igen kis szög alatt lépnek ki.

Mintegy 375 000 neutrínó- és 360 000 antineutrínó-felvételt készítettek, ezeket kétszer átvizsgálták, és *egyetlen* olyan eseményt találtak, amely antineutrínó elektronnal való rugalmas szórásának felel meg, tehát semleges áram létére utal. Ez a felvétel látható a 30. *ábrán*. Az ábrán a nyom görbülete és a fellépő fékezési sugárzás (ún.  $\delta$ -sugarak: nyomok balra és jobbra az elektron irányára közel merőlegesen) egyértelműen mutatja, hogy elektronról van szó, energiája 385±100 MeV, és a szöge a neutrínónyalábhoz képest

$$1,4^{\circ} + 1,6^{\circ} - 1,4^{\circ}$$
.

Ilyen típusú kísérleteknél rendkívüli fontossága van a háttér figyelembevételének. Többféle háttér léphet fel, amely imitálhatja a kérdéses eseményt. A legfőbb háttérforrást a

$$v_e + n \rightarrow \bar{e} + p$$

folyamat jelenti, amelynél a keletkezett proton vagy nagyon kicsi energiájú ahhoz, hogy megfigyelhető legyen, vagy pedig egy atommag befogta anélkül, hogy látható nyom maradt volna. Ezt a típusú hátteret kísérletileg sikerült meghatározni: ezek száma az adott mérés során maximálisan  $0,3\pm0,2$  esemény lehet. Egyéb kisebb jelentőségű háttérforrást jelenthet még elektronok Compton-szóródása, vagy pedig az aszimmetrikus elektronpárok. Ezekről sikerült kimutatni, hogy még kisebb valószínűséggel lépnek fel. A mérés végeredményeképpen tehát egyértelműen ki lehet jelenteni, hogy 1 eseményt találtunk, amely a semleges áram létezésére utal.



30. ábra. Buborékkamra-felvétel neutrínó elektronon történő rugalmas szóródásáról:  $v_{\mu} + e^- \rightarrow v_{\mu} + e^-$ . Az ábrán egy elektronnyom látható (nyíl mutatja). A neutrínó nem hagyott nyomot a kamrában. Az ilyen folyamat létezése a semleges áramok létezésére vall

Ugyanezen kísérleti anyagon megvizsgálták az alábbi két folyamatot is:

 $\nu_{\mu}/\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu}/\bar{\nu}_{\mu} + hadronok^{*}$  (NC),

 $v_{\mu}/\bar{v}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-}/\mu^{+} + hadronok$  (CC).

Az első folyamatot semleges áram (NC=Neutral Current) közvetítette, a másodikat töltött áram (CC=Charged Current). 83000

\* N = nukleon

neutrínó- és 207 000 antineutrínófelvételt készítettek a Gargamellenél, és 102 semleges áramú, továbbá 428 töltött áramú eseményt figyeltek meg a neutrínó-kölcsönhatásnál, 68 semleges áramút és 140 töltött áramút pedig az antineutrínónál.

A lehetséges háttér egyik okozója a kozmikus sugárzás, ezért kozmikus sugárzással besugárzást végeztek, és a 15000 felvétel egyikénél sem találtak semleges áramú eseményt. A legnagyobb valószínűségű háttér azonban nem a kozmikus sugárzás, hanem amikor egy semleges hadron jelenik meg, amelyet az árnyékolásból egy nem detektált neutron-köcsönhatás váltott ki. E folyamat valószínűségének megbecsülésére Monte-Carlo számítást végeztek, és kimutatták, hogy az eseményszámhoz képest a háttérnek ez a része elhanyagolható. A kísérlet végeredményeképpen meghatározták a semleges és a töltött áramok arányát neutrínókra és antineutrínókra:

$$\left(\frac{\mathrm{NC}}{\mathrm{CC}}\right)_{v} = 0,21 \pm 0,03,$$
$$\left(\frac{\mathrm{NC}}{\mathrm{CC}}\right)_{\overline{v}} = 0,45 \pm 0,09.$$

# 7.2.2 A paritásmegmaradás sérülése elektrogyenge folyamatokban

Az elektromágneses és gyenge folyamatok között van azonban még egy igen szembeszökő különbség, mégpedig, hogy a bal és jobb felcserélésére nézve az elektromágneses folyamatok tükörszimmetrikusak, a gyenge kölcsönhatások viszont nem (lásd. 3.2 alfejezetet). Ha az elektromágneses és gyenge kölcsönhatások között mélyebb kapcsolat van, és létezik semleges áram (mint láttuk, ezt kísérletileg igazolták), akkor ez egyúttal azt is jelenti, hogy az addig tisztán elektromágnesesnek vélt folyamatokban is szerepet kap a gyenge kölcsönhatás, és így ezekben is — igaz, csak kismértékben — sérül a tükörszimmetria.

Kísérletileg ezt a jelenséget először Novoszibirszkben figyelték meg, ahol lézersugár polarizációs síkjának elfordulását észlelték akkor, ha a lézersugár atomi állapotban lévő bizmutgőzön ment át. Ezt a jelenséget úgy lehet magyarázni, hogy az atomi elektronok és a mag közötti kölcsönhatásnak van egy gyenge kölcsönhatás jellegű komponense is, és ebben sérül a paritás. Hasonló eredményre jutottak a Stanfordi Lineáris Gyorsító (SLAC) kutatói elektronpozitron ütközések vizsgálatánál. Ez a folyamat — az új elmélet szerint — nemcsak foton kicserélődésével, de a gyenge kölcsönhatás semleges közvetítő részecskéjének, a Z<sup>0</sup>-nak (7.2.4 alfejezet) cseréjével is végbemehet, és meghatározott mértékű paritássértő járulékot adhat.

# 7.2.3 Az elektrogyenge kölcsönhatást közvetítő töltött vektorbozonok (W<sup>±</sup>) felfedezése

Ebben a fejezetben az utóbbi évek legjelentősebb — és ezért 1984ben Nobel-díjjal jutalmazott — kísérleti részecskefizikai felfedezéséről számolunk be.

#### 7.2.3.1 A vektorbozonok

A Glashow—Salam—Weinberg-elmélet egy másik következtetése, hogy az elektrogyenge kölcsönhatás közvetítő részecskéi — a fotonon kívül — az ún. vektorbozonok  $[W^+, W^- \text{ és } Z^0; 31a)$  és b) ábra]. Ezek kísérleti kimutatása rendkívül fontossá vált az elmélet további igazolása szempontjából.

1976-ban vetette fel C. Rubbia a CERN-ben azt a gondolatot, hogy ha a 400 GeV-os gyorsítót, a szuper-protonszinkrotront (SPS-t) átalakítanák proton-antiproton ütközőnyalábos tárológyűrűvé, akkor az ütközésnél fellépő nagy tömegközépponti energia lehetővé tenné nagy tömegű részecskéknek, köztük a keresett vektorbozonoknak az előállítását. (A W<sup>±</sup> tömegét az elmélet 79 GeV körülinek, a Z<sup>0</sup>-ét pedig 90 GeV körülinek jósolta.) A berendezés 1982-ben kezdte meg működését, és az 1982. év végén kapott adatok között találtak 9 olyan eseményt, amelyek egyértelműen töltött vektorbozonként értelmezhetők. Mielőtt a mérést [24] kicsit részletesebben leírnánk, ismerkedjünk meg az antiprotonok előállításával, "lehűtésükkel" és tárolásukkal. Ezek a technikai jellegű kérdések olyan lényegesek, hogy a gyorsítós szakember S. van der Meer — a projektvezető fizikus C. Rubbiával együtt — méltán kapott 1984-ben Nobel-díjat.



31. ábra. (a) A W<sup>+</sup> közvetítő vektorbozon szerepe,
(b) a W<sup>-</sup> közvetítő vektorbozon gráfábrázolása

#### 7.2.3.2 Az antiprotonok előállítása

Ha nagy energiájú protonokat ütköztetünk valamilyen anyaggal, akkor a kölcsönhatás során másodlagos részek keletkeznek, köztük antiprotonok is. Mivel csupán minden milliomodik protonütközésre esik egy-egy antiproton keletkezése, a legfőbb technikai feladat az ütközőnyalábos gyorsító (collider) kidolgozói számára megfelelő intenzitású és energiájú antiprotonnyaláb előállítása volt. Ezt a kérdést több lépésben oldották meg.



32. ábra. Az antiprotonok előállításának elve. A PS (protonszinkrotron) protonokat gyorsít fel, amelyek T céltárgyra (targetre) esnek. Az itt végbemenő kölcsönhatás során többek között antiprotonok is keletkeznek. Ezeket az AA antiprotonakkumulátorban gyűjtjük össze, majd visszajuttatjuk őket a PS-be, ahol 26 GeV-ra felgyorsulnak. A PS ezek után felváltva 26 GeV-os protonokat, illetve antiprotonokat juttat be az SPS-be (Super Proton Synchrotron), ahol azok egymással szemben keringenek. A PS emellett táplálhatja az ütközőnyalábos p<u>p</u>-gyorsítót, az ISR-t (Intersecting Storage Ring) is

A CERN ma már klasszikusnak számító régi gyorsítóján, a PS-en 26 GeV energiára gyorsítottak fel protonokat (32. ábra). Ezeket ráejtették egy réz vagy volfrám céltárgyra (T), amelyből különböző töltött részek, köztük antiprotonok léptek ki. Megfelelő mágneses és elektromos rendszerrel az antiprotonokat sikerült különválasztani és ráirányítani egy speciális tárológyűrűre, amit antiprotonakkumulátornak (AA) neveztek el. Ebbe a gyűrűbe érkeznek be és kezdik meg keringésüket az antiprotoncsomagok (bunch), az AA-ra merőleges mágneses térben. Az eredeti ütközésnél keletkezett antiprotonok energiája 3,5 GeV. Ez az energia az AA-ban nem változik. Az AA rendeltetése, hogy összegyűjtse a különböző antiprotoncsomagokat. 24 óra alatt sikerült telíteni az antiprotonakkumulátort, ekkor mintegy 30 ezer csomag (bunch) szalad körbe a tárológyűrűben.



33. ábra. Az elektronhűtés elve. A hűtés során az elektronok átveszik az antiprotonok merőleges irányú impulzusának egy részét, és így az antiprotonnyaláb rendezettebb, jobban fókuszálható lesz. A rövid nyíl felel meg az antiprotonnak, a hosszú az elektronnak

Amikor az AA megtelt antiprotonokkal, akkor az antiprotonokat visszajuttatják a PS-be, és felgyorsítják 26 GeV energiára. A PS ezek után felváltva 26 GeV-os protonokat és 26 GeV-os antiprotonokat juttathat be az SPS-be, ahol (ellenkező elektromos töltésüknek megfelelően) egymással szemben keringenek. (A PS-nek több funkciója is van: önmagában használható részecskefizikai kutatásokra, felhasználják a proton-proton ütközőnyalábos gyorsító, az ISR protonokkal való táplálására, az SPS protonokkal való táplálására és végül jelen kísérletnél az SPS protonokkal való táplálására és végül jelen kísérletnél az SPS protonokkal és antiprotonokkal való táplálására.) A proton- és antiprotonnyalábok energiája 270–270 GeV, tehát ütközésükkor a tömegközépponti rendszerben 540 GeV energia szabadul fel.

Az antiprotonok intenzitásának a növelésére egy külön eljárást dolgoztak ki. Ezt az eljárást "hűtésnek" nevezik, és lényege, hogy a különböző helyzetű csomagokat valamilyen formában visszatérítik a tárológyűrű középvonalába, tehát az antiprotonok különböző irányú impulzusait egységesítik, és megakadályozzák az antiprotonoknak a gyűrű falával való ütközését vagy a gyűrűből való kijutását.

A hűtés céljára rendkívül szellemes ötletet dolgozott ki G. J. Budker, a novoszibirszki Fizikai Intézet néhai igazgatója; ez az ún. elektronhűtés. Ennek lényegét a 33. ábrából érthetjük meg. Itt láthatjuk, hogy ha elektronnyalábot engedünk a különböző impulzussal rendelkező antiprotonokra, akkor az elektronnyaláb az ütközések során részben átveszi az antiprotonok nemkívánatos, a fő haladási iránytól eltérő impulzusát. Eközben az elektronok impulzusa megnő, az antiprotonoké csökken, azaz a rendezetlenséget részben átveszik az elektronok, emiatt az antiprotonok rendezettebbek, jobban sűrítettek lesznek.



34. ábra. A sztochasztikus hűtés megvalósítása. S érzékelő (szenzor) észleli az antiprotoncsomag eltérését az ideális pályától, és az antiproton-akkumulátor átmérőjén korrekciós jelet juttat el a D deflektorhoz, amely megfelelő mágnesrendszer segítségével visszatéríti a nyalábot a tárológyűrű középpontjába. (a) elv, (b) S és D elhelvezése

Az antiprotonok "hűtésének" másféle változatát dolgozta ki S. Van der Meer a CERN-ben. Ez az ún. sztochasztikus hűtés, melynek a lényege a 34. ábrából érthető meg. Ha az antiprotonnyaláb eltér a nyaláb középpontjától, akkor az S jelű finom érzékelő elektróda (szenzor) észleli ezt, és eljuttatja a hibajelet a D "deflektorhoz", amely megfelelő mágnesrendszer segítségével korrigálja az eltérést, és visszatéríti a nyalábot a gyűrű tengelyvonalába. Mivel a nyalábok majdnem fénysebességgel mozognak, a helyettesítő jelet a gyűrű átlója mentén vezetik, hogy hamarább érjen a korrigáló mágneshez, mint a nyaláb. Mind a két hűtési módszert a gyakorlatban is kipróbálták, és ezek beváltották a hozzájuk fűzött reményeket. A CERN-ben a sztochasztikus megoldást használják fel; az elektron-hűtés valószínűleg a batáviai gyorsítónál (FNAL) kerül majd alkalmazásra.

Az AA vákuumkamrája egy R retesszel két részre osztható. A 35. ábrán láthatjuk az antiprotonnyaláb tömörítésének a módszerét. Az a) részábrán a baloldali térfélbe jut be az antiprotonnyaláb, amelyet a b) részábra tanúsága szerint sztochasztikus hűtéssel méreteiben csökkentünk. A c) részábrán látható, hogy a retesz felhúzása után ez



35. ábra. Az antiprotonnyaláb tömörítése (R felemelhető retesz). Sztochasztikus hűtést valósítunk meg a (b) és az (f) szakaszban. A (h) részábra azt a helyzetet mutatja be, amikor az összetömörített antiprotoncsomagot eltávolítottuk a rendszerből

a nyaláb áttevődik a jobb oldalra, tehát a vákuumkamrának a belső oldalára. A d) részábrán megjelenik a PS-ből az újabb nyaláb, amely a külső pályán halad. Megfelelő hűtés után ezt is átnyomják a jobb oldalra, és a jobb oldalon újabb tömörítést hajtanak végre, végül kijuttatják a kamrából a most már kellően kis keresztmetszetű és nagy sűrűségű, egymást sűrűn követő antiprotoncsomagokat [e) h)]. 1982 végéig sikerült a luminozitást (részecskék száma négyzetcentiméterenként és másodpercenként), ha nem is a tervezett értékre emelni, de mindenesetre lényegesen megnövelni (maximálisan  $5 \cdot 10^{28}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>), és így a tényleges kísérleteket elkezdhették.

#### 7.2.3.3 A detektálás

A kísérlet másik kulcskérdése a megfelelő detektálási módszer és megfelelő detektáló rendszer kidolgozása volt. A 36. ábrán tüntettük fel az elméletileg várható bomlási események számát a tömegközépponti energia függvényében. Mint láthatjuk, a legnagyobb valószínűséggel az az esemény következik be, amikor a vektorbozonok mellett csak viszonylag kis energiájú hadronok (X) keletkeznek és a vektorbozon bomlásakor egy elektron és egy neutrínó keletkezik, tehát a következő esemény megy végbe:

> $p + \bar{p} \rightarrow W^{\pm} + X$  $\downarrow_{e^{\pm} + v}$



36. ábra. A proton és antiproton annihilációjánál fellépő lehetséges folyamatok gyakorisága. Az abszcisszára a teljes tömegközépponti energiát vittük fel lineáris skálán, az ordinátára pedig a naponként keletkező bozonok becsült számát logaritmusskálán. A két függőleges vonal egyike a jelenlegi mérés energiájának (CERN) felel meg, a másik a FERMILAB-ban (FNAL) remélt energiának (1 TeV = 1000 GeV). A két gluon keletkezési folyamatánál az elméleti becslés bizonytalan, ezért konkrét görbe helyett egy sávot jelöltünk meg. Mint láthatjuk, a legnagyobb valószínűséggel az az esemény következik be, amikor egy töltött vektorbozon és kisenergiájú hadronok (X) keletkeznek

Az összes többi lehetséges folyamat ennél jóval kisebb valószínűségű (az ordináta logaritmikus). A vektorbozon élettartama  $10^{-20}$  s-ra becsülhető. Az ábrából levonhatjuk azt a tanulságot is, hogy kb. 10 töltött vektorbozon keletkezésére esik egy semleges Z<sup>0</sup> keletkezése. Elvben lehetőség nyílik megfelelő nagy energiákon meglehetősen kis részecskeszámmal ún. Higgs-bozonok (H) előállítására is (az egyesített elektrogyenge elmélet által megjósolt részecskék). Az első függőleges vonal a jelenlegi mérésben elért tömegközépponti energiát mutatja, a második (2 TeV körül) pedig a Batáviában várható teljes tömegközépponti energiát (itt 1000 GeVos protonnyaláb ütközik majd 1000 GeV-os antiprotonnyalábbal). A kísérleteket két különböző mérőberendezéssel végezték: az egyik az ún. UA1, a másik az UA2 (UA = Underground Area) (37. ábra). Az UA1-detektor elvi felépítése a 38. ábrán látható. Ez egy 85 m<sup>3</sup> térfogatot betöltő, 0,7 T indukciójú mágneses térben elhelyezkedő detektor, amely 10 m hosszú, 5 m széles, és mintegy 2000 tonnát nyom. Létrehozási költsége kb. 20 millió dollár. A mérőberendezés az ütközőpontból oldalra kimozdítható, és az ún. "garázsba" tolható, ahol a megfelelő karbantartási, javítási és hitelesítési munkák elvégezhetők. A berendezés impulzusfelbontása  $\pm 20\%$ körüli, 40 GeV/c-re vonatkoztatva. Az ionizációt is lehet mérni, kb. 10%-os pontossággal.



37. ábra. Az SPS kerületén látszik az UA1 és UA2 detektorok elhelyezkedése



38. ábra. Az UA1 detektor elvi felépítése. A protonnyaláb bal oldalról érkezik, az antiprotonnyaláb jobbról és a detektor közepén találkoznak. Az ütközési pontot CD centrális detektor veszi körül. Ezután kifelé haladva zápordetektor, majd hadronkaloriméter következik. Ennek a hengeres részét "gondolának" nevezték el, a két lezáró "dugót" pedig "bouchonnak". Megfelelő abszorbens réteg után nyer elhelyezést a müonazonosító (μ) Az egyik nyaláb bal oldalról, a másik jobb oldalról érkezik: az ütközési pont középen van. Ezt az ütközési pontot veszi körül a CD központi (centrális) detektor, amely 3 db hengeres geometriájú driftkamrát (fémszálak ezreit tartalmazó koordinátadetektort) tartalmaz. Ezek közül az egyik függőlegesen, a másik kettő pedig vízszintesen áll, és így teljes térbeli meghatározás lehetséges. A centrális detektort elektron kimutatására szolgáló zápordetektorok veszik körül; a zápordetektorokban az elektron elektromágneses kaszkádot hoz létre, és ennek az energiája mérhető. Egy külsőbb burok a hadronkaloriméter, amely a keletkezett hadronoknak teljes energiáját tudja mérni: bármelyik részén érkeznek a hadronok, az elnyelt energia összeadódik, és végül is megkapjuk a hadronok által elvitt összes energiát.

A központi detektort és a zápordetektort hengeresen körülvevő hadronkalorimétert "gondolának" nevezték el, a két szélét lezáró részt pedig "bouchon"-nak (franciául dugó). Megfelelő abszorbensek berakása után még egy rétege van a detektornak, és ez az esetleg keletkező nagy áthatolóképességű műonok detektálására szolgáló műonazonosító (μ), amely 8 db driftkamrát tartalmaz.

Az UA2 nagyjából hasonló elrendezésű; lényeges különbség, hogy nincs benne mágneses tér.

Az UA1 mérőberendezés építésének és a rajta végzett kísérletnek a vezetője C. Rubbia; a mérőcsoport 135 fizikusból állt, akik 12 különböző országbeli laboratóriumot képviselnek. Az UA2 valamivel szerényebb méretű: P. Darriulat vezetésével mintegy 50 fizikus 5 laboratóriumból.

### 7.2.3.4 Mérés és analízis

Mivel a mérések során egy elektron, egy neutrínó és viszonylag kis energiájú hadronok keletkeznek, így ezeket kell detektálni a mérőberendezéseknek. Az elektron észlelésére szolgál az elektromágneses zápordetektor, a hadronok és elektronok irányát a centrális detektor, a hadronok teljes energiáját pedig a hadronkaloriméter méri. Sajnos, a reakció egyik legfontosabb termékét, a neutrínót nem tudjuk detektálni. Helyette olyan eseményeket keresünk, ahol egy elektron a nyaláb irányához képest nagy merőleges impulzussal  $(p_{\perp})$  rendelkezik, és a hadronok teljes merőleges impulzusa nem egyenlő az elektronéval. Ez azt jelenti, hogy a hiányzó impulzust feltehetőleg egy neutrínó vitte el.

A modern részecskefizikai mérések lényeges része a megfelelő eseménykiválasztó feltételeknek (triggereknek) a megadása, azaz, hogy már a mérés során (on-line) csak bizonyos események adatait raktározzuk el, s az adott mérés szempontjából felesleges, általában sok nagyságrenddel több háttéreseménnyel ne törődjünk, ne terheljük vele az elektronikus áramköröket és a számítógépeket.



39. ábra. A nagy energiájú bomlási elektron jól meghatározott szögben lép ki

Ennél a mérésnél a feltételek között szerepelt, hogy milyen minimális hadronenergiát vesznek figyelembe, hogy a megfelelő elektronnyomnak és hadronnyomoknak a kölcsönhatási pont felé kell mutatniuk, továbbá, hogy az elektron nagy merőleges impulzussal rendelkezzék. Ez utóbbinak az az oka, hogy az ütközések egy nagy része után a keletkezett szekunder termékek a tárológyűrűben tovább folytatják az útjukat, és így a detektorok számára elvesznek. Ki kell választani tehát azokat az elektronnyomokat, amelyek elég nagy szögben lépnek fel ahhoz, hogy elérjék a detektort (39. ábra). A kiválasztást általában több szinten szokás megvalósítani; először egy nagyon gyors, de viszonylag általános feltételt kötnek ki, ennek teljesülése után juthatnak csak tovább az adatok. Ezek további feldolgozása valamivel később történik, és még azután is lesz későbbi, még gondosabb, még szigorúbb kiválasztás. Végül az "offline"-feldolgozás következik: a mért eseményeket számítógépprogrammokkal válogatják, elemzik.

Hogy az arányokat érzékeljük: 1982 novemberében és decemberében 30 napos mérés során mintegy 10<sup>9</sup> ütközés ment végbe a tárológyűrűben. Ebből először kiválasztottak mintegy 28 000 eseményt, ez utóbbiakat megfelelő feltételekkel 39-re csökkentették!



40. ábra. Egy W vektorbozon esemény tv-ernyőn megjelenítve

E 39 eseményt már olyannak ítélték meg, amely számításba jöhet mint vektorbozon, ezért a 39 eseményt egyenként külön megvizsgálták: átnézték és kiértékelték. Bár a detektor nem vizuálisan, hanem elektronikusan működik, a megfelelő elektronikus jelek színes képernyőn\* is megjeleníthetők, és így a 39 esemény szemléletesen tanulmányozható. Egy ilyenre mutat példát a 40. ábra (feketefehér képen). A 39 esemény közül 5 esetben nem találtak az elektronnyom mellett jet-et (szűk hadronzáport), 11 esetben találtak

\*A szín az egyes nyomok z-koordinátájáról ad információt, és így "térbeli" kép nyerhető.

ilyent, 23 esetben pedig egyszerre két szűk hadronzápor lépett fel. A 41a. ábra meggyőz arról, hogy a vektorbozonkeltéssel azok az események jöhetnek számításba, amelyeknél az elektront nem kísérte jet. Ezen az ábrán a függőleges tengelyen feltüntettük a neutrínónak az elektronnal párhuzamos mozgásához tartozó energiáját, a vízszintesen pedig a rá merőleges mozgás energiáját. Látjuk, hogy az egyedi válogatás után megmaradt 6 esemény nagy energiájú neutrínókra utal, mindegyik neutrínó az elektronnal ellentétesen lép ki, és energiája  $\approx$  30 GeV körül van. A 41b) ábrán a



41. ábra. (a) Az UA1 berendezés által észlelt 6 db W<sup>±</sup> közvetítő vektorbozon ábrázolása.  $E_{v|l}$  a neutrínóimpulzusnak az elektronéval párhuzamos,  $E_{v\perp}$  pedig az arra merőleges komponense. Az eseményt jet (szűk hadronzápor) nem kísérte, tehát feltehetően olyan reakció ment végbe, amely csak e<sup>±</sup> és v végtermékre vezetett.

(b) Ugyanaz, mint az (a) ábra, de az eseményt jet kísérte. W<sup>±</sup> nem látható

123

szűk hadronzáporral kísért eseményeket tüntettük fel, és ezek rendkívül meggyőzően bizonyítják, hogy ha jet is fellép, akkor az események mind a nulla körül csoportosulnak, tehát nincs neutrínókiszökés.

A legzavaróbb háttéreseményeket három csoportba osztották:

a) Amikor egy piont véletlenül elektronnak nézünk, vagyis az azonosítás nem működik tökéletesen.

b) Amikor  $\pi^0$ ,  $\eta^0$  vagy  $\gamma$  keletkezik, és elbomlik pozitron- és elektronpárra, de valamilyen okból ezek közül egyik sem látszik. Ez imitálhat egy magányos elektront.

c) Ha valamilyen más esemény megy végbe (pl. nehéz kvark keletkezik), és ez ugyancsak elektront, neutrínót és más részecskéket eredményez.

A gondos analízis arra vezetett, hogy ezen háttéresemények száma gyakorlatilag nulla, elhanyagolható.

Végül is az UA1-mérésben 5, az UA2 mérésben 4, azaz összesen 9 olyan eseményt találtak, amely megfelelt a kiválasztási követelményeknek, és nem lépett fel az elektronnal egyidőben hadronzápor, azaz ahol a hiányzó energiát és impulzust valószínűleg neutrínó vitte el. Ezen események során tehát nagy valószínűséggel vektorbozonok keletkeztek, és bomlottak el egy-egy elektronra, illetve neutrínóra.

### 7.2.3.5 Az eredmény

Az események alapján megpróbálták meghatározni a keletkezett vektorbozonoknak a tömegét; ezt ábrázolja a 42. ábra. Mint látjuk, az értékek 80 GeV közelében csoportosultak. A mérési eredmények alapján meg tudtak adni egy alsó határt a tömegre:

## $m_{\rm W} > 73 \ {\rm GeV/c^2}$

(90%-os konfidenciaszintnél). A hatáskeresztmetszetet a következőnek találták:

$$\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$$
.

Ha valamilyen elméleti modellt is figyelembe veszünk (az alsó határ modellfüggetlen), pl. az ún. Drell—Yan-mechanizmust, akkor a tömegre határozott értéket kapunk:

$$m_{\rm w} = 81 \pm 5 \, {\rm GeV}.$$

A Glashow—Salam—Weinberg-elmélet által jósolt tömeg 79 GeV, tehát a mért tömeg (és egyébként a hatáskeresztmetszet is) igen jó egyezésben van ezzel.



42. ábra. A mérések alapján kapott W-tömegértékek eloszlása. Ezek nagy része 80 GeV körül csoportosul

A töltött vektorbozonok felfedezése a részecskefizika nagy diadala, s a Glashow—Salam—Weinberg-elmélet újabb kísérleti megerősítése. Az események száma ugyan mindössze 9\*, másrészről viszont az eredmények hihetőségét fokozza az, hogy két különböző csoport egymástól függetlenül érte el, ami a szisztematikus hibák valószínűségét csökkenti.

# 7.2.4 Az elektrogyenge kölcsönhatást közvetítő semleges vektorbozon (Z<sup>0</sup>) felfedezése

Az előző pontban számoltunk be a CERN proton-antiproton ütközőnyalábján végzett kísérletekről, amelyek során a C. Rubbia által vezetett csoport felfedezte a gyenge kölcsönhatást közvetítő vektorbozonok elektromosan töltött változatát, a W<sup>+</sup>-t és a W<sup>-</sup>-t. Ugyanez a csoport ugyanazzal a mérőberendezéssel rövidesen újabb szenzációs felfedezést tett: sikerült 5 olyan eseményt találniuk, amelyek feltehetően a gyenge kölcsönhatást közvetítő vektorbozonok semleges változatának, a Z<sup>0</sup>-nak a bomlásából származtak [25]. A Z<sup>0</sup> léte egyértelműen következik az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatások elméletének az egyesítéséből, a Z<sup>0</sup>-részecske kísérleti kimutatása tehát ezen elmélet újabb fontos megerősítését jelenti.

\* A következő méréssorozatban már közel 100 W<sup>±</sup> eseményt észleltek.

A várható bomlási séma:

$$Z^{0} \rightarrow e^{+} + e^{-}$$
$$\downarrow_{\mu^{+} + \mu^{-}.}$$

Röviden emlékeztetünk a mérési körülményekre és a detektor (UA1) elvi felépítésére (38. ábra és a 7.2.3.3 alpont).

A proton- és antiprotonnyalábok ütközésénél 540 GeV tömegközépponti energia szabadul fel. A keletkező új részecskék bomlástermékeit a nyalábot hengerszimmetrikusan körülvevő bonyolult mérőberendezés detektálja. A henger belső részében elektromágneses kaloriméter, ezt követően hadronkaloriméter, majd pedig megfelelő abszorbensek után müondetektorok találhatók.

Az elektronkaloriméter, amely a jelenlegi mérésben különlegesen fontos szerepet játszik, 48 félhenger alakú ólomszcintillátoregységet tartalmaz. Ha a Z<sup>0</sup> bomlásánál elektronok, illetve pozitronok keletkeznek, akkor ezeket az elektromágneses kaloriméter detektálja; a bomlástermékek nem jutnak át a hadronkaloriméterbe. Ha a Z<sup>0</sup> bomlásánál müonpár keletkezik, akkor ezek keresztülhaladnak az egész berendezést körülvevő abszorbenseken, és az 50 driftkamra valamelyike detektálja őket. A driftkamrák a detektort teljesen körülveszik, és kb. 500 m<sup>2</sup>-es (!) területet fednek le. A kaloriméterek teljesen "hermetikusak", azaz nagyon kis valószínűsége van annak, hogy valamelyik részecske megszökjön a detektor belsejéből. A mágnesek mintegy 97%-án kaloriméterelemek vannak elhelyezve.

## 7.2.4.2 Eseményválogatás és kiértékelés

Az alább ismertetett eredmények 1983 áprilisában és májusában születtek, mintegy négyhetes mérési folyamat során. Többféle eseménykiválasztást (triggert) alkalmaztak; ezek közül a két legfontosabb: a) Elektrontrigger, amelynek a feladata az elektron vagy elektronpárok kiválasztása volt. Csak olyan eseményeket rögzítettek a detektorrendszerhez közvetlenül (on-line) hozzákapcsolt négy számítógép segítségével, amelyeknél az elektromágneses kaloriméter egymás melletti elemeiben legalább 10 GeV transzverzális (azaz a nyaláb irányára merőleges mozgáshoz tartozó) energia nyelődött el.

b) Müonérzékelő, amely a müonpárok kiválasztására szolgált. Az volt az előírás, hogy csak olyan eseményeket "jegyezzen fel" a számítógép, amelyeknél legalább egy, nagy áthatolóképességű részecske jutott el az abszorbensen túlra, és detektálódott a müon jelzésére szolgáló driftkamrák valamelyikében.

A további (off-line) analízisnek megfelelően három csoportba osztották az eseményeket:

a) Magányos, jól elkülönült elektromágneses részecskeegyüttesek (ún. clusterek) alakultak ki, több mint 15 GeV energiával, és az "elveszett" (nem észlelt, feltehetően neutrínó által elvitt) energia több mint 15 GeV. Az ilyen típusú események (vagy legalábbis egy részük) feltehetőleg a  $W^{\pm}$ -részecskék bomlásából származnak (lásd a 7.2.3.4 pontot).

b) Két (vagy esetleg több) elkülönült elektromágneses részecskeegyüttes keletkezik 25 GeV-nél nagyobb transzverzális energiával. Az ilyen események feltehetőleg  $Z^0$  bomlásából származnak, amelynek során elektron-pozitron pár keletkezik (43 a) és b) ábra).

c) A  $Z^0$  egy másik bomlási típusa, amikor a semleges vektorbozon müonpárra bomlik. Ezt is külön lehetett választani az analízis során (44 a) és b) ábra).

### 7.2.4.3 A háttér

A háttérnek több komponense lehet, példaként felsorolunk néhányat:

a) Elképzelhető, hogy egy nagy merőleges impulzusú, közönséges szűk hadronzápor keletkezik, és ennek bomlástermékei egy szűk nyomon haladva müont vagy elektront imitálnak.

b) Elképzelhető, hogy bizonyos típusú hadronzáporok bomlása során müonok és elektronok is keletkeznek.

c) Elképzelhető, hogy W<sup>+</sup>-W<sup>-</sup> párok képződnek.

d) Eddig még ismeretlen kvark keletkezik, amelynek bomlása elektront vagy műont szolgáltat.

e) Kozmikus sugárzásból származó müonok.

Mellőzve a rendkívül gondos és részletes analízist, csupán azt jegyezzük meg, hogy valamennyi háttér az adott energián és az adott mérőberendezés mellett elhanyagolhatónak bizonyult.



 43. ábra. (a) Egy tipikus Z<sup>0</sup>-bomlási kép vázlatos ábrázolásban a mérőberendezés képernyőjén,

(b) Ugyanaz, mint az (a) ábra, csak a megfelelő "küszöböket" kicsit megemelték; ezután csak egy elektronpár (ezek nyoma látható az ábrán) maradt meg



 44. ábra. (a) Müonpárra való Z<sup>0</sup>-bomlás a képernyőn,
 (b) Müonpárra bomlás a képernyőn az energiaküszöb kismértékű megemelésével; ekkor gyakorlatilag már csak a két müonnyom maradt meg

b)

a)

## 7.2.4.4 Mérési eredmények

Az analízis végső eredményeként 4 olyan eseményt\* találtak, amelyekben nagy energiájú elektron és egy nagy energiájú pozitron keletkezett és egy olyant, amelyben nagy energiájú  $\mu^+$ - $\mu^-$  pár keletkezett. A bomlástermékek regisztrálása és a Z<sup>0</sup>-bomlásra való következtetés egyszerűbb, mint a töltött W<sup>±</sup> vektorbozon esetében. Ott ugyanis a (elektron vagy müon mellett keletkező) neutrínó, amely detektálási szempontból szinte megfoghatatlan, elvitte az energia egy részét, és éppen ezt a hiányt kellett mérni, s ez az analízist valamelyest bizonytalanabbá tette. A Z<sup>0</sup> bomlásánál viszont jól észlelhető bomlástermékek keletkeznek.





A kapott események alapján meghatározták a  $Z^0$  tömegét (45. ábra), és erre a következő értéket kapták:

$$m_{z^0} = 95,2 \pm 2,5 \text{ GeV}/c^2$$
.

Ez — a nagyon kis statisztika ellenére — kitűnően egyezik az elmélet által megjósolt 94±2,5 GeV/ $c^2$  tömegértékkel. (A tömegmeghatározáshoz ún. sugárzási korrekciót nem használtak.)

A tömegeloszlás félszélessége 3,1 GeV/ $c^2$ -nek adódott, amely nyilván a kísérleti felbontásból és a Z<sup>0</sup> természetes szélességéből ( $\Gamma_{z^0} = 3,0$  GeV) tevődik össze. A kapott kísérleti érték azt mutatja,

\* A következő méréssorozatban 6 újabb Z<sup>0</sup>-eseményt regisztráltak (összesen tehát 10 Z<sup>0</sup>-t találtak 1984 elejéig). hogy az elméletileg várt  $\Gamma_{z^0}$  szélességet megközelítő eredményt kaptunk, és hogy a kísérleti felbontás meglehetősen jó.

A mérési adatokból meg lehetett határozni még az egyesített elektrogyenge elmélet szabad paraméterének, a Weinberg-szögnek  $(\theta_w)$  az értékét is:

$$\sin^2 \theta_{\rm w}(m_{\rm w}) = 0,226 \pm 0,011$$
.

Ez az érték kitűnő egyezésben van a világon már sok helyen más kísérletekben alacsony energián mért szögek átlagértékével:

$$\sin^2 \theta_{\rm w}(m_{\rm w}) = 0.236 \pm 0.030.$$

A mérések természetesen tovább folytak, és a statisztika növekedésével teljesen meggyőzővé vált, hogy valóban a Z<sup>0</sup>-részecskéket találták meg.

A távolabbi jövőben a CERN most tervezett új, nagy elektronpozitron ütközőnyalábos gyorsítójától, a LEP-től várható lényeges előrehaladás. A LEP esetében — bár a tömegközépponti energia kisebb lesz — várható, hogy sokkal több W és Z<sup>0</sup> (esetleg Higgsbozon, H) keletkezik, mivel a luminozitása lényegesen nagyobb lesz. Egyébként, mivel az elektronok és pozitronok mai tudásunk szerint szerkezet nélküli részecskék (szemben a protonnal és antiprotonnal, amelyek ütközése "piszkos" esemény, hiszen kvarkok és gluonok bonyolult ütközési folyamatáról van szó), remélhető, hogy a LEP lehetővé teszi újabb részecskék felfedezését, továbbá tulajdonságaik részletes tanulmányozását.

# 7.3 A "Nagy Egyesítési Elmélet"

Felmerült természetesen egy még általánosabb elmélet kidolgozásának igénye, amely az erős kölcsönhatásokat is magában foglalja. Ez lenne az ún. "Nagy Egyesítési Elmélet".

A kölcsönhatások jelenleg ismert elméletei valamennyien rendelkeznek bizonyos szimmetriákkal, s ezek osztályozása, az elméletbe való következetes beépítése a matematikai *csoportelmélet* segítségével tehető meg. A részecskefizikában különösen fontos szerepet játszanak az ún. *unitér* csoportok [pl. a síkbeli forgáscsoport: U(1), illetve a *speciális* unitér csoportok, mint SU(2), SU(3),...]. Az elektrogyenge kölcsönhatás szimmetriacsoportja az SU(2) × U(1), az erős kölcsönhatásé pedig az SU(3) csoport. A Nagy Egyesítési Elméletnek egy még nagyobb szimmetriacsoportra kell épülnie, amely magában foglalja mind a SU(3), mind az SU(2) × U(1) csoportokat. Több csoport rendelkezik ilyen sajátossággal, ezek közül azonban a legkedvezőbb az SU(5), amely a fenti követelményeknek eleget tevő legkisebb és legegyszerűbb csoport.

Az SU(5) csoportra alapozott elmélet egyik következménye, hogy a kölcsönhatásokat közvetítő részecske eddig megismert fajtái mellett még 12 új közvetítő részecskét tartalmaz; ezeket Xrészecskéknek nevezték el. Az X-részecskék legjellemzőbb tulajdonsága az, hogy a leptonokat át tudják alakítani hadronokká és viszont, emiatt az X-részecskék által közvetített kölcsönhatások ha vannak ilyenek - megsértik a barionszám megmaradásának törvényét! Előfordulhat pl., hogy egy proton elbomlik egy pozitronná (e<sup>+</sup>) és egy semleges pionná ( $\pi^0$ ). A végeredmény az lenne, hogy egy hidrogénatom teljesen sugárzássá alakulna át: ti. a protonbomlásnál keletkezett pozitron annihilálódik a hidrogénatom elektronjával, a  $\pi^0$  pedig két  $\gamma$ -fotonná sugárzódik szét. Ez a folyamat az anyagnak energiává való átalakítását sokkal nagyobb hatásfokkal valósítja meg, mint akár a maghasadás, akár a termonukleáris fúzió, (Ez utóbbi, amelynek nagyobb a hatásfoka, mint a hasadásé, a tömegnek csupán 1%-át alakítja át energiává.)

A proton várható élettartama az elmélet szerint 10<sup>32</sup> év, amely rendkívül hosszú idő. Ezért a proton bomlása gyakorlatilag semmilyen következménnyel nem jár: azt jelenti, hogy egy emberöltő alatt kb. minden tizedik embernek a testében lévő protonok közül legfeljebb 1 elbomlik. Elvi következménye azonban rendkívül alapvető lenne: az egész Univerzum stabilitása gyakorlatilag a protonok (és a leptonok) stabilitására épül.

A Nagy Egyesítési Elmélet kidolgozása folyamatban van, bizonyos következményeinek kísérleti ellenőrzése laboratóriumokban már folyik. A proton esetleges instabilitásának a kimutatása rendkívül nehéz kísérleti feladat elé állítja a fizikusokat. A kiút az, hogy nagyon sok protont veszünk egyszerre, mondjuk 1000 tonna anyagot, s néhány évig vizsgáljuk, hogy az 1000 tonnában levő mintegy  $5 \cdot 10^{32}$  számú proton közül lesz-e olyan, amelyik elbomlik. A kozmikus sugárzás okozta háttér csökkentése érdekében a protonbomlási méréseket nagy mélységekben kell elvégezni. A keletkezett bomlástermékek (pozitron és  $\pi^0$ , amelyek mindegyike  $\gamma$ sugárzássá alakul) detektálására vagy fotoelektron-sokszorozókat, vagy ún. flashcsöveket, vagy proporcionális kamrákat lehet felhasználni. A jelenleg folyó, illetve tervezett protonbomlási mérési berendezéseket a *VIII. táblázat* foglalja magában.

A kísérletek eddigi eredményeiről a következőket lehet elmondani. A legtöbb mérőberendezés működése során találtak néhány (nagyon kevés számú) olyan eseményt, amely esetleg proton bomlásával azonosítható. Az azonosítás azonban általában nem egyértelmű, és nem teljesen meggyőző. Ezenkívül voltak olyan berendezések, amelyek nem találtak ilyen eseményeket. Ezek alapján egy alsó határt lehet megadni a proton élettartamára, és ez jóval nagyobb, mint a Nagy Egyesítési Elmélet által megadott érték. Itt kell megjegyeznünk, hogy az elmélet által megadott érték meglehetősen modellfüggő, és az előbbiekben ismertetett eset a legegyszerűbb, az SU(5) csoportra épülő megoldás, amelynek több továbbfejlesztett változata is létezik. Az eddigi (negatív) kísérleti eredmények az SU(5)-t a legegyszerűbb formájában kizárják mint lehetőséget. Nem mondanak azonban semmit a továbbfejlesztett elméletről.

Nemrégiben egy új elméletet dolgoztak ki, amely szerint az ún. mágneses monopólusok (ha egyáltalán léteznek) felgyorsíthatják a protonbomlási folyamatot.

A mágneses monopólusok létét a Dirac-egyenlet csupán megengedi, a Nagy Egyesítési Elméletből viszont szükségszerűen következik, hogy mágneses monopólusoknak létezniök kell. Ez ideig kísérletileg nem sikerült őket kimutatni. Ennek egyik oka az lehet, hogy tömegük feltehetően igen nagy, 10<sup>16</sup> GeV (!) körüli.

A Nagy Egyesítési Elmélet alapján az várható, hogy igen nagy (kb. 10<sup>15</sup> GeV) energián az összes részecskék és erők lényegében egyformák lesznek. Ez az energia több mint 10 nagyságrenddel (!) meghaladja a tervezett legnagyobb energiájú gyorsítók energiáját is, és ma nem látszik valószínűnek, hogy ezt az energiát laboratóriumban valaha is elő tudjuk majd állítani.

# VIII. táblázat. Protonbomlási kísérletek

Az együttmüködők	Hely	Mélység, víz- ekvivalens m-ben	Detektor			A mérés
			anyaga	tömege, t	típusa	kezdete
Irvine—Michigan— Brookhaven	Morton Salt Mine, Ohio, USA	1600	víz	8000 (3000)	2400 FES (fotoelekt- ron-sokszorozó)	1981
Harvard—Purdue— Wisconsin	Silver King Mine, Utah, USA	1600	víz	800	800 FES	1982
Minnesota— Argonne	Soudan Iron Mine, Minnesota, USA	1800	beton és vas	30 (16)	3456 gáz propor- cionális cső	1980
Minnesota—Argon- ne—Oxford	Soudan Iron Mine, Minnesota, USA	2000	vas	1000 (650)	10000 driftkamra	
University of Pennsylvania	Homestake Gold Mine, South Dakota, USA	4400	víz	300 (150)	144 FES vízben	
Frascati—Milano— Torino	Mont Blanc alagút, Olaszország	5000	vas	150 (85)	47 168 korlátozott üzemű streamer- cső	
Orsay—Palaiseau— Paris—Saclay	Fréjus alagút, Franciaország	4200	vas	1500 (1000)	1600 kamra 200 korlátozott üzemű streamer- kamra	1983
Tata—Osaka—Tokio	Kolar Gold Fields India	7600	vas	140 (100)	1700 gáz propor- cionális cső	1980

\* A zárójelben lévő szám a régebbi detektortömeg, a nem zárójelben a jelenlegi.

133

A nagy energiájú részecskék fizikájában a kölcsönhatási energia mindig átszámolható (a határozatlansági összefüggésen keresztül) egy tipikus kölcsönhatási idővé, az pedig (a fénysebességgel szorozva) kölcsönhatási távolsággá. A Nagy Egyesítési Elmélet szerint kell lennie egy olyan távolságnak, ahol a három kölcsönhatás (az elektromágneses, a gyenge és az erős) csatolási állandóia kb. azonos értékű lesz, tehát ahol a kölcsönhatások közötti különbség elmosódik. Az a távolság, ahol ez bekövetkezik, kb. 10<sup>-29</sup> cm; ezt a távolságot egyesítési skálának (egyesítési hossz) nevezik. Ez hallatlanul kis távolság: illusztrációként megemlítiük. hogyha egyetlen protont felnagyítanánk a Napnak a méretére, akkor az egyesítési hossz mindössze 1 um-t tenne ki. Ezt a geometriai skálát átszámíthatjuk időskálára is. Az Univerzum kialakulásának nulla pontja az ún. Ősrobbanás (vagy más néven Nagy Bumm. Big Bang) után kb. 10<sup>-40</sup> s körül akkora volt az Univerzum mérete, mint amennyi az egyesítési skála. Ebben az állapotban az Univerzum hőmérséklete kb. 1018 K volt. és valamennyi részecske rendkívül hevesen, egyforma erősséggel hatott kölcsön egymással. Ebben a pillanatban csak egyfaita anyag ("ősanvag") volt, és egyféle kölcsönhatási erő létezett.

## 7.4 A szuperszimmetria-elmélet (SUSY)

Felmerülhet az az igény, hogy a gravitációs kölcsönhatást is vonjuk be az egyesített elméletbe. Ezt az elméletet, amely tehát valamennyi ma ismert kölcsönhatást egyesítené magában, szuperszimmetriának nevezzük, és az angol rövidítés alapján SUSY-val jelöljük (Super Symmetry). Az elmélet egy másik elnevezése szupergravitációs elmélet. Ezen elmélet szerint a gravitációs kölcsönhatást kétféle részecske közvetíti: az egyik az ún. graviton, amelynek a spinje 2, a másik az ún, gravitínó, amelynek a spinje 3/2. Mindkét részecske nyugalmi tömege 0. Az elméletnek megfelelő szimmetriacsoport az SU(8). Mivel most a még gyengébb gravitációs erőket is figyelembe vesszük, az eddigi  $10^{-29}$  cm helyett  $10^{-33}$ cm-rel kell számolnunk mint olyan távolsággal, amelynél a gravitációs kölcsönhatás erőssége is egyenlő lesz az összes többi kölcsönhatásnak az erősségével. Ez energiában kb. 10<sup>20</sup> GeV-nak felel meg!

A szuperszimmetria-elmélet összekapcsolja a fermionokat és a bozonokat oly módon, hogy minden "szokásos" bozonnak (illetve fermionnak) van egy megfelelő SUSY fermion (illetve bozon)

Szokásos részecskék	SUSY-partnerek				
Graviton (f)	Gravitíno (f)				
Gluon (g)	Gluino (ĝ)				
Foton (y)	Fotino (ỹ)				
W <sup>±</sup>	Wino $(\tilde{W}^{\pm})$				
"H <sup>±</sup>	ĥ±				
Higgs	Higgsinok				
Ho	ĥ°				
Z <sup>0</sup>	Zino (Ž)				
Kvarkok (q)	Skaláris kvarkok (q)				
Leptonok (l)	Skaláris leptonok (Ĩ)				

IX. táblázat. SUSY-spektroszkópia

partnere (*IX. táblázat*). Az elmélet kísérleti igazolását az jelentené, ha ezen "partnerrészecskéket", vagy legalább egy részüket sikerülne megfigyelni. Egy másik kísérleti lehetőség a következő: a SUSY is azt jósolja, hogy a proton elbomlik, azonban másféle bomlási formát is megenged, mint a Nagy Egyesítés, pl.:

$$p \rightarrow v_{\tau} + K^+,$$
  
 $p \rightarrow \mu^+ + K^0.$ 

Ez jól mutatja a kísérleti fizikusok nehéz helyzetét: óriási detektorokat építettek a Nagy Egyesítési Elmélet jóslása alapján arra, hogy kimutassák a proton bomlásánál keletkező pozitront és  $\pi^0$ -t; ha azonban a SUSY-elmélet az igaz, és nem a Nagy Egyesítési Elmélet, akkor egészen más részecskék kimutatására kell berendezkedniök.

Kísérletileg reményteljes lehet még SUSY-részecskéket keresni az elektron-pozitron és az elektron-proton ütközőnyalábokban. Az új részecskék bomlástermékeinek kimutatására szolgáló detektoroknak meglehetősen szigorú feltételeket kell kielégíteniük. Először is kiváló szűk hadronzáport (jet-et) felismerő képességgel kell rendelkezniök: képesek kell legyenek az egymás mellett futó záporok megkülönböztetésére, sőt meg kell tudni mérni az egyes záporok szélességét. Tudniuk kell mérni a hiányzó energiát, illetve impulzust még a nyaláb irányában is. Nagyon jó leptonfelismerő képességgel kell rendelkezniök. Elképzelhető, hogy egészen új típusú detektorrendszerekre van szükség, mint pl. folyadék argondetektor uránlemezekkel vagy szcintilláló szálak, esetleg BGO detektorok vagy valami egészen más.

## 7.5 A szuperhúrelmélet

Az utóbbi időben megjelentek más elméletek is, amelyek az összes kölcsönhatás egyesítését tűzték ki célul. Ezek között elméleti fizikusok körében a legperspektivikusabbnak ítélt az ún. szuperhúr-(superstring) elmélet. Ez az elmélet ugyancsak egyesítené mind a négy alapvető kölcsönhatást, igényt tart a *t*heory of *e*verything (TOE), azaz "mindennek az elmélete" elnevezésre. Alapgondolata, hogy az összes részecske, amelyet eleminek tekintettünk, nem más, mint egy egydimenziós kiterjedt objektumnak a különböző oszcillációs módozata. Ez az oszcilláció egy 10 téridő-dimenziós világban zajlik le. Az elmélet még a kidolgozás stádiumában van, kísérleti elemzése még nem kezdődött meg. A várható kísérleti következmények a következők:

a) A superstring-elmélet szerint kell léteznie a semleges közvetítő vektorbozonon, a  $Z^0$ -on kívül egy másik extra semleges mértékbozonnak is. Ez az extrabozon a  $Z^0$ -lal keveredik és csökkenti annak a tömegét.

b) Az elmélet szerint kell léteznie jobbkezes neutrínóknak is.

c) Kell létezniük skaláris kvarkoknak, amelyek vagy "konvencionális" kvarkpárokra bomlanak el (ezek a kísérlet során mint hadronjet-párok jelentkeznek), vagy egy leptonra és egy kvarkra, (ezeket kísérletileg úgy lehet észlelni, mint egy lepton- + egy hadronjetet). Az elmélet következtetéseit eddig kísérletileg nem igazolták.

# 8. Kvarkok

1911-ben E. Rutherford α-részecskékkel bombázott anyagokat, és a szórási képből arra következtetett, hogy az atomnak szerkezete van: központi kemény magból és az ezt körülvevő elektronokból áll. Filozófiájában és koncepciójában hasonló kísérleteket végeztek R. Hofstädter és munkatársai a 60-as évek végén Stanfordban, a lineáris elektrongyorsítón, ahol 15 GeV-os elektronokkal bombáztak nukleonokat. A rendkívül nagy energiájú elektronok egészen közel tudtak férkőzni a protonokhoz és a neutronokhoz, és mintegy "letapogatták" belsejüket. A kísérletek eredményeképpen kialakult szóráskép úgy magyarázható, hogy a nukleonok nem "elemi" részek, hanem szerkezettel rendelkeznek: kis kemény magok vannak bennük, amiket *partonok*nak neveztek el. Később kiderült, hogy a partonok azonosak az elmélet által már régebben megjósolt ún. *kvarkokkal.*\* Később hasonló eredményre jutottak nagy energiájú müonok szóródása során a CERN-ben.

\* A kvark elnevezés M. Gell-Mann nevéhez fűződik. A szó James Joyce: "Finnigan's Wake" c. regényének egy részletéből származik, és a könyvben tulajdonképpen nincs meghatározott jelentése. E részben az alkoholista szereplő felébredve delíriumos álmából — újabb italt kér ilyenképpen: "Three *quarks* for muster Mark". (Németül egyébként Quark túrót jelent.)

## 8.1 Kvarkfajták ("ízek")

Gell-Mann és Zweig háromféle kvark létezését tételezte fel, amelyeket az up (=fel), down (=le) és strange (=ritka, furcsa, idegen) angol szavak kezdőbetűiből u, d, s betűkkel jelöltek. Tulajdonságaik meglepőek: nem egész számú elemi töltéssel, hanem annak tört részével rendelkeznek. A kvarkok létével kapcsolatban legmegdöbbentőbb dolog a tört töltés. Meg kell azonban jegyezni, hogy az egységnyi töltés létezését semmilyen természeti törvény nem írja elő,

Kvark	Q	Y	$T_3$	
u	+ 2/3	1/3	1/2	
d	-1/3	1/3	-1/2	
S	-1/3	-2/3	0	

i yr Mai POI

X. táblázat. Kvarkkvantumszámok

egyszerűen kísérleti tapasztalat. Nem sérti meg egyetlen eddigi elvünket sem, ha léteznek tört elektromos töltések. A különböző kvarkok töltését a X. táblázat mutatja be. Az antikvarkok minden töltése (az elektromos, a hipertöltés és az izospin harmadik komponense) abszolút értékben ugyanaz, csak ellentett előjelű.

Úgy néz ki, hogy az u- és d-kvarkból, továbbá az elektronból felépíthető közvetlen környezetünk. Pl. a proton kvarkszerkezete

#### uud.

A 46. ábra alapján láthatjuk, hogyan adódik ki a proton egységnyi elektromos töltése, 1/2-és spinje és az 1-es hipertöltése. Hasonlóképpen a neutron kvarkszerkezete:\*

## udd.

\* A valóságban a helyzet bonyolultabb, és a hadronok (köztük a proton és neutron) kvarkszerkezete sokkal komplikáltabb. Leptonszórásokból ui. tudjuk, hogy pl. a nukleonok az említett három ún. "vegyérték"-kvarkon és az őket összetartó gluonokon kívül még kvark-antikvark párokból álló "kvarktengerrel" is rendelkeznek, amely utóbbi létrejöttét a vákuumpolarizációnak köszönheti. Ennek megfelelően a szórási képek értelmezése meglehetősen bonyolult.

Ha a részecskefizikus szemével nézve nagyon leegyszerűsítjük a világot, akkor azt mondhatjuk, hogy egy átlagos súlyú ember a 47. ábrán látható összetevőkből áll. Ezzel természetesen nem akarjuk azt mondani, hogy az a rendszer, amit embernek nevezünk, és a fentiek szerint kvarkokból és elektronokból tevődik össze, nem több, mint egyszerűen a három felsorolt résztvevőnek az összege. Nyilvánvaló, hogy különleges kapcsolatok lépnek fel az összetevők között. Atomok, molekulák jönnek létre, amelyek



46. ábra. A proton kvarkszerkezete és néhány kvantumszámának összetevődése kvarkkvantumszámokból

 $\begin{cases} 7,0 \cdot 10^{28} & u - kvark \\ 6,5 \cdot 10^{28} & d - kvark \\ 2,5 \cdot 10^{28} & elektron \end{cases}$ 

47. ábra. Egy ember testének összetétele - egy részecskefizikus szemszögéből nézve

között bonyolult biokémiai folyamatok játszódnak le, és nyilván a fenti kép — bár elvileg igaz — drasztikusan leegyszerűsített.

Ha a környezet fogalmát kiterjesztjük, és belevesszük pl. a kozmikus sugárzást, a mesterségesen (pl. gyorsítóval) előállított részecskék népes családját, továbbá az Univerzum fejlődésének korai szakaszát is, akkor már az antikvarkokra (és újabb típusú kvarkokra, lásd később) is szükségünk van. A mezonok egy kvarkból és egy antikvarkból állnak. Pl. a pozitív pion ( $\pi^+$ ) kvarkszerkezete:

#### ud.

A  $\pi^0$  kétféleképpen építhető fel:

## uū vagy dd.

A valóságban a  $\pi^0$  50—50%-ban tartalmazza a két felépítési lehetőséget.

A ritka részecskék felépítésében az s-kvarkok is részt vesznek. Pl.

$$K^{+} = u\bar{s},$$
  

$$K^{0} = d\bar{s},$$
  

$$K^{-} = \bar{u}s.$$

A 48. ábra a kvarkokat és antikvarkokat ábrázolja. Mint látjuk, a három kvarkot (illetve antikvarkot) egy-egy háromszög határozza meg ebben a koordináta-rendszerben.

A J/ $\Psi$  részecske úgy magyarázható, mint egy újfajta (az u-, d- és stől különböző) kvarknak és az antirészecskéjének a kötött állapota. Az új kvarkot *charmnak* (bájos, bűvös) nevezték el (c), tehát a kvarkok családja új taggal bővült. Ezek szerint a J/ $\Psi$  részecske kvarkszerkezete:

cē.

Az Y-részecske, mint azt gyaníthatjuk, egy újabb kvark létezésére utal, ezt b-kvarknak (bottom = alsó, fenék, illetve szemérmesebben beauty = szépség) nevezték el:

$$\Upsilon = b\overline{b}.$$

A kölcsönhatásaik azt mutatják, hogy a kvarkokat párokba érdemes rendezni:



48. ábra. A vízszintes tengelyen az izospin harmadik komponense  $(T_3)$ , a függőleges tengelyen a hipertöltés (Y), a ferde tengelyen pedig az elektromos töltés (Q) van feltüntetve. Ebben a koordináta rendszerben láthatjuk három kvark és három antikvark elhelyezését

Hasonlóan a Mengyelejev-rendszerhez, itt is sejthető volt, a szimmetria miatt, még egy kvarknak, a t-kvarknak (top = felső vagy truth = igazság) a létezése. Ezt még nem sikerült kísérletileg kimutatni, erről a 8.6 alfejezetben számolunk be részletesen. Érdemes megjegyezni, hogy úgy látszik, mélyen fekvő szimmetria áll fenn a kvarkok és leptonok között. A leptonokat is — mint láttuk párokba (dublettekbe) rendezhetjük el, a fenti sémához hasonlóan.

## 8.2 Szín

A kvarkoknak azt a tulajdonságát, hogy u, d, s, c, t vagy b típusúak-e, *iznek* (flavor) nevezzük. A későbbiek során kiderül, hogy a helyzet bonyolultabb, mert a kísérleti tényekkel csak akkor tudunk összhangba jutni, ha feltételezzük, hogy a kvarkok mindegyikének az íze mellett van még egy tulajdonásága, azaz van még egy kvantumszáma is. Ez utóbbit *színnek* (color) nevezték el. Természetesen mindkét szó játékos fantáziára utal, semmiképpen sincs köze a gyakorlati értelemben vett ízhez vagy színhez. (Az antikvarkok színe "ellentétes".) Az egyszerűség kedvéért arról beszélünk, hogy a kvarkok színe lehet piros, zöld és kék, az antikvarkoké "antipiros" "antizöld" és "antikék".

A ténylegesen megjelenő részecskék — a hadronok — mindegyike "színtelen" kell hogy legyen: azaz a kvarkoknak és antikvarkoknak úgy kell kombinálódniuk, hogy színeik eredőként eltűnjenek. A kvarkok kétféle módon adhatnak színtelen\* (fehér) eredőt, azaz hadront. Az egyik lehetőség, hogy három kvark kapcsolódik össze, mindegyik kvarknak más és más színe van, és a három szín (éppen úgy, mint az optikában) eredőként fehéret (színtelent) ad: ezek a barionok. A másik lehetőség, hogy egy adott színű kvark az antikvarkjával kapcsolódik össze, amikor is a szín és az "antiszín" ugyancsak kompenzálja "kifehéríti" egymást, és eredőként az objektumnak nincs színe: ily módon épülnek fel kvarkokból a mezonok.

\*A színtelen az optikában megszokott szóhasználathoz képest nem azonos a fehérrel, a részecskefizikában azonban e két jelzőt felváltva, ugyanabban az értelemben használják.

## 8.3 Gluonok

A többi kölcsönhatás mintájára feltételezhetjük, hogy az erős kölcsönhatást kvarkok között valami részecske közvetíti, éppúgy, ahogy az elektromágneses kölcsönhatást a foton és a gyenge kölcsönhatást a megfelelő vektorbozonok. Valóban, a kvantumszindinamika (kvantumkromodinamika, QCD) elmélete szerint a közvetítőknek tömeg nélküli részecskéknek kell lenniük, amelyeket "ragasztóknak", gluonoknak neveztek el. A gluonok szintén rendelkeznek színnel, éppúgy, mint a kvarkok. Összesen 8 féle gluon van, közülük 6 három-három különböző színben. Sajátos vonás, hogy színük következtében a gluonok is alkothatnak kötött állapotokat, ezeket gluonlabdáknak (glueballs) nevezték. Létüket ez ideig kísérletileg még nem sikerült megerősíteni.

Az erős kölcsönhatás tehát alapjait tekintve színkölcsönhatás, amelyet színes kvarkok között színes gluonok közvetítenek. (A kvarkok közti kölcsönhatás analógiába állítható az elektromágneses kölcsönhatás Coulomb-törvényével. A színtelen hadronok közti magerőnek ebben a hasonlatban a semleges atomok között ébredő Van der Waals-erők feleltethetők meg.) A leptonoknak nincs színük, tehát az erős kölcsönhatásban nem vesznek részt.

A QCD-elmélet szerint az erős kölcsönhatás állandója ( $\alpha_s$ ) nem igazán állandó, hanem függ a kölcsönhatásban átadott impulzustól, Q-tól is:

$$\alpha_{\rm s} = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}N_{\rm f}) \ln{(Q^2/\Lambda^2)}}.$$

A formulában  $N_f$  a lehetséges kvarkizeknek a száma (azaz jelenlegi ismereteink szerint 6), Q az átadott impulzus,  $\Lambda$  pedig egy paraméter. Tulajdonképpen  $\Lambda$  az a paraméter — és nem  $\alpha_s$  —, ami az erős kölcsönhatásokat jellemzi. A  $\Lambda$  meghatározása nehéz a logaritmikus összefüggés miatt. A kísérleti eredmények összhangban állnak azzal, hogy

$$\Lambda \approx 100 \text{ MeV}/c$$
,

ami távolságra átszámítva kb. 3 fm-nek\* felel meg.

 $1 \text{ fm} \equiv 1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm}$
A fenti formulából következik, hogy az átadott energia növekedésével csökken a kölcsönhatási csatolás értéke. Az, hogy a kölcsönhatásra jellemző paraméter a fenti formulával írható le, igen fontos következménnyel jár. Ha a kvarkok kis távolságban hatnak kölcsön, akkor a kölcsönhatási energia nagy, a csatolás viszont kicsi, és így a kvarkok majdnem szabad részecskeként viselkednek. Ez az ún. "aszimptotikus szabadság". Ebben az esetben QCD és a QED (kvantumelektrodinamika) nagyon hasonlóan viselkednek. A helyzet azonban teljesen eltérő, ha nagy távolságra vannak egymástól a kvarkok: ebben az esetben ugyanis a csatolás erőssége növekszik. Az, hogy a kvarkok között ható erő 10<sup>-12</sup> cm távolságban lényegében ugyanakkora, mint pl. 1 cm távolságban meghökkentő. (Ez, ha naiv hasonlattal akarunk élni, akkor azt mondhatjuk, hogy olyan, mint amikor a rabszolgák össze voltak láncolva, és amíg senki nem távolodott el messze a szomszédjaitól, addig — az adott kereteken belül — szabadon mozoghattak. Mihelyt azonban egy is a rabszolgák közül megpróbált távolabbra eljutni, ezzel megfeszítette a láncot, amely visszatartotta. Hasonlatunkban a láncnak a színerők felelnek meg.)

# 8.4 A szubelemi részecskék rendszerezése

Önkéntelenül felhívja magára a figyelmet az, hogy mind a kvarkokat, mind a leptonokat három dublettcsoportba lehet elrendezni. Ezek szerint ésszerű egy közös elrendezés az alábbiak mintájára:

$$\begin{pmatrix} v_e & u_p & u_z & u_k \\ e^- & d_p & d_z & d_k \end{pmatrix},$$

ahol a kvarkok indexei a megfelelő színekre (p = piros, z = zöld, k = kék) utalnak. Tudjuk azonban, hogy a fentiekben feltüntetetteknél több lepton és több kvark létezik, ez csak az első lepton-, illetve kvarkdublettnek az összefoglalása. A XI. táblázatban egy teljes képet adunk a leptonok és kvarkok elrendeződéséről. Alul helyezkedik el a fentiekben ismertetett legegyszerűbb, a közvetlen

Harmadik generáció	Leptonok		Kvarkok					
	v <sub>τ</sub>	0	tp	+ 2/3	tz	+ 2/3	t <sub>k</sub>	+ 2/3
	τ-	-1	b <sub>p</sub>	- 1/3	bz	-1/3	b <sub>k</sub>	-1/3
Második generáció	ν <sub>μ</sub>	0	Cp	+ 2/3	Cz	+ 2/3	C <sub>k</sub>	+ 2/3
	μ-	-1	Sp	-1/3	Sz	-1/3	s <sub>k</sub>	-1/3
Első generáció	ve	0	up	+ 2/3	uz	+ 2/3	u <sub>k</sub>	+2/3
	e <sup>-</sup>	sv-1	dp	-1/3	dz	-1/3	d <sub>k</sub>	-1/3

XII táblázat

környezetünket alapjában meghatározó ún. első generáció. Feljebb következik a második, majd a harmadik generáció. A kvarkok rovatában az első oszlop a piros (pindex), a második a zöld (zindex). a harmadik a kék (k index) színnek felel meg. A részecskék mellett feltüntettük mindenütt az elektromos töltést is. Mint már említettük, valamennyi atom és az összes közönséges anyag nyolc részecskéből, azaz az első generáció tagjaiból állítható össze. Figyeljük meg, hogy minden egyes generációnál az elektromos töltéseknek az összege 0-t ad. Pl. az első generációnál: -1 + 3(1/3)=0. Ez természetesen egy alapvető természeti törvény, amely azt mondja ki, hogy az elektromos töltések eredőjének 0-t kell adnia. (Gondoljunk arra, hogy az első generáció a "közönséges" anyagot tartalmazza, amely elektromosan semleges.) Lényeges pont, hogy a töltések összege csak akkor ad 0-t, ha a kvarkokat három különböző színben, azaz három különböző kvantumszámmal rendelkezőnek tekintjük. Ellenkező esetben nem jön ki a zérus, és ez rendkívül erős érv amellett, hogy valóban minden egyes kvarkfajta három különböző kvantumszámmal, színnel rendelkezik. Ha csak a kvarkíz létezne és szín nem, akkor az első generáció töltésére a következőt kapnánk: -1 + (2/3) - (1/3) = -2/3.

A részecskéket elrendezhetjük spinjüknek megfelelően is, így egy "spinlétrát" kapunk (49. ábra). A spinlétra alsó fokán helyezkednek el az ún. Higgs-részecskék, amelyek skaláris mennyiségek (skalárok). A Higgs-részecskék (H) rendkívül fontos szerepet játszanak az elméletben, ők képezik annak a mechanizmusnak az alapját, amely a leptonok, kvarkok és közbenső bozonok tömegének a megjelenéséhez vezet. E részecskék kísérleti kimutatása a részecskefizika előtt álló rendkívül fontos, alapvető jelentőségű feladat. Sajnos azonban, a hatáskeresztmetszetek igen kicsinyek ( $< 10^{-35}$  cm<sup>2</sup>). Biztató a következő két reakció:

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow Z^{0} + H^{0},$$
$$e^{+} + e^{-} \rightarrow H^{+} + H^{-}.$$

Várható, hogy ezeket a részecskéket — ha valóban léteznek — a LEP segítségével megtaláljuk. Felsőbb szinten következnek a leptonok, kvarkok, ezután a közvetítő bozonok, majd a gravitíno és a graviton.



49. ábra. A spinlétra. A részecskéket a spinjeiknek megfelelően egyre magasabban helyezzük el

Az alacsony energiákon előforduló 8 részecske (e, v, u és d, az utóbbiak 3—3 színben) mellett vannak még további részecskék is, amelyek a fizikában fellépnek. Figyelembe kell vennünk először is a részecskék antirészecskéit, ami számukat 16-ra emeli. Fel kell még tételeznünk, hogy vannak bal és jobb helicitású részecskék, ami a számot ismét megduplázza: tehát 32-re emelkedne a részecskék száma. A valóságban — eddigi tapasztalataink szerint — nincsen jobb helicitású neutrínó és bal helicitású antineutrínó, ezért azt kell mondanunk, hogy jelenleg a "legelemibb" részeknek a száma 30 körül mozog. Ez meglehetősen sok, de mindenesetre a több száznál lényegesen kevesebb.

Az 50. ábrán tréfás rajzban tüntettük fel a 6 különböző "ízű" kvarkot.



50. ábra. A hat kvark tréfás ábrázolása

Figyelembe véve az ismert leptonok és kvarkok viszonylag nagy számát és azt a tényt, hogy a leptonoknak egész számú töltései vannak, felmerülhet egy olyan elképzelés, amely szerint lehet, hogy a leptonok és talán a kvarkok is összetett részek, és néhány "szubkvarkból" állnak. Van egy olyan elképzelés, amely szerint kvarkok és leptonok két fundamentális részecske (rishonoknak vagy haplonoknak nevezik őket)\* kötött állapotai. Az egyik töltése + 1/3 lenne, a másiké pedig 0.

\* Más elnevezések: preon, straton, szubkvark.

# 8.5 A kvarkok "bebörtönzése"

A kvarkokat többször próbálták kísérletileg kimutatni, ez ideig sikertelenül. Nincs ma meggyőző kísérlet arra, hogy bárki is látott volna szabadon létező kvarkot. A kvarkok egyik legszembeszökőbb tulajdonsága a tört elektromos töltés, érthető módon ennek alapján próbálták a kvarkokat megtalálni. A klasszikus Millikan-kísérlet továbbfejlesztett változatával W. Fairbank stanfordi professzor próbálkozott — eredménytelenül. Mindenesetre eddigi ismereteink szerint a kvarkok (és gluonok) létezésének feltételezésével rendkívüli mértékben leegyszerűsödik és logikusan rendezhető a bőséges kísérleti anyag és a kb. 300 részecske dzsungelje, ami érv ugyan, de nem bizonyíték a kvarkok léte mellett.

Mivel azonban kvarkokat kísérletileg közvetlenül nem sikerült kimutatni, ezért az elmélet egy meglepő fordulatot vett: megpróbálja megmagyarázni, hogy miért nem lehet a kvarkokat szabad állapotban soha megtalálni. Ez a részleteiben még nem teljesen kidolgozott elmélet az ún. "kvarkbezárás", "kvarkbörtön" (confinement).

A bebörtönzés oka lehet a primer kölcsönhatás csatolási állandójának energiafüggése (8.3 alfejezet), amely szerint a csatolás erőssége a két kvark távolságával nő. Ha megpróbálunk egymástól eltávolítani két kvarkot, akkor a távolság növekedésével kvarkantikvark párok jönnek létre, amelyek az előbbi kvarkokkal kombinálódva egy színtelen, fehér állapotot vagy állapotokat hoznak létre. A helyzet hasonlít ahhoz, mint amikor egy mágnest kettétörünk: a törési ponton egy új északi és déli pólus jelenik meg úgy, hogy a mágnes két része mindig dipólus (monopólust nem tudunk létrehozni). Az elmélet (QCD) szerint ahhoz, hogy valamelyik kvarkot szabaddá tegyük, végtelen nagy energiát kellene befektetnünk.

Más oldalról is megfogalmazhatjuk a bebörtönzés okát: ha sikerülne szabad kvarkokat előállítani, akkor ezek nem "fehér", illetve "színtelen" objektumok lennének, ami ellentmond annak a úgy tűnik, általános — törvényszerűségnek, hogy a természetben csak színtelen képződmények valósulnak meg. Természetesen nem lehet kizárni azt a lehetőséget sem, hogy az eddig rendelkezésünkre álló energia nem volt elegendő ahhoz, hogy a kvarkokat a nukleonok belsejéből kiszabadítsuk. Hogy a bebörtönzés elmélete igaz-e, vagy technikai korlátozás következtében nem sikerült még kvarkot szabad állapotban előállítani, azt majd a jövő fogja megmutatni.

A kvarkok bebörtönzése, ha sikerül kísérletileg és elméletileg jobban megvizsgálni és megérteni, akkor egyike lehet a részecskefizika legfontosabb felfedezéseinek.

Tulajdonképpen van "szemmel látható" indirekt bizonyítékunk is a kvarkok létezésére — attól eltekintve, hogy mint már említettük, az összegyűlt kisérleti anyag értelmezése a kvarkok feltételezésével lehetséges és ésszerű. Ez az indirekt bizonyíték a szűk részecskezáporok, az ún. jet-ek létezése, amelyeket úgy foghatunk fel, mint a kvarkok "törmelékeit", ún. fragmentációját. A fragmentációnál a kvarkok közel fénysebességgel repülnek el egymástól, és amikor már elég messze jutottak, akkor a "semmiből" kvark-antikvark párokat hoznak létre. Az így keletkezett kvarkok, antikvarkok és az eredeti kvark végül is kombinálódnak, és a végeredmény. ami a szemünk előtt megjelenik: mezonok sokasága, amelyek nagyjából az eredeti kvark irányába repülnek.

# 8.6 Kísérlet a t-kvark kimutatására

A kvarkok dublettekben való elrendezése jelezte, hogy feltehetően kell még egy hatodik (t, top) kvarknak is léteznie. A táblázatokban a kérdőjel arra utal, még nincs kísérleti bizonyíték a t-kvark létére.

# 8.6.1 Mérési eljárás és analízis

A mérési módszer azonos a  $W^{\pm}$  (és Z<sup>0</sup>) felfedezésénél megismerttel (7.2.3 pont): 270 GeV energiájú protonokat ütköztettek 270 GeV energiájú antiprotonokkal a CERN SPS gyorsítóján. Itt is 2 mérőberendezés nyer elhelyezést a p és  $\bar{p}$  két ütközési pontjában, a már ismert UA1 (C. Rubbia) és UA2 (P. Darriulat) (38. ábra). Sőt a mérési anyag is azonos volt: az 1982 végén és 1983 tavasza során nyert ütközési eseményeket analizálták, azonban a  $W^{\pm}$  és Z<sup>0</sup> megtalálásánál megismerttől eltérő kiválasztási követelmények alapján [26].

Emlékeztetünk arra, hogy a közbenső vektorbozonok utáni "vadászatnál" az észlelt események közüli válogatás fő szempontja az volt, hogy a  $W^{\pm}$ -, illetve Z<sup>0</sup>-részecskék rendkívül gyors bomlásánál keletkező elektronokon és müonokon, illetve neutrínókon kívül szűk hadronzáporok (jet) *nem* lépnek fel. (41b) ábra;) (7.2.4 és 7.2.3.4 alpont) Éppen az ilyen szűk hadronzáporok által nem kisért események voltak azok, amelyeket azonosítani lehetett a vektorbozonokkal. Azok az események, amelyekben az elektront, a müont és az antineutrínót egy vagy több hadronzápor is kisért, ebből a szempontból érdektelennek ítéltettek meg. A későbbiek során ezeket a "félretett" eseményeket újra elemezték.

Várható, hogy ha a vektorbozonok bomlása során nem leptonok, hanem kvarkok keletkeznek, akkor ezeknek a felismerése sokkal bonyolultabb. A kvarkok megjelenése és kölcsönhatása, az ún. hadronizáció a kísérlet során úgy jelentkezik, hogy szűk hadronzáporok lépnek fel. Ezek pontos analízise és a bennük lévő részecskék azonosítása sokkal nehezebb feladat, mint a leptonoké. A nehézségeket fokozza, hogy a nehéz (vagy félig nehéz) kvarkok általában először elbomlanak, vagyis kisebb tömegű kvarkok keletkeznek, azaz kaszkádfolyamat lép fel, mint pl.:



Éppen ezért sokkal célravezetőbbnek látszott nem az olyan vektorbozon-bomlásokat vizsgálni, amelyeknél nem csak hadronzápor keletkezik, hanem keresni az egyszerűbb, ún. szemileptonikus bomlásokat, mint pl.:

$$V \rightarrow t + \overline{b},$$
  
 $\downarrow_{l+v+b}$ 

ahol l = e vagy  $\mu$ . Az ilyen típusú bomlások azonban sokkal kisebb valószínűséggel (mintegy tízszer ritkábban) jelennek meg. Ugyanak-

kor könnyebbséget jelent, hogy a t-kvark viszonylag nagy tömegű. Sajnos az elmélet a t-kvark tömegére nézve nem ad előzetes becslést, azonban a PETRA-n (Hamburg melletti nagy energiájú elektronpozitron ütközőnyalábos tárológyűrűs gyorsító) elért legfrissebb kísérleti eredmények egy alsó határt szabnak a t-kvark tömegére, és ez 22 GeV/ $c^2$ . Ezt a tényt, azaz, hogy a keresett t-kvark tömege jóval nagyobb, mint a többi kvark tömege, fel lehet használni arra, hogy megkülönböztessük azokat a leptonokat, amelyek a t-kvark bomlásából származnak, azoktól a leptonoktól, amelyek a kaszkádbomlás későbbi tagjaitól vagy pedig olyan típusú eseményektől származnak, mint pl.:

$$q + \bar{q} \rightarrow b + \bar{b},$$
  
 $\downarrow_{e + \bar{v} + c},$ 

Ahhoz, hogy megtaláljuk a t-kvarkot, egyértelműen meg kell határozni a lehetséges szemileptikus bomlások típusait, szignatúráját, hogy a mérőberendezésünk egyértelműen és tisztán azonosítani tudja a magányos elektronokat, müonokat, neutrínókat és a szűk hadronzáporokat.

Az 51. ábrán látható, hogy egy elektron (e<sup>-</sup>) jele az UA1detektorban a következőképpen fest: az ún. vertexdetektorban\* egy magános elektronnyom, utána az elektromágneses zápordetektorban megjelenik az elektron által kiváltott jellegzetes elektromágneses kaszkád, a hadronkaloriméterben viszont nincs jel, és a müondetektor sem lép működésbe. Ahhoz, hogy a kép még egyértelműbb legyen, bizonyos "vágásokat" kell alkalmazni, mint pl., hogy a zápordetektorban csak az olyan eseményeket kell figyelembe venni, amelyeknél valamilyen küszöbenergiánál nagyobb energia szabadult fel (ezt a küszöböt a kutatók 12 GeV-ban állapították meg), hogy a vertexdetektorban nagy merőleges impulzusú nyom jelenjen meg stb. Természetes, hogy az egyes

\*Közvetlenül a kölcsönhatási pont körül elhelyezkedő vertexdetektor rendeltetése az, hogy pontosan visszaadja a keletkezett *primer* töltött részecskék pályáját, és lehetővé tegye (az alkalmazott mágneses tér segítségével) impulzusuk pontos meghatározását.



51. ábra. Az UA1 detektor elvi felépítése. Illusztrációként látható, hogyan reagálnak a detektor egyes részei egy lepton (e<sup>-</sup>), egy hadron ( $\pi^+$ ), illetve egy müon ( $\mu^-$ ) megjelenésére

detektorelemekben észlelt nyomok illeszthetőek kell legyenek, és egy folytonos nyomot kell adjanak. Megbecsülték az elektron észlelésénél fellépő hátteret is: ezt egészen alacsony értékűnek találták.

Hasonlóképpen fontos, hogy a müonok azonosítása is egyértelmű és világos legyen. Egy müonnyom ( $\mu^-$ ) az UA1-ben úgy jelentkezik (51. ábra\*), hogy a vertexdetektorban, az elektromágneses záporkaloriméterben és a hadronkaloriméterben fellép egy, a minimális ionizációjú részecskének megfelelő nyom, és ez a nyom folytatódik az abszorbens utáni müonazonosítóban is. Természetesen mindezeknek a nyomoknak illeszkedniük kell egymáshoz geometriailag és energetikailag is, éppúgy, mint az elektronoknál. A lehetséges hátteret itt is meghatározták, és az elektromos eseményekhez képest nagyobbnak, de még így is elhanyagolhatónak találták.

Az előbbiekhez hasonlóan pontosan meg kellett határozni a mérőberendezés teljesítőképességének a határait a hadronzáporok és a neutrínók azonosításában. Az előbbieknél a probléma viszonylag egyszerű, hiszen elektromosan töltött részecskékről van szó, az utóbbiaknál gondot okoz, hogy a neutrínó közismerten nagyon ritkán hat kölcsön, s így az azonosítása — éppúgy, mint a vektorbozonok felfedezésénél — azon az alapon történik, hogy a hiányzó energia és impulzus alapján következtetünk a neutrínó irányára, energiájára, impulzusára. Mindenesetre e két utóbbi, azaz a hadronzápor és a neutrínó észlelése és azonosítása lényegesen nehezebb technikai feladat, mint az elektronoké és a müonoké.

Összefoglalólag a várható folyamat a következő:

 $p + \bar{p} \rightarrow W^+ + X$ ,

 $\downarrow$ t +  $\overline{b}$  → szűk hadronzápor,

 $\downarrow$ 1+v+b→szűk hadronzápor,

ahol l = e vagy  $\mu$ . Azaz a proton és antiproton ütközésénél egy W<sup>+</sup> vektorbozon keletkezik, ez a továbbiakban elbomlik a keresett tkvarkra és a már ismert (ugyancsak nehéz) b-kvark antirészecskéjé-

\*Az 51. ábrán nyomon követhetünk egy hadront ( $\pi^+$ ) is az UA1-ben: zápor jelenik meg a hadronkaloriméterben, a  $\mu$  viszont nem ad jelet.

re. A t-kvark tovább bomlik, és a bomlás egyik lehetséges formája szemileptonikus, azaz elektron vagy műon jelenik meg, s amellett neutrínó és b-kvark. A b- és b-kvarkok kölcsönhatásuk és/vagy bomlásuk során szűk hadronzáporokat hoznak létre. Ennek



52. ábra. A t-kvark tipikus bomlásképe: keletkezik egy elektron (vagy müon) és két szűk hadronzápor, jet (j1 és j2)

megfelelően a t-kvark bomlásának jellegzetessége: egy magányos, jól elkülönülő elektron vagy müon megjelenése, amelyet legalább két szűk hadronzápor kísér (52. ábra), továbbá az energia- és az impulzusmérlegből következik, hogy még neutrínó is felléphet.

## 8.6.2 Mérési eredmények

A kiértékelés során 152 olyan eseményt találtak, ahol egy magános elektron lépett fel, és mellette még jet vagy jet-ek keletkeztek. A megfelelő követelmények alapján ebből 19 bizonyult olyannak, ahol az elektron teljesen elkülönült volt. Ezek közül 14 az olyan esemény, ahol az elektron mellett egy jet lépett fel, 3, ahol az elektron mellett két jet keletkezett, 2 olyan, ahol az elektron három szűk hadronzáporral párosult. Az előbb elmondottak alapján a 14 eseményt el kell vetnünk, hiszen a feltételezett bomlás során legalább két jet-nek kell keletkeznie, azaz 5 olyan esemény áll rendelkezésünkre, ahol egy magányos elektron és 2 vagy ennél több szűk hadronzápor keletkezett. Természetesen lényeges szempont, hogy a hadronzáporok centrálisan keletkezzenek, azaz az elektron és a záporok kiindulópontja azonos legyen. A becsült háttér nem nagyobb, mint 0,1 esemény.

A müonos eseményeknél korrekciót kell végeznünk arra, hogy a müon esetleg kölcsönhatás nélkül átment a müonazonosítón, és figyelembe kell vennünk a hátteret is, amely bár kicsi, de nagyobb, mint az elektronos eseményeknél; becslések szerint jóval kisebb, mint 1 esemény (a 152 eseményt szolgáltató teljes mérési idő alatt). A müonháttér egyik oka lehet egy hadronbomlás, mint pl.

$$K \rightarrow \mu + \nu_{\mu}$$
.

Ilyenkor, ha a bomlástermékként keletkező müon nagyon kis szögben repül ki, akkor ez imitálhat egyetlen müonnyomot. Az ilyen események számának megbecsülésére Monte-Carlo módszert lehet alkalmazni.

Ugyancsak 5 olyan eseményt találtak, ahol világosan elkülönült müonnyom lépett fel, és ezt 2 vagy több hadronzápor kísérte. Ezek közül három esetben volt 2 és egy esetben 3 zápor (az egyik esemény bizonytalan, ezért inkább nem vették számításba).

Az 5 elektront és 4 müont tartalmazó esemény alapján úgy vélték, hogy ezek a t-kvark bomlásának feleltek meg. Sajnos a későbbi kísérletek ezt nem erősítették meg, és így a hatodik kvark kísérleti felfedezése még várat magára.

# 8.7 Kvarkplazma

Az atommagok az atomok igen nagy sűrűségű részei: 10<sup>9</sup>-szer sűrűbbek a közönséges víznél. Az atommagokban a protonok és a neutronok szakadatlan mozgásban vannak, és emiatt a "maganyag" — extrém nagy sűrűsége ellenére — gázra emlékeztet.

A maganyagot a kvarkok létezésének fényében vizsgálva, feltételezhetjük, hogy ha összenyomjuk a maganyagot, akkor a különböző kvarkrendszerek egymásba préselődnek, áthatolhatnak egymáson. Ekkor elég nagy nyomás, azaz sűrűség esetén egy olyan rendszer alakulhat ki, amelyben minden kvark közvetlen közelében sok más kvark helyezkedik el, és már nem lehet azt a kettőt vagy hármat megtalálni, amely együttesen egy nukleont alkotott. Elég nagy sűrűség esetén tehát a nukleon fogalma értelmét veszti, mert a rendszer alkotórészei többé már nem az egyedi nukleonok, hanem a kvarkok. Ez az a pont, ahol a maganyag átalakul ún. kvarkplazmává. Más szavakkal ezt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a rendkívül sűrű anyagban a kialakuló "árnyékolás" következtében fellazulhatnak a kvarkok közötti színkötések; szemléletesen: a kvarkplazma "színvezetővé" válik. A kvarkplazmában a kvarkok és a gluonok már nincsenek az egyes "elemi" részekhez kötve, és így létrejön az anyag új formája. Képletesen azt lehet mondani, hogy a világegyetem néhány ezredmásodperccel az ősrobbanás után — mielőtt még kialakulhattak volna az elemi részecskék — kvarkplazmából állt.

Az ősrobbanást laboratóriumi körülmények között úgy lehetne utánozni, hogy két feltételt teremtünk meg: az egyik, hogy egy olyan rendszerünk van, amelyben rendkívül sok elemi részecske zsúfolódik össze (ilyen pl. a maganyag), és a másik, hogy rendkívül nagy energia, pontosabban energiasűrűség áll rendelkezésünkre. A részecskefizikában igen nagy energiájú bombázórészeket lehet előállítani. A nagy sűrűségű maganyag előállítása azonban egyelőre kívül esik a technikai lehetőségeken. Elképzelhető, hogy a csillagok belsejében előfordul ilyen nagy sűrűségű maganyag. A legnagyobb térfogatú maganyag, amely a laboratóriumokban rendelkezésre áll, a nehéz atomokban van. Elvben elképzelhető, s gyakorlatilag is megvalósítható, hogy gyorsítóberendezésekben egymással ütköztetünk nehéz atommagokat.

Ilyen elképzelések már vannak: jelenleg két energiatartományban várják a kvarkplazma felbukkanását. Berkeley-ben 14,5 GeV/nukleon bombázóenergiára felgyorsított <sup>28</sup>Si-magokkal keresik az ún. bariongazdag kvarkplazmát. Azt várják, hogy ez az energia éppen arra elegendő, hogy a bombázómagot és a célmagot egymásba préselje, és így egy  $T=2\cdot10^{12}$  K-es, forró, barionszámban gazdag tartományban jön létre kvarkplazma [53. ábra a) része]. A CERNben barionmentes kvark-gluon plazmát keresnek. 1986-ban kezdtek 200 GeV/nukleon energiára felgyorsított <sup>16</sup>O-magokkal <sup>197</sup>Aumagokat bombázni. Jelenleg <sup>32</sup>S-magokat gyorsítanak, kb. 1995-re várható a 180 GeV/nukleon energiájú <sup>207</sup>Pb-magokból álló nyaláb létrehozása a CERN SPS gyorsítóján. Ezzel 4-5 GeV/fm<sup>3</sup> energiasűrűséget remélnek elérni egy kb. 6 fm sugarú térfogatban, frontális Pb-Pb ütközésekben. Ez a mai ismereteink szerint elegendő a kvark-gluon plazma előállításához. Az elmélet szerint ezen az energián már a frontálisan ütköző legnagyobb magok sem képesek teljesen lefékezni egymást, hanem egymás számára áthatolhatóvá válnak. Az ütközés közben a lövedék- és a célmag nukleonjai erősen gerjesztődnek, emiatt az egymáson áthatolt magok közötti térben sok kvark-antikvark pár képződik, így nulla barionszámú kvark-gluon plazma alakulhat ki [53. ábra b) része]. A kvark-gluon plazma élettartama elég rövid, kb 10 fm/c idő alatt hadronokká alakul [53. ábra c) része], ezért valamilyen módszert kell találnunk arra, hogy létezéséről meggyőződhessünk. Elképzelhető pl., hogy mielőtt a kvarkok hadronokká rendeződnek, még a plazmaállapotban egy kvark és egy antikvark kölcsönhatásba lép egymással és szétsugárzódik, ekkor nagy energiájú fotonpár bocsátódik ki. A fotonok elhagyják a plazmát, és detektálhatóak. A kvarkplazma kialakulására ezen kívül még a következő jelek utalhatnak: megnövekszik a ritka kvarkokat tartalmazó részecskék aránya és a leptonpárok száma, csökken a J/Y részecskék száma, polarizált  $\Lambda, \overline{\Lambda}$  részecskék jelennek meg, megnő a pionokat kibocsátó térfogat stb.

A fentiek bizonyos kapcsolatot, hidat jelentenek a magfizika és a részecskefizika között. Magfizikai oldalról rendkívül dinamikus fejlődésben van az ún. nehézionok fizikája, és mint láttuk, a nehézionok megfelelő energiára való gyorsítása az előfeltétele a kvarkplazma kimutatására vonatkozó kísérleteknek. Ugyanakkor a részecskefizikában a nagy energiájú gyorsítók fejlesztése soha nem látott ütemet ért el. Az külön kérdés, hogyan lehet (és lehet-e) e két technikát oly módon ötvözni, hogy a feltételek alkalmasak legyenek kvarkplazma létrehozására, és hogy a megfigyelhető események száma elegendő-e ahhoz, hogy a háttértől elválasztva tényleges bizonyítékot kapjunk a kvarkplazma létezésére.

Az első hidat a magfizika és a részecskefizika között az ún. EMCeffektus jelenti (lásd 9.2.4 pontot), amelynek az a lényege, hogy a kvarkok viselkedését megszabja a környezet, tehát az, hogy milyen nukleonban és milyen nukleonrendszerben léteznek.







53. ábra. Két nagy energiájú atommag ütközésének vázlatos ábrázolása: a) Berkeley, 14,5 GeV/nukleon; b) CERN, 200 GeV/nukleon; c) CERN, hadronizáció. (A relativisztikus sebességgel mozgó atommagok Lorentz-kontrahálódnak. Az ábrán q u vagy d kvarkot jelöl.)

# 8.8 Az Univerzum fejlődése

Végezetül — mintegy az eddig megismertek illusztrálására bemutatjuk a 54. ábrát, amely vázlatosan ábrázolja, hogy milyennek képzeljük ma az Univerzum kifejlődését, ha alkalmazzuk az óriásgyorsítóknál és az elméleti kutatóműhelyekben összegyűlt részecskefizikai ismereteket kozmikus méretekre, a Világegyetem egészére. Az ősrobbanás (Big Bang) után a fejlődést nyolc szakaszra lehet osztani.

Az első szakaszra vonatkozóan (az ősrobbanást követő  $10^{-43}$  sen belül) semmilyen ismeretünk nincsen: lehetséges, hogy egész mások voltak a természeti törvények, a részecskék és azok kölcsönhatásai, úgyhogy ez terra incognita. A hőmérséklet ekkor jóval nagyobb volt, mint  $10^{32}$  K.

A második szakasz  $10^{-43}$  s-tól  $10^{-33}$  s-ig tartott. E korszak kezdetén a hőmérséklet  $10^{32}$  K-ra hűlt le. Itt az X-részecskék szétestek, és kvarkok, antikvarkok magas hőmérsékletű plazmáját hagyták hátra.



54. ábra. Az Univerzum fejlődésének vázlatos ábrázolása, kezdve az ősrobbanástól egészen napjainkig. A fejlődés nyolc szakasza különböztethető meg (H. FRITZSCH: Von Urknall zum Zerfall. R. Piper Verlag, München, 1983.) A harmadik korszak 10<sup>-6</sup> s-ig tartott, ekkor a kvarkok lehűltek. Az előző korszakban az antirészecskék nagy része megsemmisült, annihilálódott a részecskékkel, és csak csekély felesleg maradt a részecskékből. Ez magyarázat lehetne az Univerzum mai anyagantianyag aszimmetriájára, nevezetesen arra, hogy antianyagot nem vagy csak alig tartalmaz. A harmadik korszak tehát a kvarkoknak a korszaka.

A negyedik szakasz  $10^{-6}$  s-tól  $10^{-3}$  s-ig tart. Ebben az időszakban a kvarkok gyorsan "kihalnak", és nagy számban megjelennek a fotonok. A megmaradt kvarkok protonokká, illetve neutronokká épülnek össze. Ez a folyamat gyakorlatilag az első ms után lezárul.

Az ötödik korszakban a neutrínók "lecsatolódnak" a többi részecskéről; eddig ugyanis a neutrínók kölcsönhatásban álltak a többi anyaggal. Az Univerzum anyagának a sűrűsége olyan nagy volt, hogy még a rendkívül gyengén kölcsönható neutrínók is találtak partnert, amellyel reakcióba léphettek. Ebben a korszakban azonban a sűrűség bár még mindig nagy, de nem elegendő ahhoz, hogy a neutrínók a többi részecskével gyakran kölcsönhatásba lépjenek.

Ha a neutrínó tömege kisebb, mint 1 eV, akkor a neutrínók az asztrofizikában nem játszanak semmilyen lényeges szerepet. Ha a neutrínóknak a tömege 10 eV körüli lenne (ahogyan a jelenlegi kísérletek jelzik), akkor a "neutrínótenger" kb. tízszer nagyobb sűrűségű lenne, mint a közönséges anyag sűrűsége a galaxisokban. Ha a neutrínótömeg nagyobb lenne, mint 50 eV, akkor ezzel átlépnénk a kritikus tömegsűrűséget, és az Univerzum tágulása előbb-utóbb megállna, és így egy zárt, vagyis térben és időben egyaránt véges Univerzummal állnánk szemben.

Amennyiben a neutrínónak tömege van, akkor hatalmas neutrínófelhők állnának össze, amelyek úgy működnének, mint egy nagy "porszívó": a kozmosznak az egyéb anyagait (mint protonok, neutronok, elektronok) gravitációs terük révén magukba szívnák. Lehet, hogy a galaxisok és a Földünk egy ilyen neutrínótengerben úsznak (55. ábra). Egy ilyen neutrínótenger létének kísérleti kimutatása nagy kihívást jelent a kísérleti részecskefizikusok és asztrofizikusok számára. Az ötödik korszak lefutása után az Univerzum kb. 75% protonból és 25% neutronból áll. Ebben a korszakban "semmisülnek meg" a pozitronok elektronokkal és a maradék elektronok azok, amelyek képezik majd az atomok elektronhéját. Az ötödik korszak végén az Univerzum tele van forró fotonokkal és neutrínókkal, ezenkívül vannak még protonok és neutronok.

A hatodik korszak 100 s-tól 30 percig tart. Erre az időszakra az a jellemző, hogy a protonokból és a neutronokból részben hélium lesz. Megindul tehát az atommagok felépülése.



55. ábra. Ha létezik neutrínófelhő, akkor a galaxisok egy "neutrínótengerben" úsznak, amelyet a pontok képviselnek (H. FRITZSCH: Von Urknall zum Zerfall. R. Piper Verlag, München, 1983.)

A hetedik korszak 30 perctől 1 millió évig tart. Ekkor képződnek és alakulnak ki az atomok, és ekkor függetlenítődnek, kapcsolódnak le a fotonok, és kezdik el saját független életüket.

A nyolcadik és egyben utolsó korszak az 1 millió évtől kezdődik. (Jelenleg az Univerzum mintegy 15 milliárd éves.) Ekkor állnak össze és alakulnak ki a galaxisok, csillagok, bolygók, majd kezdődik meg az élet kifejlődése. A korszak végén az Univerzum 77% hidrogént, 22% héliumot tartalmaz, és az összes többire mindössze 1% marad. Ebből az 1%-ból 0,8% az oxigén, amely a hélium után a leggyakoribb elem. Példaként említjük, hogy a vas, a leggyakoribb fém, amely olyan nagy szerepet játszott az emberiség fejlődésében, mindössze 0,1 százalékban képviselteti magát a galaxisokban. A hélium tehát jóval idősebb, mint a galaxisok. A dinoszaurusz



56. ábra. Az Univerzum hierarchikus felépítése. Alul látható a gyenge és a gravitációs kölcsönhatás, amely valamennyi részecskére kiterjed. Fölötte helyezkedik el az elektromágneses kölcsönhatás, amely már csak az elektromosan töltött részecskéket érinti. Az erős kölcsönhatás még kevesebb részecskére hat. Felfelé haladva látjuk az elemi építőkövekből egyre bonyolultabb struktúráknak a kialakulását (H. FRITZSCH: Von Urknall zum Zerfall. R. Piper Verlag, München, 1983.)

mintegy 100 millió évig élt a Földön, az ember mindössze néhány ezer év óta uralja környezetét. Vajon képes lesz-e arra, hogy olyan sokáig létezzen, mint a dinoszaurusz?

Az 56. ábrán az Univerzum hierarchikus felépítését mutatjuk be térskálában.

# 9. Néhány fontosabb részecskefizikai kísérleti berendezés, illetve projekt rövid, vázlatos ismertetése

# 9.1 Dubna, Szerpuhov

A standard in

#### 9.1.1 CSARM-kísérlet

A kísérlet a c-kvarkot tartalmazó (bájos) részecskék keletkezésének mechanizmusát vizsgálja hadron-hadron és hadron-mag kölcsönhatásokban a szerpuhovi gyorsító neutronnyalábjával 70 GeV energiákig. A bájos részecskék keletkezésének hatáskeresztmetszetét (a tömegszám függvényében), az új bomlási csatornákat és a keskeny barionrezonanciákat fogják kutatni.

A berendezés alapjául a BISZ-2 kísérlet elemei szolgálnak, melyet proporcionális kamrákkal, töltött részecske- és  $\gamma$ -detektorokkal egészítenek ki.

### 9.1.2 Dimezoatomok

A kísérlet célja a két mezonból álló atomok keltési hatáskeresztmetszetének, élettartamának, hullámfüggvényének meghatározása, valamint proton-mag kölcsönhatásokban egy-, két- és háromkvarkos kölcsönhatások valószínűségének vizsgálata a tömegszám függvényében, interferencia-módszerrel.

A feladat megvalósítására igen nagy statisztika szükséges, a mezonpárok relatív impulzusa igen kicsiny, és nagyon jó szögfelbontás kell, ezt kiegészítő detektorokkal és elektronikával ellátott mágneses spektrométer teszi lehetővé. A kísérlet célja a müon- és elektronneutrínó ( $v_{\mu}$  és  $v_{e}$ ) univerzalitásvizsgálata, a neutrínóoszcilláció-jelenség létezésének és egyéb ritka neutrínóreakcióknak a kutatása.

A szerpuhovi gyorsítón tervezett neutrínónyaláb különlegessége, hogy minden egyes neutrínóról megállapítható, hogy milyen bomlásban keletkezett, így a kísérleti eredmények szisztematikus hibái lényegesen csökkenthetők. A neutrínódetektor folyékony argonkaloriméterből és müonspektrométerből áll.

#### 9.1.4 2 m-es buborékkamra

A tervezett kísérlet célja neutrínó és antineutrínó nukleonokkal és magokkal való kölcsönhatásainak kutatása a szerpuhovi gyorsítón. A kölcsönhatások vizsgálatából a kvarkok magon belüli impulzuseloszlása, a kvarkok magon történő áthaladása, a hadronkeltés mechanizmusa és a kumulatív folyamatok tulajdonságai határozhatók meg.

A 2,2 m  $\times$  0,7 m  $\times$  0,7 m méretű buborékkamra propán- vagy freontöltése lehetővé teszi a töltött részecskék és a kamra effektív térfogatában töltött részecskékre bomló semleges részecskék detektálását. A kamra 1,5 T indukciójú mágneses térben helyezkedik el. A kamra belsejében Al-, Cu-, Ta-, W- és Pb-lemezeken és a kamrafolyadékban jönnek létre a neutrínó- és antineutrínókölcsönhatások. A keletkezett részecskék impulzusa és szögeik mérhetőek.

# 9.1.5 MARSZ-kísérlet

A kísérlet első fázisában a szerpuhovi gyorsítón hadron-mag kölcsönhatásokban keletkezett részecskék és rezonanciák, hadronizációs folyamatok tér-idő szerkezetét fogják vizsgálni.

Erre a célra a meglévő ГИПЕРОН-nevű berendezést, a hiányzótömeg- (missing-mass) spektrométert egészítik ki proporcionális kamrákkal és elektromágneses spektrométerrel.

A szerpuhovi UNK-n könnyűkvark- és nehézkvark-spektroszkópiát, a kvarkok kölcsönhatásának dinamikáját fogják kutatni sokrészecske-folyamatokban.

A berendezést tovább bővítik egy teljes térszögű  $4\pi$  geometriájú vertexdetektor-spektrométerrel és egy nagy méretű hadronspektrométerrel.

# 9.1.6 MDSZ (Mágneses driftspektrométer)

A kísérletben könnyű és s-kvarkok (strange = ritka) 2–3  $GeV/c^2$  tömegű gerjesztett állapotait fogják kutatni rugalmatlan diffrakciós kölcsönhatásokban, magokon.

Erre a célra a RISZK berendezést vertexdetektorként fogják felhasználni, melyet mágneses driftspektrométerrel egészítenek ki. A streamerkamra lehetőséget ad a korrelációs jelenségek vizsgálatára is.

## 9.1.7 Neutrínódetektor

1980 és 1985 között Dubnában és Szerpuhovban közös részvétellel épült fel a neutrínódetektor, amely kezdetben a jelenlegi, de intenzitásban megnövelt szerpuhovi gyorsítón, majd a későbbiekben — némi átalakítással — az UNK gyorsítón fog működni. A jelenlegi gyorsítón az 5—20 GeV tartomány érhető el; ebben a tartományban az előzetes tudományos program a következő:

a) esetleges nehéz neutrínók keresése;

b) rugalmatlan neutrínószórás vizsgálata, főleg abból a célból, hogy meghatározzák  $\theta_w$ -nek, az elektrogyenge kölcsönhatás Weinberg-szögének modellfüggetlen értékét;

c) neutrínóoszcillációk keresése;

d) neutrínók mélyen rugalmatlan szóródása magokon és nukleonokon (az ún. "twistkorrekciók" figyelembevételével);

e) bájos részecskék (c) vizsgálata, szupermagok keresése stb.

E detektor egyik legfontosabb sajátossága, hogy "aktív" céltárgyat használ fel folyadékszcintillátor formájában. A céltárgynak nagyon finom a szerkezete — az egyes osztások 1/3 sugárzási hossz nagyságúak. Lehetőség van a γ-kvantumok és elektronok különválasztására. A detektor igen nagy (90%) hatásfokkal tudja érzékelni a müonokat, és nagy pontossággal (0,5 mm) tudja mérni a részecskék pályájának egyes pontjait.

A későbbiekben a jelenlegi 40 tonna 80—120 tonnára növelhető anélkül, hogy a felbontóképesség romlana. Ezt úgy kívánják elérni, hogy szénből és alumíniumból készült lemezeket helyeznek el a detektorban, amelyeket driftszámlálókkal fognak közre.

A két fő közreműködőn (Dubna és Szerpuhov) kívül a berendezés felhasználásában, a mérésekben és az adatok kiértékelésében részt vesz még Zeuthen (NDK), és meglehetősen erős a magyar részvétel is.

A berendezés előtt fotoemulziós blokk (FE) nyer elhelyezést, amely a neutrínó-kölcsönhatások sajátos formáit tudja vizsgálni vertexdetektorkénť (lásd 23. ábra).

#### 9.1.8 PARUSZ-kísérlet

A kísérlet célja a proton-proton és proton-mag kölcsönhatásokban 2-70 GeV energiatartományban a polarizációs jelenségek tanulmányozása, a polarizáció mérése proton-proton rugalmas kölcsönhatásokban kis impulzusátadások esetén, rugalmatlan ütközésekben a keletkezett protonok energiaspektrumának és polarizációjának mérése polarizált céltárgyak felhasználásával.

A kísérletet a dubnai szinkrofazotron és a szerpuhovi szinkrotron belső protonnyalábjára tervezik vékony fólia- vagy polarizált "jet" céltárggyal. A kölcsönhatásban keletkezett részecskék detektálására, a polarizáció mérésére proporcionális kamrákból, driftkamrákból, mágneses spektrométerből és szcintillációs hodoszkóp rendszerből álló mérőberendezést építenek. A rendszer része továbbá egy gyorsneutron-detektor, amely kivételes lehetőséget ad az olyan polarizációs reakciók vizsgálatára, amelyekben neutron is keletkezik.

#### 9.1.9 RISZK-kísérlet

A kísérlet célul tűzte ki a hadron-mag kölcsönhatásokban keletkezett részecskék multiplicitása tömegszámfüggésének, a közepes ( $\approx 1$  GeV/c) merőleges impulzusú részecskét tartalmazó kölcsönhatások tulajdonságainak vizsgálatát és J/Ψ-részecske keletkezésének tanulmányozását 40 GeV-on.

A kísérlet alapberendezése egy közel 5 méter hosszúságú streamerkamra mágneses térben, melyhez a fizikai feladattól függően különböző detektor- és eseménykiválasztó rendszerek csatlakoznak. A streamerkamra besugárzása 1984-ben befejeződött, a filmfelvételek kiértékelése várhatóan még néhány évet igényel. Ebben a kísérletben sok magyar kutató vesz részt.

#### 9.1.10 "SZIGMA-AJAX"-kísérlet

A kísérlet célja a pion elektromos és mágneses polarizálhatóságának, a polarizációk összegének meghatározása, a pion-proton kölcsönhatásokban keletkező direkt  $\gamma$ -kvantumok vizsgálata, továbbá a pion-deutérium reakciókban a többkvarkos állapotok és a "szín-töltéscsere" folyamatok tanulmányozása.

A kísérleti berendezés hadron- és elektromágneses kaloriméterekből és müondetektorokból áll.

### 9.1.11 SZVD (Vertexdetektoros spektrométer)

A kísérlet feladatul tűzi ki proton-proton és pion-proton kölcsönhatásokban keletkező bájos részecskék ún. "inkluzív" hatáskeresztmetszetének mérését, a keltés mechanizmusának, gerjesztett állapotainak vizsgálatát, 50–70 GeV tartományban, a szerpuhovi gyorsítón.

A berendezés vertexdetektora gyors ciklusú, nagy pontosságú hidrogéntöltésű buborékkamra, utána proporcionális kamrákból álló mágneses spektrométer helyezkedik el. A γ-kvantumok detektálására ólomüveg hodoszkópspektrométert építenek.

# **9.2 CERN**

A CERN-ben végzett kísérletekről, épített, illetve épülő berendezésekről, továbbá tervezett mérésekről évente megjelenik egy kiadvány "Experiments at CERN in 198..." címen, amely a CERN-ből megkérhető. Az alábbiakban az 1986-os kiadvány néhány, főleg magyar vonatkozású (vagy potenciálisan magyar vonatkozású) tervezetét ismertetjük rendkívül vázlatosan. A mélyebben érdeklődőknek javasoljuk a fent említett CERN kiadvány tanulmányozását.

Néhány mérés, illetve mérési tervezet:

WA18	CHARM (CERN, Hamburg, Amsterdam, Róma,							
	Moszkva együttműködés) neutrínókísérletek*,							
WA38	monopólusok keresése,							
NA4	mélyen rugalmatlan µ-szórás,							
NA9	EMC (European Muon Collaboration),							
EHS	European Hybrid Spectrometer,							
UA1	Rubbia-féle kísérlet: W <sup>±</sup> ; Z <sup>0</sup> , t-kvark,							
UA2	Darriulat-féle kísérlet: W <sup>±</sup> , Z <sup>0</sup> , t-kvark;							

LEP-kísérletek:

UA3 monopólusok keresése,

L3 Ting-féle projekt.

DELPHI Detector with Lepton Photon and Hadron Identification, ALEPH univerzális detektor.

A fentiekben:

WA West Area (nyugati terület),

NA North Area (északi terület),

UA Underground Area (föld alatti területek).

### 9.2.1 CHARM-együttműködés

A kísérletben a nukleon szerkezetét a neutrínó semleges áramú ( $Z^0$ -kicserélődés) kölcsönhatásával szondázzák. A kapott adatokat a töltött áramú ( $W^{\pm}$ ) eredményekkel összevetve lehetővé válik a kvark-parton modell, valamint a gyenge kölcsönhatások standard elméletének ellenőrzése.

\* Ez nem azonos a dubnai CHARM-kísérlettel.

A berendezés lelke az egyben céltárgyként is szolgáló nagy térbeli felbontású kaloriméter, amely a neutrínószórásban keletkező hadronok irányát és energiáját méri. Ezt egészíti ki a műonok detektálására szolgáló spektrométer. Neutrínóforrás az SPS (57. *ábra*).

A kaloriméter 13 modulból áll, amelyek mindegyike 1,2 m hosszú és 4 m × 4 m keresztmetszetű. Egy modulon belül 6 db 8 cm vastag márványlap biztosítja az izoskalár (dzonos számú protont és



57. ábra. A WA18-berendezés, az ún. CHARM elrendezési sémája. A berendezés a CERN-ben, az SPS-en működik és neutrínófizikai méréseket végeznek vele. A koordinátadetektorokból és energiamérő szcintillátorokból, valamint márványlapokból álló kalorimétert mágneses müonazonosító követi

neutront tartalmazó) céltárgyat. A lapok közötti 20 cm-es résben helyezkednek el a kaloriméter aktív elemei: 20 db 15 cm széles és 3 cm vastag szcintillációs számláló, 128 db 3 × 3 cm<sup>2</sup> keresztmetszetű és 4 m hosszú proporcionális számláló és 256 streamercső, amelyek a proporcionális számlálókra merőlegesek. A márványlapokat 45 cm vastag mágnesezett vaskeretbe foglalták. A fenti kalorimétert egy durvább térbeli felbontású mágnesezett vaskaloriméter zárja le. A neutrínó szóródásának helyét a proporcionális számlálók és a streamercsövek segítségével határozzák meg, míg a keletkezett hadronok energiáját és irányát (a zápor súlypontjának irányát) a szcintillátorok jelének analízisével kapják.

A szórt neutrínó energiáját és irányát az energia- és impulzusmegmaradás alapján, az ütköző neutrínó paramétereinek ismeretében határozzák meg.

A berendezés tervezésében szerény magyar részvétel is volt.

### 9.2.2 WA38-kísérlet

A kísérletben részt vevő országok: Olaszország, Svájc, Szovjetunió.

A kísérlet mágneses monopólusokat keres az alábbi módon: vasport mint céltárgyat helyeznek az SPS 400 GeV-os protonnyalábjának útjába. Az esetlegesen keletkező és a céltárgyba befogódó monopólusokat úgy mutatják ki, hogy a vasport magemulzióval együtt erős mágneses térbe helyezik. A kísérlet 18 GeV/ $c^2$ tömegig képes monopólusokat kimutatni.

#### 9.2.3 NA4-kísérlet

A kísérletben részt vevő intézetek, illetve országok: Dubna, Franciaország, NSZK, Olaszország, Svájc, Szovjetunió.

A kísérletben az inkluzív, mélyen rugalmatlan müonszórást vizsgálják nagy impulzusátadások és luminozitás mellett. A jelenlegi fizikai program a proton szerkezeti függvényének nagy pontosságú mérésére, az elektromágneses-gyenge interferencia- és a nukleáris hatások kimutatására koncentrál. A SPS müonnyaláb útjába helyezett spektrométer 40 m hosszú toroid mágnes, amely 8 egységből áll. Az első 6 egység közepén húzódnak végig a folyékony hidrogén, deutérium és nitrogén céltárgyat tartalmazó tartályok. A szórt müon koordinátáit egységenként 8 proporcionális síkdetektor méri, míg az eseménykiválasztást 2 folyékony és 1 "plasztikszcintillátor" szolgáltatja. A detektor előtt elhelyezkedő céltárgy-proporcionális kamra együttes segítségével a  $Q^2$  impulzusátadás és az x skálaváltozó\* alacsony értékeire is kiterjeszthető a mérés. A kölcsönható müont a nyalábhodoszkópok detektálják (58. *ábra*).

Dubnán keresztül egy magyar csoport is részt vett a proporcionális kamrák készítésében, a mérések végzésében és az adatok kiértékelésében.

#### 9.2.4 NA9-kísérlet (EMC)

Részt vevő országok: Anglia, Franciaország, Belgium, NSZK, Olaszország, Svájc, Svédország, Szovjetunió.

A kísérlet célja a mélyen rugalmatlan müonszóródásnak a tanulmányozása volt (Deep Inelastic Muon Scattering) hidrogénben. A tömegközépponti rendszerben értelmezett hátraszórást szenvedő hadron detektálására vertexdetektor szolgált. A részecskék impulzusát egészen 200 GeV/c értékig lehetett (lefelé) mérni egy vertexmágnessel, amely streamerkamrákat tartalmazott. A részecskeazonosítás széles szögű Cserenkov-számlálók sorozatával történt, amelyet kis impulzusértékeknél repülési időt mérő számlálós hodoszkópok egészítettek ki (59. ábra). A streamer- és driftkamrákat 8 proporcionális kamra egészítette ki. A vertexmágnes 2 m átmérőjű és 1 m a rés, amelyben 1,5 T volt a mágneses indukció erőssége. A streamerkamrák belsejében egy 1 m-es cseppfolyós hidrogén céltárgy foglalt helyet.

\*  $x = \frac{Q^2}{2mv}$ , ahol  $v = E_v - E_\mu$  és *m* a nukleon tömege.



58. ábra. Az NA4 kísérleti berendezés (CERN) vázlata, amellyel műonok nukleonokon történő mélyen rugalmatlan szóródását mérték. Az ábrán a hullámos vonal egy műon pályáját (trajektóriáját) jelzi

172



59. ábra. Az EMC kísérleti berendezés (CERN) vázlata. Műonok mélyen rugalmatlan szórásának mérésére szolgált. F: repülési időt mérő hodoszkópok; C: Cserenkov-számlálók; P: proporcionális kamrák; SC: streamerkamra; W: driftkamrák; BHA, BHB: nyalábhodoszkópok; H: triggerhodoszkópok A berendezés segítségével vizsgálni lehetett a nukleonszerkezeti függvényeket, esetleges bájos részecskéket vagy jet-szerű objektumokat, továbbá inkluzív hadroneloszlásokat és teljes hadronikus végállapotokat. A berendezésen végzett mérések jelentős eredménnyel jártak; az egyik legfontosabb eredmény az ún. EMC-effektus, amelyet éppen e mérőberendezésről neveztek el. Ez az effektus lényegében hidat teremt a részecskefizika és a magfizika között, és azt jelenti, hogy az egyes nukleonok viselkedése pl. müonszórási jelenségekben függ attól, hogy a nukleon milyen magban foglal helyet, vasban-e vagy pl. alumíniumban. Ez meglepő jelenség.

A mérésben részint közvetlenül, részint az Annecy Intézeten keresztül jelentős mértékben vettek részt magyar kutatók is.

# 9.2.5 EHS mérőberendezés

Az Európai Hibrid Spektrométert (EHS) mintegy 30 laboratórium (Amerika, Nyugat-Európa, Szovjetunió, India, Japán) nagyenergiájú fizikával foglalkozó kutatói használják.

Az EHS megépítésének előzményei a következők. A negyedik, az ún. c-kvark kísérleti felfedezése — mintegy 10 évvel ezelőtt szükségessé tette azoknak a QCD által igen rövid élettartamúnak jósolt állapotoknak vagy rezonanciáknak vizsgálatát, ahol a ckvark antirészecskéjével együtt keletkezik. A kísérletek célja a cc állapotok élettartamának pontos meghatározása volt, ezért építették meg az EHS-t.

A spektrométer lelke a vertexdetektornak használt gyors működésű, nagy felbontású H<sub>2</sub>-buborékkamra, amelyben a hadronnukleon (vagy hadron-mag) kölcsönhatások végbemennek, és a semleges részecskék töltött bomlástermékei észlelhetők. A sztereofényképfelvételeken végzett mérések megadják az alacsony energiájú másodlagos részecskék fizikai jellemzőit (impulzus, térbeli szögek stb.). A spektrométer elektronikus detektorai (Cserenkov-, proporcionális és driftkamrák) lehetővé teszik a nagy energiájú, szűk térszögben előrehaladó részecskék *azonosítását* impulzus és ionizációs adatokból. A spektrométerrel több kísérletet végeznek (NA 16, NA22, NA23, NA27 stb). Az NA16 jelű kísérlet mintegy félszáz teljesen kiértékelhető esemény felhasználásával eredményesen határozta meg a  $D^{\pm}$ ,  $D^{0}$ ,  $F^{\pm}$  "charmed" rezonanciák élettartamát.

Az NA23-együttműködés jelenlegi témája a diffrakciósan keletkező ss (ritka kvarkok) és cc állapotok vizsgálata 360 GeV-os proton-proton ütközésben. Ebben a témában 1984 óta magyar munkatársak is részt vesznek.

A párhuzamosan futó NA22-es kísérlet ugyanebben a besugárzásban proton-mag (arany és alumínium) kölcsönhatások vizsgálatát folytatja előtanulmányként a tervezett kvark-gluon plazma kutatásokhoz. Az NA27-es téma a cc és bb állapotok kutatását folytatja, melynek eredményeit a tudományos világ rendkívüli érdeklődéssel várja.

# 9.2.6 UA1 mérőberendezés

Részt vevő országok: Anglia, Ausztria, Finnország, Franciaország, Norvégia, NSZK, Olaszország, Svájc, USA.

A detektor a teljes  $4\pi$  térszögben érzékeli az 540 GeV tömegközépponti energiájú proton-antiproton ütközésekben (SPS) keletkező részecskéket.

A vizsgálatok fő célja a közvetítő vektorbozonok ( $W^{\pm}$ ,  $Z^{0}$ ) közvetlen kimutatása volt. Ez utóbbiak mellett találtak olyan eseményeket is, amelyeket a t-kvark bomlásával lehetett értelmezni, de ezek nem voltak kellően meggyőzőek. Jelenleg hadronfizikai vizsgálatok (kvark-kvark, gluon-gluon kölcsönhatások) folynak a rendelkezésre álló legnagyobb energián.

#### 9.2.7 UA2 mérőberendezés

Részt vevő országok: Dánia, Franciaország, NSZK, Olaszország, Svájc.

Célkitűzései megegyeznek az UA1-kísérletével, a berendezés tervezésénél a hangsúlyt az egyszerű, de megbízható működésre helyezték.

### 9.2.8 UA3-kísérlet

Részt vevő országok: Franciaország és Svájc.

A fizika mindmáig megválaszolatlan kérdése, miért nem léteznek szabad mágneses töltések a természetben. Ez a kísérlet ilyen mágneses monopólusokat keres a jelenleg rendelkezésre álló legnagyobb energián. A mérés elve: mágneses térrel körülvett szilárdtest-nyomdetektorokat helyeznek el a proton-antiproton ütközőgyűrűn (SPS) kívül és belül, s ezeket később vegyszeres maratással értékelik ki.

## 9.2.9 L3-kísérlet

Részt vevő országok: Franciaország, Hollandia, India, Magyarország, NDK, NSZK, Kína, Olaszország, Spanyolország, Svájc, Svédország, Szovjetunió, USA.

A kísérlet egyike az épülő LEP elektron-pozitron tárológyűrű mellett elvégzendő négy kísérletnek.

A természet alapvető kölcsönhatásainak megértése elméletileg két alapvető pilléren nyugszik, a mértékinvariancián és a spontán szimmetriasértésen. A mértékinvariancia segítségével írtuk le az elektromágneses mezőt, egyesítettük az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatást, valamint a kvarkok között ható erőket.

Jóval kevésbé értjük azonban a spontán szimmetriasértést, amelynek mechanizmusát a Higgs-bozonok szabják meg. Ellentétben a  $W^{\pm}$ ,  $Z^{0}$  vektorbozonokkal, itt nincsenek határozott jóslatok, hogy mekkora energiáknál keressük ezeket. Kimutatásukhoz viszonylag ritka folyamatok nagy pontosságú mérésére van szükség, az L3-detektornak ez a feladata.

A detektor elemei egy nagy térfogatú, alacsony térerősségű szolenoid mágnesben helyezkednek el. A központi, nagy felbontóképességű nyomdetektort az érzékeny elektromágneses kaloriméter veszi körül, ezt követi a hadronkaloriméter, amely egyben müonszűrő is, és végül a müonkamrák (60. ábra).

A detektorrendszer tervezésénél a legfontosabb szempont a leptonok energiájának a lehető legpontosabb mérése volt. A két leptont tartalmazó végállapotokban a  $\Delta m/m$  tömegfelbontás jobb mint 2%.



60. ábra. Az L3 kísérleti berendezés (CERN), amely a LEP-en nyer elhelyezést

A nagyméretű mágneses tér (0,5 T kb. 12 m távolságon keresztül) és a három rétegben elhelyezkedő driftkamrák a müonok nagy pontosságú mérését teszik lehetővé.

A hadronikus energiaáramot 45%-os energiafelbontással méri a 3000 cellából álló, réz és uránium energiakonverterekből és proporcionális csövekből felépülő hadronkaloriméter. Az elektromágneses kaloriméter 12000 bizmut-germánium-oxidkristályból (BGO,  $Bi_4Ge_3O_{12}$ ) áll. Ennek a nem higroszkópos, átlátszó szcintillátornak a kiolvasása fotódiódákkal történik majd; 1 GeV feletti fotonenergiákra 1,2%-nál jobb energia- és 2 mm-es térbeli felbontást lehet elérni.

A vákuumcsövet körülvevő driftkamra a kölcsönhatási pont helyét és a töltött részecskék kezdeti irányát határozza meg. Nagy időfelbontó üzemmódban működik (TEC, Time Expansion Chamber = időexpanziós kamra), gyors, analóg-digitál konverterekkel az elektródákon kialakuló jelek teljes alakját rögzíti. Így lehetővé válik az elektron-foton szétválasztás, a müonvertex nagy pontosságú (  $\approx 30 \ \mu$ m) mérése és a bomló részecskék élettartamának közvetlen mérése.

A detektor fenti jellemzői miatt kiválóan alkalmas nem várt fizikai jelenségek tanulmányozására.

A mérések jelentős magyar részvétellel történnek.

### 9.2.10 DELPHI-detektor

Részt vevő országok: Anglia, Ausztria, Belgium, Dánia, Finnország, Franciaország, Hollandia, Görögország, Lengyelország, Norvégia, NSZK, Olaszország, Spanyolország, Svájc, Svédország, Szovjetunió, USA. A kísérletben Dubna is részt vesz.

A fizikai célkitűzések feltehetőleg — hiszen a tervezés időpontjában nehezen lehet előre megjósolni a detektor működésbe lépésének idején aktuális problémákat — a következők lesznek:

a)  $Z^0$ -fizika. A LEP gyakorlatilag egy semleges-vektorbozongyár lesz, amely egy év alatt mintegy másfél millió  $Z^0$ -eseményt (is) fog produkálni.

b) t-kvarkfizika.

c) Szabad kvarkok keresése, amely eddig még sikertelennek bizonyult.

d) Skaláris (pl. Higgs-) bozonok létezésének kimutatása és (ha léteznek) tulajdonságaiknak tanulmányozása.

e) Szűk hadronzáporok (jet-ek) tulajdonságainak vizsgálata.

A mérésekben szeretnének minél több információt nyerni az elektron-pozitron ütközéseknél lezajló fizikai eseményekről.

a) A detektor jól tudja azonosítani a hadronokat és leptonokat a teljes térszög 90%-ában, és így egyszerűbbé teszi a fizikai események értelmezését.

b) A detektor valamennyi összetevője nagyon finom térbeli eloszlású, és így térbelileg pontosan követhetők a részecskenyomok.

c) Minden egyes nyomról háromdimenziós információt ad, és méri a teljes energiaátadást (lehetővé teszi az energiamérleg felállítását).

Mindezt úgy éri el, hogy kombinálja a hagyományos módszereket ( $\approx 4\pi$  térszög lefedése elektromágneses- és hadronkaloriméterekkel és müonszámlálókkal) az újszerű technikával: egyrészt ún. időprojekciós kamrákkal, amelyek alkalmasak térbeli leképzésre és ionizáció mérésére, másrészt speciális, jelenleg kidolgozás alatt álló gyűrű leképzésű Cserenkov-detektorokkal, amelyek a sebességet határozzák meg pontosan, és alkalmasak egyes részecskék különválasztására.

Az egész detektor egy hatalmas mágneses terem (61. ábra), amelyben szupravezető szolenoidtekercsek segítségével 1,2 T indukciójú mágneses tér állítható elő, jó homogenitással. A mágneses tér hossza 6,8 m, és a mágnes 2400 tonna vasat tartalmaz.

Az elektron és pozitron ütközéspontjának közelében speciális szilícium vertexdetektor nyer elhelyezést, amely 10  $\mu$ m-nél jobb felbontású, néhány centiméterre a vákuumcsőtől helyezhető el, és így buborékkamra- pontosságú képet ad a kölcsönhatás közvetlen környezetéről. A vertexdetektor mikrofóliákból áll, amelyeknek az érzékeny felülete 24 × 0,36 mm.

A detektor egyik legfontosabb összetevője a TPC (Time Projection Chamber = időprojekciós kamra), amely a driftkamrának egy olyan speciális változata, ami lehetővé teszi a részecskenyomokról térbeli felvételeknek a készítését. A TPC első részében (ahol


61. ábra. A DELPHI mérőberendezés, amelyet a LEP-en fognak elhelyezni

egymással és a nyalábokkal párhuzamos homogén mágneses és elektromos tér van) a részecskenyom elektronokká "képződik le", amelyek xy síkbeli helyzete leolvasható (két egymásra merőleges kamrasík van). Az az idő, amely a részecske megjelenése és a proporcionális kamra elektromos impulzusának megjelenése között telik el (drift idő) megadja a mélységbeli, a z koordinátát. Az idő is "leképződik" tehát. Rövid időközönként megmérve az egyes driftkamrahuzalokon megjelenő töltések nagyságát, az egyes nyomok ionizációját is meg lehet határozni. A TPC alkalmas több részecskenyom egyidejű meghatározására is. A térbeli felbontás 100 µm, az időbeli ns nagyságrendű. A TPC 1800 szálat tartalmaz, és van még két előreszórás mérésére alkalmas számláló is, összesen 1000 szállal.

A töltött hadronok azonosítására egy új típusú mérőberendezés szolgál, az ún. RICH (Ring Imaging Cherenkov), azaz gyűrű leképzésű Cserenkov-detektor. A töltött részecske nyomára merőleges síkon a Cserenkov-fény gyűrű alakú képet alkot, ezt a képet optoelektronikus detektorokkal regisztrálják. E detektorok két fajtáját is felhasználja a DELPHI: az egyik a mélyhűtött (kriogenikus), hordó alakú RICH, amely a részecskék sebességét méri, és így szétválasztja a pionokat és kaonokat, maximálisan 8 GeV/c impulzusig; a másik a gáz (illetve "meleg" folyadék) RICH, amely 35°-nál kisebb azimut szögben méri a sebességet, és így 35 GeV/c impulzusig választja szét a pionokat a kaonoktól. A hordó alakú, cseppfolyós argont tartalmazó elektromágneses kaloriméter a mágneses tekercseken belül helyezkedik el.

Hadronkaloriméterként magának a mágnesnek a lamellált vasmagját használják fel (ezekben megy végbe a hadronok kölcsönhatása), amelyek közé aktív — a keletkezett töltött részecskéket detektáló — elemeket helyeznek el. Aktív elemként gáztöltésű plasztikcsöveket (streamercsöveket) használnak, amelyek elektromos térben helyezkednek el. Az ionizáló részecske hatására a csőben elektromos kisülés indul meg. Ugyanilyen csövek szolgálnak detektorként.

Várható, hogy a berendezés felépítése kb. 5 évet vesz igénybe: 1983-ban kezdődött el. Az egész detektor megépítése mintegy 55 millió svájci frankba kerül, és 550 "emberévnyi" munkát (!) igényel. A legköltségesebb tétel a mágneses rendszernek a létrehozása (17 millió svájci frank); ez gyakorlatilag a vasmegmunkálás költségeit teszi ki. Kiemelkedően sok munkát (100 emberévet) igényel a RICHdetektor kidolgozása és elkészítése. A legtöbb (70 ezer) elektronikus csatornával a müondetektor rendelkezik. A legnagyobb elektronikus költsége a TPC-nek van: 6 millió svájci frank. A mikroprocesszorok és számítógépek "csak" 1,5 millió svájci frankot visznek el.

Az együttműködés egyes tagjai között munkamegosztás alakul ki; ebben a munkamegosztásban a dubnai intézet a mágneses rendszer és a streamercsövek egy részének elkészítését vállalta magára. Az intenzív dubnai részvétel lehetővé tette magyarok részvételét is.

# 9.2.11 ALEPH-detektor

Részt vevő országok: Anglia, Dánia, Franciaország, Görögország, Kína, NSZK, Olaszország, Svájc, USA.

Az ALEPH a LEP tárológyűrű mellett helyezkedik majd el, és az  $e^+e^-$ -ütközésben létrejövő bonyolult eseményekről a lehető legtöbb információt szolgáltatja. Egy 5 m átmérőjű és 6 m hosszú szupravezető mágnes 1,5 T indukciójú térerőt hoz létre. A részecskedetektálást az egymást rétegekben követő detektorok végzik. A szupravezető-tekercseken belül találjuk (62. ábra):

1. a rövid élettartamú részecskék bomlási helyét mérő – félvezető felületén kialakított vezetősávokból álló – detektort;

2. a központi nyomdetektort, amely egy driftkamra;

 egy TPC-t (időprojekciós kamrát), amely a részecskék irányán és impulzusán kívül az azonosításhoz szükséges ionizációt is szolgáltatja;

4. az e- $\gamma$  kalorimétert, amely 2 mm-es ólomlemezek között elhelyezkedő proporcionális számlálókból áll. Kiolvasásához az alábbi geometriát használják: a 80000 négyzetes alapú, a kölcsönhatási pont felé mutató, csonka gúla alakú cella mindegyike három részre van osztva a sugár mentén, az elektronok jobb azonosítása érdekében.



62. ábra. A LEP-re tervezett ALEPH-berendezés

183

A szupravezető tekercsen kívül helyezkedik el:

a) az 1,2 m összvastagságú vasmagban 5 cm-es vasrétegek között
10<sup>5</sup> streamercső (hadronkaloriméter),

b) két rétegből álló driftcsőrendszer a müonok mérésére.

A nagy mágneses tér és a TPC jó impulzusmérést eredményez, a jó térfelbontású e-γ kaloriméter pedig jó elektron-müon azonosítást.

### 9.3 Egyéb kísérletek

#### 9.3.1 Fréjus-kísérlet

A detektor a Fréjus-alagútban (Mont Blanc, Franciaország), 4500 m vízegyenérték mélységében helyezkedik el; a Nagy Egyesítési Elméletekben megjósolt protonbomlást méri. 3 mm-es vaslemezek között elhelyezkedő, ún. flashszámlálókból áll, amelyeket kapacitív úton olvasnak ki. A detektor tömege 1500 tonna, átlagos sűrűsége 2 g/cm<sup>3</sup>. Érzékenysége  $10^{31}$  év nukleon-élettartam esetén 10 esemény/év (63. ábra).

### 9.3.2 Gran Sasso-kísérletek

Részecskefizikus körökben kialakult egy olyan álláspont, hogy a gyorsítóval végzett részecskefizikusi kísérletek mellett erőteljesen kell fejleszteni az ezredfordulóig a "föld alatti fizikát" (Underground Science). Ennek keretében a Gran Sasso (hegy, Rómától mintegy 150 km-re) alatt meg akarnak építeni kb. 5 ezer méter vízekvivalens mélységben egy óriási föld alatti laboratóriumot. Ebben több mérőberendezés foglal helyet, köztük egy modul felépítésű, óriási föld alatti detektor ("GUD" = Grand Underground Detector), amelynek a tömege 10 ezer t-ig növelhető. A detektor felépítése kalorimetrikus és nem Cserenkov-típusú; plasztik flashkamrákat kívánnak felhasználni.

A Gran Sasso tudományos programjában szerepel a neutrínófizika (LVD, GALLEX), mágneses monopólusok keresése, a proton instabilitásának a vizsgálata, kozmikus sugárzási vizsgálatok, gravitációs hullámok, kettős béta-bomlás tanulmányozása és geofizikai mérések. Az LVD (Large Volume Detector) egy  $31 \times 13 \times 12$  m<sup>3</sup>-es folyadékszcintillációs detektor, amely 1800 t szcintillátoranyagot tartalmaz, és köztük streamercsövekből álló koordinátadetektorokat is magában foglal. Mintegy 30 ezer huzal van a detektorban, ami  $\pm 1$  cm-es hely-, illetve 0,5° szögfelbontást tesz lehetővé. Ugyanakkor a vertex meghatározására a detektor nem alkalmas.

A GALLEX (Gallium Experiment) programja a következő. A Gran Sasso Laboratóriumban elhelyeznek 30 t gallium-kloridot, amely a neutrínók detektálására szolgál. A neutrínó-kölcsönhatás termékeképpen kapott germánium felezési ideje 11,4 nap. A gallium-



63. ábra. A Fréjus-alagútba tervezett mérőberendezés föld alatti neutrínókísérletek végzésére és protonélettartam mérésére

kloridot kb. 2 hétig a Gran Sasso föld alatti laboratóriumban állni hagyják, majd kivonják a keletkezett néhány Ge-atommagot. Megfelelő kémiai tisztítás után a kapott gázt kb. 1/2 cm<sup>3</sup>-be sűrítik, össszekeverik xenonnal és ez lesz egy proporcionális számláló töltőgáza. Naponta mintegy 1 radioaktív atommag keletkezésével lehet számolni, ami mutatja a kísérlet nehézségét. Kalibráció céljaira



64. ábra. A Gran Sasso (Rómához közel) föld alatti óriási laboratórium (nyíl) elhelyezése

a detektor belsejébe egy mesterséges neutrínóforrást, nevezetesen Cr-ot fognak elhelyezni. Ebből igen nagy mennyiségre, mintegy 120 kg-ra van szükség. Az előállítás dúsított Cr-ból kiindulva reaktorban történhet. A kísérletben az NSZK-n kívül részt vesz Olaszország, Franciaország, Izraeel és az USA (Brookhaven).

A laboratóriumot nemzetközinek szánják, amelynek a tevékenységében akár kisebb egyetemi csoportok számára is van hely.

A földmunkák gyakorlatilag befejeződtek, a szükséges pénz (mintegy 30 millió dollár) rendelkezésre áll. Az elképzelések szerint az új laboratórium 1990-ben kezdi meg munkáját (64. ábra).

### 9.3.3 IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) együttműködés

A detektor az USA-ban található egy sóbányában, 1570 m vízegyenérték mélységben. Az árnyékolás jellemzői: kozmikus müonok gyakorisága 2,7/s, amelynek 3%-a megálló müon. A kozmikus neutrínók száma 1/nap. A detektor 8000 tonna vízből áll, amelyben 2048 fotoelektronsokszorozó csővel figyelik a protonbomlásban keletkező részecskék Cserenkov-sugárzását (65. ábra).



65. ábra. IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) mérőberendezés

#### 9.3.4 NUSEX-kísérlet (Mont Blanc)

Résztvevők: CERN, Frascati, Milan, Turin.

A mérőberendezés a Mont Blanc hegységben vágott alagútban helyezkedik el, mintegy 4500 m vízegyenérték mélységben. Célja: a proton esetleges bomlásának kísérleti kimutatása. A többi hasonló mérőberendezéstől abban tér el, hogy nem Cserenkov-detektorokat alkalmaznak, hanem digitális kalorimétert. Ez utóbbi 1 cm-es vaslemezekből áll, amelyek között rétegenként plasztik streamerkamrák helyezkednek el. A detektor maga egy 3,5 m élű kocka, amely 134 vízszintes vaslemezt és közel 43 ezer plasztik streamercsövet tartalmaz. A csövek 2:1:1 arányban szén-dioxidot, argont és nitrogén-pentánt tartalmaznak. A jel kiolvasása kapacitív úton történik. A detektor tömege 160 tonna, átlagos sűrűsége 2, érzékenysége 10<sup>31</sup> év élettartam esetén 10 esemény/év.

### 9.3.5 SNO\*

A nagy mérőberendezés 1000 t különlegesen tisztított, 99,85%-nál tisztább nehézvizet tartalmaz, amelyet egy acryl tartályban helyeznek el. Az egész berendezés 2000 m (ez 5900 m vízekvivalensnek felel meg) mélyen a Creighton bányában, Sudbury mellett (Kanada, Ontario) helyezkedik el. Ez a mélység drasztikusan lecsökkenti a kozmikus eredetű egyéb zavaró jelenségeket, pl. a kozmikus sugárzásból származó müonokat. Marad azonban a háttérnek még egy másik forrása és ez az anyagok természetes radioaktivitása. Mivel nagyon ritka események vizsgálatáról van szó, különleges gonddal vizsgálták meg a problémának ezt az oldalát. Először is a nehézvíztartályt körülveszik 4 m vastag közönséges tiszta vízzel, majd ezt speciálisan előre kiválogatott alacsony radioaktív sugárzású betonnal. Itt elsősorban a tórium- és az urániumszennyezés az, ami ellen védekezni kell.

A víztarályban 1955 db fél méter átmérőjű Hamamatsu típusú (japán) fotoelektron-sokszorozót helyeznek el.

Többféle reakció alakulhat ki a neutrínó, illetve az antineutrínó nehézvízben való kölcsönhatásakor. Ezek a következők:

a) Az ún. inverz béta-bomlás:

$$v_e + d \rightarrow p + p + e^{-1}$$

\* Sudbury Neutrino Observatory

Ennél monoenergetikus neutrínók monoenergetikus elektronokat keltenek. Éppen ezért ez a reakció kíválóan alkalmas arra, hogy megmérjük az elektronneutrínóknak az energiaspektrumát.

b) Egy másik lehetséges reakciótípus a rugalmas szóródás:

$$v_x + e \rightarrow v_x + e$$
.

A standard elektrogyenge elmélet szerint ez a folyamat majdnem kizárólagosan csak elektronneutrínók ( $v_e$ ) esetében lép fel, és éppen ezért kitűnő eszköz arra, hogy megkülönböztesse a különböző típusú neutrínókat.

c) A harmadik folyamat:

$$v_x + d \rightarrow v_x + p + n$$
.

Ez a reakció teljesen független a neutrínó típusától, és így alkalmas arra, hogy az előző reakcióval összevetve meg tudjuk határozni az elektronneutrínóknak más típusú neutrínókhoz ( $v_{\mu}$ ,  $v_{\tau}$ ) való arányát és az esetleg fellépő oszcillációt. Ennél a reakciónál a fellépő neutront detektáljuk, mégpedig úgy, hogy a nehézvízben nátriumkloridot oldunk fel az ebben végigmenő reakció során gammasugarak lépnek fel, és így végsősoron ezek detektálódnak.

d) Az antineutrínók egyik lehetséges reakciója:

$$\bar{v}_e + d \rightarrow n + n + e^+$$
.

Itt a kísérleti jel a következő lesz: egy pozitron és utána két neutronbefogási gamma.

e) Végül:

$$\bar{v}_{e} + p \rightarrow n + e^{+}$$
.

Itt a pozitront detektáljuk.

Az összes fenti reakcióban a keletkezett töltött termékek mozgása által keltett Cserenkov-fényt használjuk fel, amelyet fotoelektronsokszorozók detektálnak.

Az ötlet megvalósítását az teszi lehetővé, hogy Kanadában közismerten nehézvíz-moderátorú és -hűtésű reaktorokat készítenek eladásra. Ezért nagy mennyiségű tiszta nehézvíz hever raktáron, annál is inkább, mert az utóbbi időben az érdeklődés a reaktorvásárlás terén lényegesen csökkent. Ezt a tartalékot kívánják kölcsönvenni ingyen (gyakorlatilag csak a biztosítási díjat kell érte fizetni) a kutatók. A kanadai állam erre hajlandó, hiszen a raktáron tartott nehézvízzel úgy sem tud mit kezdeni, és ez a nehézvíz bármikor visszaszolgáltatható, hiszen a kísérlet során természetesen nem használódik el belőle semmi.

10 intézet mintegy 30 fizikusa dolgozik jelenleg a projekten, Kanadából, USA-ból és Angliából. A becsült költség mintegy 35 millió kanadai dollár, és úgy tervezik, hogy a jóváhagyástól kezdve (ami most zajlik) 4 évig tart az egésznek a felépítése.

# Irodalom

### I.1 Részecskefizika ismeretterjesztő szinten

MARX GY .: Túl az atomfizikán. Gondolat Kiadó, Budapest, 1961.

TORÓ T.: A neutrínó. Gondolat Kiadó, Budapest, 1976.

KATONA Z.: Elemi részek. Gondolat Kiadó, Budapest, 1978.

A. Sz. POTURA: Utazás az elemi részecskék világába. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1980.

H. FRITZSCH: Quarks. R. Piper Verlag, München-Zürich, 1981.

#### I.2 Kísérleti részecskefizikai összefoglaló irodalom

NAGY E .: Kísérleti részecskefizika. ELTE jegyzet, Budapest, 1975.

E. LOHRMANN: Hochenergie-Physik. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1981.

- D. H. PERKINS: An Introduction to High Energy Physics. Assison-Wesley, Oxford, 1983.
- P. D. B. COLLINS—A. D. MARTIN: Hadron Interactions. Adam Hilger, Bristol— Boston, 1984.
- K. N. MUHIN: Kísérleti magfizika II. Elemi részecskék fizikája. Tankönyvkiadó, Budapest, 1985.
- Physics through the 1990s. Elementary Particle Physics. National Academy Press, Washington, DC, 1986.
- R. C. FERNOW: Introduction to Experimental Particle Physics. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1986.

## I.3 A részecskefizika technikáját összefoglaló irodalom

B. Rossi: High Energy Particles. New York (1952)

- DAHL-JENSEN—W. O. LOCK: V. Intern. Conf. on Nuclear Photography, CERN 65-4 E. (1965).
- E. FENYVES—O. HAIMAN: The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurements. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1969.

- G. F. KNOLL: Radiation Detection and Measurements. Wiley, New York-Chichester-Brisbane-Toronto, 1979.
- C. W. FABIAN—H. G. FISCHER: Particle Detectors. Reports on Progress in Physics 43, 1004 (1980).
- R. S. PANVINI—S. E. CSORNA: High Energy e<sup>+</sup> e<sup>-</sup> Interactions. Vanderbilt (1980) American Inst. of Physics, New York, 1980
- C. W. FABJAN-H. G. FISCHER: Technical Reports, CERN EP/80-27 (1980).
- H. HÄNNI—J. SCHECKER: Fourth Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics. CERN 84—09 (1984).

KISS D.-KAJCSOS ZS .: Nukleáris technika. Tankönyvkiadó, Budapest, 1984.

### I.4 Elméleti részecskefizikai összefoglaló irodalom

L. B. OKUN: Weak Interactions of Elementary Particles. Pergamon Press, Oxford, 1965.

W. T. EADIE—D. DRIJARD—F. E. JAMES—M. ROOS—B. SADOVLET: Statistical Methods in Experimental Physics. North-Holland, Amsterdam—London, 1971.

- Н. Н. Боголюбов—Д. В. Ширков: Введение в теорию квантованных полей. Наука. Москва, 1973.
- L. D. LANDAU-E. M. LIFSIC: Elméleti Fizika IV. Tankönyvkiadó, Budapest, 1979.
- E. LEADER-E. PREDAZZI: An Introduction to Gauge Theories and the "New Physics". Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1982.
- T. D. LEE: Particle Physics and Introduction to Field Theory. Harwood Academic Publishers, Shur—London—New York, 1981.
- Л. Б. Окунь: Физика элементарных частиц. Наука. Москва, 1984.
- Л. Б. Окунь: Лептоны и кварки. Наука, Москва, 1981.

### I.5 Eredeti publikációk

- 1. C. D. ANDERSON: Phys. Rev. 43, 491 (1933).
- 2. C. D. ANDERSON: Phys. Rev. 44, 406 (1933).
- 3. S. H. NEDDERMEYER-C. D. ANDERSON: Phys. Rev. 54, 88 (1938).
- 4. B. Rossi-N. NERESON: Phys. Rev. 62, 417 (1942).
- 5. D. Kiss: Acta Phys. Hung. 5, 2751 (1955).
- 6. K. L. GIOVANETTI et al.: Phys. Rev. D. 29, 343 (1984).
- 7. G. D. ROCHESTER-C. C. BUTLER: Nature 160, 855 (1946).
- 8. C. M. G. LATTES-G. P. S. OCCHIALINI-C. F. POWELL: Nature 160, 453 (1947).
- 9. J. STEINBERGER-W. K. H. PANOFSKY-J. STELLER: Phys. Rev. 78, 802 (1950).
- 10. O. CHAMBERLAIN-E. SEGRE: Phys. Rev. 100, 947 (1955).
- 11. M. L. PERL et al.: Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975) SLAC.
- 12. J. BURMESTER et al.: Phys. Lett. 68B, 297 (1977) DESY.
- 13. G. FLÜGGE: Z. Physik C, Particles and Fields 1, 121 (1979, összefoglaló).
- 14. G. W. RODEBACK-E. S. ALLEN: Phys. Rev. 86, 446 (1952).

- 15. J. CSIKAI-A. SZALAY: NUOV. Cim. 5, 1011 (1957).
- 16. F. REINES-C. L. COWAN: Phys. Rev. 113, 273 (1959).
- G. DANBY—J. M. GAILLARD—K. GOULIANOS—L. M. LEDERMAN—N. MISTRY— M. SCHWARTZ—J. STEINBERGER: Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- 18. R. DAVIS: Phys. Rev. Lett. 12, 303 (1964).
- 19. V. A. LJUBIMOV et al.: ITEP-62, 1980.
- 20. S. C. C. TING et al.: Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
- 21. B. RICHTER et al.: Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974).
- 22. L. M. LEDERMAN et al.: Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).
- 23. B. AUBERT et al.: Phys. Lett. 46B, 121 (1973).
- 24. C. RUBBIA-S. VAN DER MEER et. al.: CERN-EP/83-13 (1983. január).
- 25. C. RUBBIA et al.: CERN-EP/83-168 (1983. október).
- 26. C. RUBBIA et al.: CERN-EP/ 84 (1984).

## Függelék

# F.1 Lexikonszerű tárgymutató

AA (Antiproton Accumulator). 114. old.

**ADONE.** Elektron-pozitron ütközőnyalábos, tárológyűrűs gyorsító a Róma közelében fekvő Frascatiban. Az egyes nyalábok maximális energiája 1,5 GeV. Az ADONE egyike volt az első elektron-pozitron ütközőnyalábos, tárológyűrűs gyorsítóknak.

Annihiláció, megsemmisülés, szétsugárzás. 59. old.

Antikoincidencia (anticoincidence, антисовпадение). Az egyes atomfizikai kísérletekben a számunkra érdekes esetek kiválogatása, szelektálása érdekében megkívánjuk azt, hogy ugyanabban a rövid időintervallumban bizonyos detektorberendezéseken a részecske áthaladjon, másokon viszont nem. Az olyan eseteket, amelyeknél bizonyos detektorok jelzik részecske áthaladását, azaz elektromos jelet adnak, mások pedig nem adnak jeleket, antikoincidenciának nevezzük. Az antikoincidencia tehát valamilyen detektor "megszólalásának" a kizárását jelenti ugyanakkor, amikor egy másik detektor megszólalt.

Antiproton, p. 62. old.

Antirészecske. 58. old.

Áramalgebra (current algebra, алгебра токов). Az elméléti fizika és térelmélet egyik fontos ága. A 60-as évek elején M. Gell-Mann hívta fel a figyelmet arra, hogy a gyenge kölcsönhatásban és az elektromágneses kölcsönhatásban alapvető szerepet játszó  $\Psi \Gamma \Psi$ típusú áramoperátorok speciális algebrai összefüggéseknek tesznek eleget, és hogy ennek messzemenő következményei vannak. Az áramalgebra segítségével sikerült pl. kapcsolatot találni a  $\beta$ -bomlás és a pion-nukleon szórás paraméterei között. A kvarktömeg értelmezésében is fontos szerep jut az áramalgebrának.

Aszimptotikus szabadság. 144. old.

Átmeneti sugárzás (transition radiation; переходное излучение). Ha valamilyen elektromosan töltött részecske két olyan közeg határán megy át, amelyek dielektromos állandója különböző, akkor az átmenet során elektromágneses sugárzás lép fel. Ez az ún.



66. ábra. Átmeneti sugárzási detektor felépítésének elve. R radiátorfóliák sorozata

átmeneti sugárzás, amelynek létrejötte polarizációs effektussal magyarázható. A fellépő sugárzás a röntgen-, illetve a lágy γspektrumba esik. A jelenséget fel lehet használni részecskék detektálására (66. ábra). Ez esetben több rétegben kell különböző dielektromos állandójú közegeket (pl. Li-fóliát és levegőt) egymással váltakozva elhelyezni. Ennek az az előnye, hogy minden egyes közeghatár átlépésénél fellép a sugárzás, ugyanakkor az egyes vékony fóliákból a lágy elektromágneses sugárzás ki tud jutni, nem nyelődik el. A keletkezett sugárzást proporcionális kamrával vagy szcintillációs detektorral lehet felfogni. Az átmeneti sugárzási detektor előnye, hogy a kibocsátott sugárzás intenzitása a

 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$  mennyiségtől függ, nem pedig közvetlenül a se-

### bességtől.

Auger-elektron (Auger electron, Оже электрон). Az atomhéjból kilépő elektront nevezik így akkor, ha az egyik külső héjről való kilépéshez szükséges energiát közvetlenül a héj egy másik elektronjától kapta. Ez utóbbi a külső héjból egy megürült belső állapotba ugrott be. Sugárzás eközben nem lép fel. Bájos kvark, bűvös, charm, c-kvark.

Balkezűség (left-handedness, леворучность). 104. old. Barion. 52. old.

Barionszám, B (baryon number, барионное число). 55. old.

**Batávia.** Chicagotól nem messze fekvő kis helység, ahol a világ egyik legnagyobb részecskegyorsítója és a hozzá tartozó laboratórium (FNAL, Fermi National Accelerator Laboratory) épült. A batáviai protongyorsító energiája eredetileg 500 GeV volt, és ezzel egyike a rekord energiaértéket tartó gyorsítóknak. Jelenleg az energiáját 1 TeV-re ( $10^{12}$  eV) emelik fel (Tevatron). Ugyanakkor ütközőnyalábos megoldást is terveznek, azaz alkalmas lesz proton—antiproton ütközésekre és igen nagy tömegközépponti energia elérésére.

**BEBC** (Big European Bubble Chamber). A CERN egyik legnagyobb (35 m<sup>3</sup>) buborékkamrája, amely általában cseppfolyós hidrogénnel van töltve; lehet azonban töltőfolyadékként deutériumot vagy neont is használni. A kamra 3,5 T indukciójú mágneses térbe van helyezve. Kívülről egy müonazonosító (EMI, External Muon Identificator) veszi körül.

Befogás (capture; захват). 83. old.

BGO, bizmut-germanát, Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>. Nagy energiájú γ-kvantumok (elektromágneses sugárzás) detektálásához azokat először töltéssel rendelkező részecskékké (elektron-pozitron párokká) kell alakítani, konvertálni. Ha a y-kvantumok atommagokkal ütköznek, az átalakulás bizonyos valószínűséggel létrejön. A valószínűség az anyag rendszámának négyzetével arányos, tehát konverterként nagy rendszámú anyagot érdemes használni. Az elektron-pozitron párok detektálását célszerű szcintillációs számlálóval végezni. A BGO-egykristály a bizmut nagy rendszáma következtében jó konverter, egyszersmind elég jó szcintillátoranyag is, és a NaI(TI)-mal ellentétben nem higroszkópos. Fényhozama olyan, hogy sok alkalmazásban elektronsokszorozó nem is szükséges, fotódióda is képes detektálni a jeleket, ezért a teljes detektor mágneses térbe helyezhető. Hátránya, hogy a BGO fényhozamának hőmérsékletfüggése elég magas, és nagy detektorokhoz az anyag elég drága.

Big Bang (ősrobbanás). 157. old.

Bjorken-féle skálaváltozó. Lásd mélyen rugalmatlan szórás, skálázás.

b-kvark. 140. old.

**Bomlási állandó**, λ. Radioaktív atommagok vagy bomlékony részecskék elbomlásának valószínűségével arányos, 1/idő dimenziójú szám. Az alapegyenlet:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Lásd még közepes élettartam.

**Bozon.** Olyan részecske, amelynek a spinje a  $h/2\pi = \hbar$  egész számú többszöröse, azaz 0,  $\hbar$ ,  $2\hbar$ ,...stb. A bozonok a Bose— Einstein-statisztikát követik. A kölcsönhatást közvetítő részecskék valamennyien bozonok. A hadronok családjában a mezonok egész spinűek, azaz bozonok.

Bremsstrahlung. Lásd fékezési sugárzás.

Buborékkamra (bubble chamber; пузырьковая камера). Részecskék észlelésére szolgáló detektor. Az ún. vizuális detektorok típusába tartozik, amelyeknél a detektoron áthaladó részecske nyoma látható (és fényképezhető). A buborékkamra valamilyen folyadékot tartalmaz, nagy nyomás alatt. Ha a nyomást hirtelen csökkentjük (expanzió), akkor a folyadék túlhevített állapotba kerül, azaz majdnem felforr. Ha éppen ekkor egy elektromosan töltött részecske halad át a kamrán, akkor a részecske által keltett lassú elektronok lokális hőmaximumokat keltve kondenzációs magként szerepelnek, és így a pálya mentén mikrobuborékok képződése indul meg. A mikrobuborékok a túlhevített állapot következtében gyorsan látható méretű (10-500 µm) buborékokká nőnek. A buborékok füzére rajzolja ki a részecske pályáját (67. ábra). A buborékkamrák töltése legtöbbször cseppfolyós hidrogén, amely előnyös, mert a legegyszerűbb magkölcsönhatást teszi lehetővé, lévén, hogy tisztán protonokból áll. Hátránya, hogy technikailag nagy mennyiségű cseppfolyós hidrogén előállítása, állandó hőmérsékleten (-250 °C-on) való tartása, tűz- és robbanásveszélyessége gondot jelent. Használnak ún. nehéz buborékkamrát is, amelynél a kamrafolyadék hidrogénnél nehezebb, pl. cseppfolyós propán, xenon, neon vagy propán és neon keveréke. Ezekben a kölcsönhatás bonvolultabb, hiszen a protonokon kívül neutrono-



67. ábra. A buborékkamra működésének leegyszerűsített elve. A balról érkező primer részecske kölcsönhatásba kerül a kamrában levő folyadék egyik atommagjával (nukleonjával); a kölcsönhatási pontból szekunder részek indulnak ki. A kamrán láthatók olyan nyomok is, amelyek nem közvetlenül a kölcsönhatási pontból indulnak ki. Ezek a kölcsönhatás során felszabaduló semleges részecskéktől származnak, amelyek kezdetben nem hagytak nyomot, később azonban kölcsönhatás során töltött (tercier) részecskéket hoztak létre

kat is tartalmaznak, amellett magkölcsönhatások is végbemehetnek, ugyanakkor nagy rendszámuk miatt alkalmasabbak a  $\gamma$ részecskék láthatóvá tételére. A kamrák mérete néhány centimétertől több méterig is terjedhet. Újabban a kamraóriások után visszatértek a kisebb méretű, de nagyon gyorsan egymásután expandáltatható és jobb térbeli felbontású kamrához. E kamrák megvilágítása lézerfénnyel is történhet és a nyomok holografikusan előállíthatók.

Bűvös kvark. 140. old.

CC (Charged Current). 89., 108. és 110. old.

CCD (Charge Coupled Device). Mikroelektronikus detektor, elsősorban fény- és gamma-sugarak detektálására. Nagyon jó a térbeli felbontása, kb. 3 μm, időbeli felbontása 500 ns. Kb. 20 μm hosszúságú és szélességű kis egységekből 1 vagy 2 dimenziós mátrixot lehet felépíteni. A kis egység neve pixel. A pixelek fogják be a Si-on áthatoló töltött részecske által felszabadított elektronokat.

Céltárgy (target, мишень). A felgyorsított részecskéket valamilyen anyagra ejtjük rá, ezt az anyagot nevezzük céltárgynak. A céltárgy lehet több kilogrammos anyagtömeg, lehet finom mikroszkopikus hártya, de lehet (ütközőnyaláboknál) egy másik felgyorsított részecskenyaláb is.

CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire = Európai Magkutatások Tanácsa). A későbbiekben a tanácsból Intézet lett, azonban az elnevezés maradt. A CERN ma a nyugat-európai országok közös részecskefizikai kutatóintézete, a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet (Dubnai Intézet) nyugat-európai megfelelője. Munkatársainak száma mintegy négyezer körül mozog, évi költségvetése kb. 800 millió svájci frank; ehhez jön még hozzá a nagyobb beruházásoknak (új gyorsítóknak) a költsége. A CERN nagy berendezései: a 800 MeV-os szinkrotron (SC), a 28 GeV-os protonszinkrotron (PS), a 28+28 GeV-os ütközőnyalábos. tárológyűrűs proton-proton gyorsító (ISR = Intersecting Storage Ring) és a 400 GeV-os szuperprotonszinkrotron (SPS). Jelenleg épül egy óriási elektron-pozitron ütközőnyalábos, tárológyűrűs gyorsító, a LEP (Large Electron Positron). Ennek kezdeti stádiumában 50 GeV-os elektronok ütköznek össze 50 GeV-os pozitronokkal, később a nyalábenergiát 100 GeV-ra kívánják felemelni.

Charm-kvark. 140. old.

c-kvark. 140. old.

**Compton-effektus.** Foton szóródása szabad (vagy majdnem szabad) elektronon. A szóródásnál az elektron meglökődik, a foton impulzusa és energiája csökken, és ennek megfelelően a hullámhossza nő. A röntgen- és a  $\gamma$ -sugárzások különböző kölcsönhatásai között a Compton-szóródás jelentős szerepet játszik: valószínűsége majdnem a teljes energiaintervallumban jelentős. A Compton-kölcsönhatás valószínűsége a rendszámmal (Z) arányos. A Compton-effektusnál a meglökött elektron energiája függ a visszaszóródás is szögtől.

Confinement. 148. old.

Csatolási állandó (coupling constant, константа связи). Az egyes kölcsönhatások erősségének jellemzésére szolgáló — általában dimenziótlan — szám. (Vannak dimenzióval rendelkező csatolási állandók, amelyek a h = c = 1 egységrendszerben  $1/m^2$  dimenziójúak. (Pl. a Fermi-féle csatolási állandó:  $G = 10^{-5}/m^2$  vagy a Newton-féle:  $f = 6 \times 10^{-39}/\text{m}^2$ ). Minél nagyobb a csatolási állandó értéke, annál erősebb a kölcsönhatás.

Сserenkov-sugárzás (Cherenkov\* radiation, Черенковское излучение). ha valamilyen közegben egy elektromosan töltött részecske nagyobb sebességgel halad, mint az illető közegben a fény sebessége, akkor elektromágneses sugárzás lép fel. Ezt a felfedezőjéről Cserenkov-sugárzásnak nevezik. Hullámhossza általában a kéktartományba esik. A kibocsátás egy meghatározott kúpfelület mentén történik. A kúp nyílásszöge ( $\theta$ ) és a részecske sebessége ( $\beta = v/c$ ), valamint a közeg törésmutatója (n) között

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n}$$

összefüggés áll fenn. A Cserenkov-sugárzás felhasználható részecskék detektálására. Vannak gázzal és vannak folyadékkal töltött Cserenkov-számlálók. A Cserenkov-számlálók egy fajtája egy bizonyos küszöbsebesség ( $\beta_t = 1/n$ ) fölött jelez (integrális Cserenkov-detektor); egy másik fajtája egy meghatározott sebességintervallumra érzékeny (differenciális Cserenkov-detektor). Mivel a Cserenkov-sugárzás kúpszöge egyértelműen arányos a sebességgel, ezért felhasználható a sebesség mérésére (RICH).

DC (Drift Chamber). Lásd driftkamra.

DESY (Deutsche Elektron Synkrotron). Hamburg mellett épült elektrongyorsító berendezés. A későbbiek során ez szolgált gyorsítóként a DORIS, majd a PETRA nevű tárológyűrűk feltöltésére.

Dipólmágnes. Olyan elektromágnes, amely eltérítő lencseként gondoskodik arról, hogy a részecskenyaláb körpályán haladjon.

Diszperziós relációk (dispersion relation, дисперсионные соотношения). Integrális összefüggések, amelyek a komplex függvénytanból ismert Cauchy-tétel alapján kapcsolatot teremtenek a részecskék szórását jellemző szórásmátrix valós és képzetes része között. A közvetlen fizikai jelentéssel bíró valós energia vagy

\* Gyakran írják Č-vel is.

impulzus komplex síkra való kiterjesztése hasznos matematikai segédeszköz, mivel ily módon a bizonyos oksági követelményeknek eleget tevő szórásmátrix majdnem mindenhol analítikus függvény lesz, és ez a tulajdonság lehetővé teszi összefüggések megállapítását egymástól látszólag független szórási folyamatok hatáskeresztmetszete között.

**Drell—Yan-mechanizmus.** A hetvenes évek elején Drell és Yan megmutatta, hogy a nagy energiájú hadron-hadron ütközésekben egy  $\mu^+\mu^-$  (vagy  $e^+e^-$ ) párkeltés valószínűségének megbecsüléséhez elegendő feltenni, hogy a leptonpár kvark + antikvark  $\rightarrow$  foton mechanizmuson keresztül jön létre. Ez akkor jó becslés, ha a  $\mu^+\mu^-$  pár effektíve nem esik valamely rezonancia (pl. a J/ $\Psi$  tömegének) közelébe.

Driftkamra (drift chamber, дрейфовая камера). Töltött elemi részecske áthaladási helyének meghatározására készített detektor (koordinátadetektor). Gázkeveréket tartalmazó térben huzalok vannak két síkban kifeszítve. A két huzalsík kőzé nagy feszültséget kapcsolnak. Egy töltött részecske áthaladásakor a gázkeverék egyes molekuláit ionizálja pályája mentén, és a keltett szabad elektronok lavinát indítanak meg a pozitív szálsík felé, és mérik azt az időt, ami ahhoz szükséges, hogy a lavina elérje a szálat. Az indító jelet egy szcintillációs számláló adja. A "driftelési (vándorlási) idő" mérése megadja azt, hogy a száltól milyen messze keletkeznek a primer



68. ábra. A driftkamra működési elve. A szcintillációs számláló a t=0 idő kijelölésére szolgál. A katód és anód mellett még térformáló szálak is vannak a kamrában elhelyezve

elektronok, illetőleg ionok. A driftelési távolság meglehetősen nagy: néhány centiméter nagyságú (68. *ábra*). A driftkamrák előnye a meglehetősen pontos helymeghatározás és a kis holtidő. A másik koordináta meghatározása érdekében 90°-kal elfordított driftkamrát alkalmaznak. A driftkamrapáros meg tudja adni a részecskének mind a két koordinátáját. A driftkamrák a fizikai céltól függően különböző méretűek, alakúak és felépítésűek. Az eddigi legnagyobb méret  $4 \times 4$  méter.

**Dubnai Intézet** (Joint Institute for Nuclear Research, JINR; Объединенный Институт Ядерных Исследований, ОИЯИ). A szocialista országok Egyesített Atommagkutató Intézete (EAI), amely Moszkvától kb. 130 km-re északnyugatra fekvő kisvárosban (Дубна) található. Fő tudományos irányai: részecskefizika, magfizika, kondenzált rendszerek fizikája. Nagy berendezései: 10 GeV-os protonszinkrotron, 600 MeV-os szinkrotron, három nehéziongyorsító ciklotron, három impulzusreaktor. Munkatársainak száma 7500-ra tehető. Magyarország tagja az intézetnek.

EAI. Lásd Dubnai Intézet.

Egyesítési skála (Grand Unification Scale, шкала объединения). 134. old.

**Egységrendszer**, részecskefizikai (unit system, система единиц). Ebben a rendszerben a  $\hbar = c = 1$  ( $\hbar$  a Planck-állandó  $2\pi$ -ed része, c a fénysebesség). Ezért ebben az egységrendszerben a hatás és a sebesség dimenzió nélküli mennyiségek, az energia, az impulzus, a tömeg pedig azonos dimenziójúak: [E] = [p] = [m], mivel  $E = mc^2$ , p = mv. Az idő és a hosszúság szintén kifejezhető a tömeg dimenziójával:  $[l] = [t] = [m]^{-1}$ , mivel l = vt,  $E \times t \sim h$ ,  $p \times l \sim \hbar$ . A hatáskeresztmetszet dimenziója:  $[\sigma] = [m]^2$ . A bomlási valószínűség dimenziója: [w] = [m]. A tömegegység tetszőleges lehet, de általában 1 GeV-ot szoktak használni. A CGS-rendszerbe való áttérés könnyű, ha a következő adatokat ismerjük:

 $\frac{\hbar}{mc} = 1,973 \cdot 10^{-14} \text{ cm}; \frac{\hbar}{mc^2} = 6,582 \cdot 10^{-22} \text{s}, m = 1,778 \cdot 10^{-24} \text{g}.$ 

Elektrogyenge kölcsönhatás (electroweak interaction; электрослабое взаимодействие). 108. old. Elektromágneses kaloriméter. Olyan detektáló berendezés, amely az elektromágneses kölcsönhatásnál keletkező záporok teljes energiáját méri. Általában valamilyen abszorbenslemezeket (pl. vasat, alumíniumot, márványt stb.) tartalmaz, amelyeket szcintillációs számlálók fognak közre.

Elektromágneses zápor (zápor = shower; ливень). Az elektromágneses kölcsönhatással rendelkező részecskék pl. elektron, foton kölcsönhatásánál szétágazó lavina keletkezik, amely elektronokat, pozitronokat és  $\gamma$ -fotonokat tartalmaz. Ez az elektromágneses zápor. A zápor kiterjedése és hossza függ a kiváltó részecske fajtájától és energiájától.

Elektronhűtés. 115. old.

Elektronneutrínó, v. 74. old.

Elektronszinkrotron. Elektronok gyorsítására szolgáló ciklikus, kör alakú gyorsítóberendezés. A gyorsítás a szinkrotronok elve alapján történik; különleges nehézségeket okoz, hogy az elektron kis tömegénél fogva már viszonylag kis energiáknál is meglehetősen nagy fékezési sugárzást szenved. Ez határt szab az elektronenergia növelésének. Ugyanakkor a keletkezett sugárzás, az úgynevezett szinkrotronsugárzás számos gyakorlati célra felhasználható. Ilyen elektronszinkrotron típusú ütközőnyalábos tárológyűrűs elektrongyorsító pl. a hamburgi DESY, PETRA, az amerikai PEP, SPEAR, és a CERN-ben most épülő LEP. A legnagyobb energiát eddig a PETRA érte el, ahol az elektron-, illetve a pozitronnyalábok energiája 50—50 GeV.

EMI (External Muon Identification), külső müonazonosító. A müon nagy hatótávolsága miatt az esetek nagy részében elhagyja a detektort (pl. buborékkamrát, kalorimétert). Az EMI annak a megállapítására szolgál, hogy a detektort elhagyó részecske müon volt-e. Az EMI abszorbenst, mágneseket és a mágnesek közé elhelyezett koordinátadetektorokat tartalmaz.

Emulzió. Lásd fotoemulzió.

Erős kölcsönhatás (magerő). 105. és 143. old.

EOP (Электронно-оптический преобразователь, Elektronoptikai átalakító, képerősítő, Electro-optical converter). Gyenge fényű képet elektronoptikai módszerrel intenzitásban felerősít. Streamerkamráknál használják arra a célra, hogy az eredetileg kis intenzitású kép fényképezhető legyen.

Eseménykiválasztás (trigger). 25. old.

Felezési idő,  $T_{1/2}$  (half life time, περμοд полураспада). Radioaktív anyagok bomlásának gyorsaságára jellemző mennyiség. Egy felezési idő alatt az eredetileg jelenlevő radioaktív atommagok vagy bomlékony részecskék száma felére csökken. A felezési idő és a közepes élettartam (τ), valamint a bomlási állandó (λ) között egyszerű összefüggés áll fenn:

 $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = 0,693 \,\tau.$ 

FERMILAB. Lásd Batávia.

**Fermion.** Fermionnak nevezzük a feles spinű részecskéket, azaz, amelyeknek a spinje  $h/4\pi = \hbar/2$  páratlan számú többszöröse. Azanyagot felépítő részecskék mind fermionok. A fermionok az ún. Fermi—Dirac statisztikát követik és a Pauli-féle kizárási elvnek tesznek eleget. A leptonok valamennyien fermionok, a hadronok közül pedig a barionok.

FES. Lásd fotoelektron-sokszorozó.

Feynman-gráf (Feynman-graph, диаграмма фейнмана). R. P. Feynman amerikai elméleti részecskefizikus vezette be különböző kölcsönhatások szemléletessé tételére és illusztrálására az ún. gráfokat. A gráfokban kölcsönható részecskéket, valamint a végállapot részecskéit egyenes vonalak ábrázolják. A részecskék találkozási pontját, azaz a kölcsönhatási pontot vertexnek nevezzük. A vertexeket összekötő hullámos vonal a közvetítő részecskét jelképezi. Azon túlmenően, hogy a Feynman-gráfok áttekinthetővé, szemléletessé teszik az egyes kölcsönhatási mechanizmusokat, alkalmasak a konkrét számítások megkönnyítésére. Ha valamilyen bonyolult folyamatot akarunk megérteni, akkor elképzelhető, hogy az többféle módon mehet végbe, vagyis többféle közbenső állapoton keresztül. Ekkor az összes lehetséges Feynmangráfot fel kell írnunk. A folyamat bekövetkezésének valószínűségi amplitúdója az alternatív folyamatok járulékainak összege lesz.

Fékezési sugárzás (bremsstrahlung, тормозное излучение) Ha valamilyen elektromosan töltött részecskét gyorsítunk, akkor sugárzást bocsát ki. Ezt nevezik fékezési sugárzásnak (a lassítás negatív gyorsulásnak felel meg, és így a lassításnál is fellép fékezési sugárzás). A fékezési sugárzás általában lágy röntgensugárzás. A körpályán mozgó elektronra (az irányváltozás is gyorsulás!) a fékezési sugárzás sokkal erősebb, mint az ugyanakkora impulzusú, de lényegesen nagyobb tömegű protonra. A fékezési sugárzás akadályt szabhat a részecskék gyorsításának, ugyanakkor a fékezési sugárzás nagy intenzitása miatt előnyösen felhasználható különböző sugárzással végzett kísérletekre (szinkrotronsugárzás).

Félvezető detektorok (semiconductor detector, полупроводниковый детектор). A félvezetőket fel lehet használni részecskék detektálására, nevezetesen a felszabaduló töltéshordozók összegyűjthetők. Az elektromosan töltött részecskék detektálására elsősorban a szilícium félvezetős detektorok használhatók, a ysugárzás detektálására pedig a jóval nagyobb rendszámú germániumdetektorok. Ez utóbbiaknál lítiumot is visznek be a germániumba, és így a Ge(Li) vagy populárisan GELI detektor áll elő. Ennek a mérete 100 cm<sup>3</sup> is lehet, hengeres kivitelű és a lítiumot "drifteléssel" viszik be. Újabban különlegesen tiszta germániumból készült detektorokat is használnak a y-spektroszkópiában. Az energiafelbontó képesség mindkét típusnál összehasonlíthatatlanul jobb, mint a szcintillációs detektoroknál, ugyanakkor a hatásfok jóval kisebb. Az utóbbi években a részecskefizikában is tért nyernek a szilíciumdetektorok szalagok formájában, melyeket valamilyen koordinátadetektorral kombinálva használnak, és rendszerint a koordinátadetektor által meg nem adott másik koordinátát mérik.

**Fényelektromos jelenség,** fotoeffektus. Fény (fotonok) és töltött részecskék, atomok kölcsönhatásának egyik fajtája. A beeső v frekvenciájú foton elnyelődik, s ha E = hv energiája nagyobb, mint az atom ionizációs energiája vagy fémeknél a kilépési munka, úgy az anyagból egy elektront lök ki. A fényelektromos jelenség felhasználható különféle részecskedetektorok működésénél.

Fényvezetőszálas szcintillátor (light fibreglass scintillator, светопроводный сцинтиллятор). Hadronkaloriméterek gyakran egymás fölé rétegezett nehézfém (ólom) lemezekből és szcintillátorokból állnak. Az energiamérés pontossága annál nagyobb, minél vékonyabbak az egyes rétegek és minél több van belőlük. Nagyon sok vékony szcintillátor gyártása és kezelése elég nehézkes, ezért alakult ki az a detektortípus, amelyben a szcintillátor nem az összefüggő lemez, hanem sok elemi (üveg- vagy műanyag) szálból áll.

Flash-csövek (flash-tube, импульсная разрядная трубка). На egy gázszigetelésű síkkondenzátor fegyverzeteire feszültségimpulzust adunk, ott fog először kialakulni kisülés, ahol már voltak előzőleg ionok a gázban, például azért, mert előzőleg egy ionizáló részecske haladt át a kondenzátoron. A kisülés jellege függ többek között az impulzus hosszától. Ha hosszú az impulzus, van idő kisülési csatorna kialakulására, és szikra keletkezik a részecske áthaladásának helyén. Ez a detektor a szikrakamra. A szikrakamra hátránya, hogy ha egyszer egy kisülési csatorna kialakult, az "elrabolia" a kondenzátor energiáját, ezért a szikrakamra több nyom egyidejű detektálására nem alkalmazható. Ha a nagyfeszültségű impulzus rövid, nincs idő a kisülési csatorna kialakulására, csak kis szikrakezdemények, ún. streamerek alakulnak ki. Ezek fénye meglehetősen halvány, de azért megfelelő eljárásokkal lefényképezhetők. A streamerkamra jól használható sok részecske egyidejű detektálására. Ha a kondenzátor fegyverzetei közé megfelelő gázzal töltött, lezárt üveg- (vagy plasztik-) csöveket helyezünk, akkor az impulzus paramétereit olyanra választhatjuk, hogy az egyes csövekben az áthaladt részecske hatására látható erősségű fényt adó kisülés tudjon megindulni. Mivel a kisülés az üvegcsövön nem tud átlépni, "energiarablás" nem következik be. A csövekben létrejött kisülés lefényképezhető vagy elektromosan érzékelhető.

**FNAL** (Fermi National Accelerator Laboratory). Lásd Batávia. **Fotino**,  $\tilde{\gamma}$ . 135. old.

Fotoelektron-sokszorozó, FES (photomultiplier, multiplier; фотоэлектронный умножитель.) Olyan berendezés, amellyel fényt tudunk elektromos impulzussá alakítani. A fény a henger alakú fotoelektron-sokszorozó homloklapjára esik, amely egyben a katódja. A katód olyan anyagból készül, amelynek nagy a hatáskeresztmetszete a fotoeffektusra. A ráeső fénykvantumok tehát elektronokat ütnek ki a katódból. Az elektron a fotoelektronsokszorozó belsejében megindul egy pozitív töltésű elektróda, az ún. dinóda felé, egyre gyorsuló mozgással. A dinóda olyan anyagból készül, amelybe ha elektron csapódik be megfelelő energiával, akkor elektronsokszorozódás lép fel, azaz a belépő elektron helyett több (2—3) szekunder elektron lép ki. A kilépett elektronokat megfelelő elektrosztatikus rendszer ráfókuszálja egy következő dinódára, amely pozitívabb feszültségű, mint az első dinóda volt. Az elektronok újabb elektronsokszorozódást hoznak létre a második dinódán; a harmadik generáció elektronjai még pozitívabb feszültségű dinódára jutnak, és így tovább. A fokozatok száma tíz körül szokott lenni, végül is az egyetlen elinduló fotoelektron helyett kb. 10<sup>6</sup> elektron jelenik meg a fotoelektron-sokszorozó anódján (69. *ábra*). Ha az anódkörbe ellenállást helyezünk, akkor ezen feszültség



69. ábra. A fotoelektron-sokszorozó felépítésének sémája. A fény közvetlenül vagy szcintilláló anyagból érkezik a katódra

esés jön létre. A feszültségesés nagysága 1 V körüli érték, és ez elektronikusan könnyen kezelhető. Fotoelektron-sokszorozót használnak a szcintillációs detektoroknál is, ahol a szcintilláció fényét alakítják át elektromos impulzussá. A fotoelektron-sokszorozók konstrukciója, mérete rendkívül eltérő lehet. A fotokatódátmérő maximálisan elérheti a fél métert is. Ez azonban még rekordszámba megy.

Fotoemulzió (emulsion; эмульсия). Fotoemulzió vagy nukleáris fotoemulzió részecskék detektálására használható. Az elektromosan töltött részecskék ugyanis ha fényérzékeny anyagban haladnak, akkor pályájuk mentén — éppen úgy, mint a fény — ezüstkiválást indítanak meg, amely előhívás után láthatóvá válik. A részecske tehát mintegy "lefényképezi" önmagát. A fotoemulzió az egyik legrégibb vizuális detektor a mag- és részecskefizikában. A közönséges fényképészeti lemeztől (filmtől) abban különbözik, hogy vastagabb és nagyobb az ezüsttartalma. Ma felhasználása kevésbé általános, inkább speciális területeken (pl. az űrkutatás) alkalmazzák.

**Fragmentáció.** A hadronok kölcsönhatásánál gyakran szűk hadronzápor jelenik meg. Jelenlegi elképzelésünk szerint úgy keletkezik, hogy a hadronkölcsönhatás során nagy energiájú kvark jön létre, és ez a vákuumból "kipolarizált" kvarkokkal társulva új részecskék, pl. pionok záporát hozza létre. A fragmentáció léte a kvarkhipotézis egyik (közvetett) bizonyítéka.

Folyékony argon kaloriméter (liquid argon calorimeter, калориметр с жидким аргоном). A kaloriméterekben felületegységre szükséges anyagmennyiséget a mérni kívánt energia szabja meg. Annak érdekében, hogy az eszköz méretei ne legyenek túl nagyok, minél sűrűbb anyagot kell használni. Gáztöltésű detektorok nagyon kevés anyagot tartalmaznak, ezért kerültek kifejlesztésre a folyékony argont tartalmazó kaloriméterek, amelyekben az argon abszorbens is és az ionizációs kamra töltőanyaga is. Elektromágneses sugárzás mérésére az argonba fém abszorbensek (konverterek) helyezhetők.

Fotoeffektus. Lásd fényelektromos jelenség.

Gargamelle-kamra. A Gargamelle a CERN egyik nagyméretű (10 m<sup>3</sup>), nehéz folyadékkal töltött buborékkamrája. Magassága 4 m, átmérője 2,5 m, a töltőfolyadék propán vagy freon. A Gargamelle jelenleg már nem működik. Működéséhez sok nevezetes kísérlet és fizikai felfedezés (pl. a semleges áram létének kimutatása) fűződik.

GeV, gigaelektronvolt. A nagyenergiájú magfizika és részecskefizika energiaegysége: 1 GeV = 1000 MeV =  $10^9 \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-10} \text{ J}.$ 

Glashow-Salam-Weinberg-elmélet. 108. old.

Gluino, g. 135. old.

Gluon, g. 143. old.

Gluon-labda (Glueball, глюонный шар/мяч). 143. old.

GM-cső, Geiger—Müller-számláló (GM-counter, счетчик Гейгера—Мюллера). A GM-cső egyike a mag- és részecskefizika, valamint a kozmikus sugárzási vizsgálatok legrégibb és még ma is használatos számlálós detektorainak. A GM-csövek hengeres katódból állnak, melynek tengelyében egy vékony, rendszerint aranyozott volfrám anódszál húzódik (70. ábra). Az anód és katód közötti feszültség 1000—2000 V között van. A GM-csövet többféle gázkeverékkel lehet megtölteni; a leggyakoribb az argongáz,



70. ábra. A GM-cső felépítésének elve. A középen futó szál az anód, ezt a henger alakú elektróda (katód) veszi körül. A jelek elektromos erősítőre és jelformálóra jutnak

amelybe alkoholgőzt is juttatnak. A GM-cső működési mechanizmusa a következő: ha töltött részecske halad át a GM-cső gázterén. akkor ionizáció megy végbe. A keletkezett ionok a hengerkatód felé, az elektronok pedig a szálanód felé haladnak. Az utóbbiak egyre nagyobb térerőt éreznek, egyre jobban felgyorsulnak, és akkora energiára tesznek szert, hogy újabb ütközéssel további ionizációt és ennek megfelelően újabb elektronokat hoznak létre. Ily módon az elektronok száma megnő, és az egész folyamat lavinaszerűen kiszélesedik. Végül is az anódszálra sok elektron zúdul, és ez néhány volt nagyságrendű elektromos impulzust ad. A GM-csövek működésével kapcsolatos probléma, hogy a lavinakisülés ne csapjon át önfenntartó "gerjedésbe". Ennek megakadályozására többféle lehetőség van; ezt a célt szolgálja pl. az említett alkoholgőz is. A GM-cső előnye az egyszerűsége, az általa adott jelek nagy amplitúdója, ami egyszerű elektronikus berendezés alkalmazását teszi lehetővé; hátránya viszont a nagy holtidő.

Gravitíno, f. 135. és 146. old. Graviton, f. 134. és 146. old. Gráf. Lásd Feynman-gráf. GUT. Lásd Nagy Egyesítési Elmélet.

# Gyenge kölcsönhatás. 102. old.

Gvorsító (accelerator, ускоритель). Olvan berendezés, amellyel egy elektromosan töltött atomi részecskének nagy energiát (nagy sebességet) tudunk adni. A gyorsítók nagyon sok típusa ismeretes. Vannak olvan gyorsítók, amelyek a részecskét egyenes pályán futtatva érik el azt, hogy a részecske nagy sebességet vegyen fel. Vannak ún. ciklikus gyorsítók, amelyek kör vagy spirális pályán mozgó részecskéknek adnak minden egyes körbefutásnál egy-egy gyorsító lökést. A részecskefizikában gyakorlatilag az elektronszinkrotronnal és a protonszinkrotronnal találkozunk. A gyorsítók egy különleges faitájánál nem egy álló (fix) céltárgyra (targetre) eitjük a felgvorsított részecskenyalábot, hanem két felgvorsított nyalábot egymással szemben futtatunk és ütköztetünk. Ez az úgynevezett ütközőnyalábos gyorsító. Annak érdekében, hogy megfelelő intenzitást érjünk el, nagyszámú részecskét kell tárolnunk a gyűrűben, amelyek sokáig megmaradnak és így sokszor ütközhetnek (tárológyűrű).

#### Hadron. 95. old.

Hadronkaloriméter (hadron calorimeter, адронный калориметр). 119. old.

Hadronzápor (hadron shower, адронный ливень). Hadronok által kiváltott nukleáris kaszkád.

Haplon. 147. old.

Наtáskeresztmetszet (cross section, сечение). Az atomfizikában és a részecskefizikában a kölcsönhatás erősségének jellemzésére szolgáló mennyiség. Egységnyi erősségű beeső részecskeáramsűrűség esetén a hatáskeresztmetszet éppen az időegységenként végbemenő kölcsönhatások számát adja meg. Felületdimenziójú mennyiség, egysége a cm<sup>2</sup> vagy m<sup>2</sup>, de szokásos egysége az ún. barn (b) is, amely  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>. Ha minden folyamatot figyelembe vevő kölcsönhatásról van szó, akkor integrális vagy totális hatáskeresztmetszetről, ha csak egy-egy folyamatról vagy egy-egy speciális végállapotra vezető folyamatról, akkor differenciális hatáskeresztmetszetről beszélünk.

Háttér (background, фон). Olyan fizikai esemény, amely nem a mérendő folyamatok lényegéből, hanem egyéb, azt csak imitáló

jelenségekből származik. A kísérlet végrehajtásánál zavaróan hat, éppen ezért kiküszöbölése, illetve csökkentése vagy megmérése minden mérésnek egyik fő problémája.

Heisenberg-reláció (Heisenberg-relation, соотношение Гейзенберга). A kvantummechanika egyik alapelve az ún. Heisenberg-féle határozatlansági reláció, amely szerint egyidejűleg nem határozható meg teljes pontossággal egy részecske helye és impulzusa, vagy energiája és élettartama:

### $\Delta x \cdot \Delta p \approx h, \quad \Delta E \cdot \Delta t \approx h.$

Helicitás (helicity, спиральность). A helicitás a részecske spinjének a mozgásirányú vetülete. A pozitív helicitású részecskét (H = +1) jobbkezesnek, a negatív helicitásút (H = -1) balkezesnek nevezzük. Zérus nyugalmi tömegű részecskék között előfordulhat, hogy csak egyféle helicitásállapotuk létezik (pl. neutrínó).

HERA. Hamburg melletti tervezett ütközőnyalábos gyorsító, amelyben proton-elektron vagy proton-pozitron ütközéseket kívánnak megvalósítani. A tervezett energia protonnál 900 GeV, elektronnál 35 GeV. Az üzembelépés várható időpontja 1990.

Hiányzó tömeg (missing mass, недостающая масса). Előfordul, hogy valamilyen reakciónál elektromosan semleges végtermék is keletkezik, így a detektorokban ezeket nem észleljük, tehát az energia és az impulzus a neki megfelelő tömegegyenlegből hiányzik. Ezen részecskék tömegét nevezzük hiányzó tömegnek. Általában a nem detektált részecskékkel kapcsolatos tömeget is hiányzó tömegnek nevezzük. Hiányzó tömegről az előbb leírtaktól eltérően a kozmológiában is beszélnek. A csillagászati megfigyelésekből becsült univerzumtömeg nincs összhangban az általános relativitáselméletből következő értékkel: az elmélet nagyobb tömeggel számol. Ezt a "hiányzó" tömeget nevezik a kozmológiában missing mass-nak. Bizonyos elképzelések szerint a kozmológiai hiányzó tömeg magyarázatot nyerhetne, ha feltételeznénk, hogy a neutrínó nyugalmi tömege nem zérus. (Vannak más potenciális lehetőségek is a magyarázatra).

**Higgs-bozonok**, H. Hipotetikus skalárrészecskék, feltételezésüket a Higgs-mechanizmus teszi szükségessé.

Higgs-mechanizmus. A kvantumelektrodinamikában a kölcsönhatást közvetítő fotonok nyugalmi tömege zérus. A gyenge kölcsönhatások analóg elmélete a kölcsönhatást közvetítő részecskék tömegére szintén zérust jósolt, ez azonban nem volt összhangban a tapasztalattal. A spontán szimmetriasértés e nehézségen segített volna, viszont a kezdeti számítások szerint ez a mechanizmus zérus tömegű skalárrészecskék, az ún. Goldstonebozonok megjelenéséhez kellett volna vezessen. Ilyeneket azonban kísérletileg nem tapasztaltunk. Ebből a dilemmából mutatott kivezető utat az a P. Higgs és mások által felvetett lehetőség, hogy bizonyos típusú elméletekben (mértékelméletekben) e részecskék tömegre tehetnek szert, és feltehetően csak igen nagy ütközési energiákon figyelhetők meg: ez a Higgs-mechanizmus. Az elképzelés helvességét a közvetítő részecskékre nézve a W<sup>+</sup> és a Z<sup>0</sup> részecskék felfedezése igazolta. A Higgs-mechanizmus által jósolt új, zérus spinű, tömeggel rendelkező ún Higgs-részecskék vagy Higgsbozonok (H) létezését azonban kísérletileg mindmáig nem sikerült bizonyítani. Tömegükre és tulajdonságaikra az elmélet nem ad becslést

Higgsino, H. 135. old.

Hipertöltés, Y (hypercharge, гиперзаряд). 57. old.

Hodoszkóp, hodoszkópspektrométer (hodoscope, годоскоп). Olyan — több detektorból álló —berendezés, amely lehetővé teszi valamely részecske útjának a követését. Az elnevezés a görög δδος szóból származik, ami utat jelent. A hodoszkóp durva pálya- és helymeghatározást tesz lehetővé és elsősorban eseménykiváltási (triggelési) célokat szolgál.

Hullámhossztoló (wave-shifter, сместитель волновой длины). Gyakran előfordul, hogy a szcintillátor által kibocsátott fény spektrumának maximuma nem esik egybe a szcintillátorhoz illesztett elektronsokszorozó fotókatódjának maximális spektrális érzékenységével. Ilyenkor a nagyobb átfedés és az így nagyobb effektivitás érdekében hullámhossztolót használunk, amely egy speciális kémiai anyag; ez kis mennyiségben a szcintillátorhoz adagolva a spektrumot a kívánt irányban tolja el.

"Hűtés", antiprotoné (cooling, охлаждение). 116. old.

Húrelmélet (string). 136. old.

**Іdőexpanziós kamra** (Time Expansion Chamber, TEC; камера экспансии времени). A driftkamrák idő- és egyben térfelbontása annál jobb, minél kisebb az elektronok driftsebessége. A driftsebesség a gáz fajtájától és az elektromos térerő nagyságától függ. A térerő csökkentésével csökken a driftsebesség nagysága. A driftkamra erősítése függ a térerőtől; az erősítés szempontjából az a jó, ha nagy a térerő, ez viszont hatást szab a térerő csökkentésének. A két feltétel kielégülése osztott terű driftkamrával érhető el: a driftteret egy ráccsal elválasztjuk a detektáló tértől. A drifttérben így a számunkra megfelelő kis teret alkalmazhatjuk, amíg a detektáló térben a kívánt erősítést hozhatjuk létre. Így egy relatív időkiterjesztéshez jutunk, ami megnöveli a kamrák idő-, illetve térfelbontását. Az ilyen elrendezésű kamrát nevezzük időkiterjesztéses kamrának.

Időprojekciós kamra (Time Projection Chamber, TPC; камера проекции времени). А 80—90-еs évek buborékkamrája. Nemcsak 3 dimenzióban méri a részecske pályáját, hanem a pályamenti ionizációs veszteséget is méri, tehát a részecske hármasimpulzusa mellett a sebesség abszolút értékét is megadja. Henger alakú térben gáz vagy cseppfolyós Ar foglal helyet. A henger két végét sokszálas proporcionális kamrák zárják le. A henger tengelyével és egymással párhuzamosan szigorúan homogén elektromos és mágneses teret alakítanak ki. Ha a henger térfogatában egy ionizáló részecske elektron-ion párt hoz létre, akkor a driftelektronok elektromos tér hatására gyorsulva, de a mágneses tér által az erővonalak köré fókuszálva megindulnak a proporcionális kamrák felé, majd oda megérkezve a proporcionális számlálókon jelet adnak. Ezáltal sikerült két koordinátát meghatározni: az egyiket az adja meg, hogy melyik szálra érkezett az elektron, a másikat, hogy mélységben hol keletkezett, ui. mérni lehet a részecske belépése és a proporcionális kamrához való megérkezése közötti időt. A harmadik koordinátát a proporcionális számláló katódián lehet meghatározni, ha az fémszalagokból (sztrip) áll. Ily módon az időprojekciós kamra olyan koordinátadetektor, amely egyidőben teszi lehetővé a háromdimenziós helymeghatározást. Felépítése rendkívül egyszerű: valamennyi komplikáció a két véglapra és a homogén elektromos és mágneses mezők kialakítására koncentrálódik.

Inkluzív mérés. Inkluzív mérésekben a részecske-kölcsönhatás során keletkező részecskék közül néhányat, többnyire csak egyet választunk ki, hogy mérjük fizikai adatait (impulzus, kilépési szög, hatótávolság stb.) és azonosítsuk. A képlet tehát:

 $A + B \rightarrow S_{mért} + bármi más,$ 

ahol a "bármi más"-t képező többi részecskével nem törődünk (egy n karú kölcsönhatás így n különböző kölcsönhatásként kezelendő). Inkluzív mérések a nagyenergiás kölcsönhatásokban játszanak nagy szerepet, ahol a sokkarú események részecskeazonosítása egyre nehezebbé válik még a legmodernebb detektorok használatával is.

Integrális Cserenkov-detektor (интегральный детектор Черенкова). Lásd Cserenkov-sugárzás.

Ionizációs kamra (ionization chamber, иопизационная камера). Két elektróda közé feszültséget kapcsolunk; az elektródák között gáz (pl. levegő) van. Újabban alkalmaznak folyadékot (pl. argont vagy xenont) is. Ha egy töltött részecske halad át a kamra térfogatán, akkor ionizál, és az elektródák a megfelelő részecskéket magukba gyűjtik. Ily módon az elektródák áramkörében áram folyik. Az ionizációs kamra a keletkezett primer elektronokat és ionokat gyűjti össze. Ennek megfelelően működése rendkívül egyszerű és megbízható, ugyanakkor a keletkezett áram és az ennek megfelelő elektromos jel igen kicsi, mérése nehéz. Napjainkban csak speciális helyen alkalmazzák, pl. nagy fluxusok mérésére és nem egyedi részecskék kimutatására.

ISR (Intersecting Storage Ring). Ütközőnyalábos tárológyűrű a CERN-ben. Ez az első, fizikai mérésekre felhasznált ütközőnyalábos protongyorsító, amelyben két egyenként 28 GeV-os energiájú protonnyaláb ütközik nyolc helyen egymással. A CERN-ben a 70-es évek elején kezdte meg működését, ma már nem működik.

Izospin, T. 56. old.

Izospin harmadik komponense, T<sub>3</sub>. 56. old.

J/Ψ-részecske (pszion). 96. old.

Jet. Lásd szűk hadronzápor.

"Jobbkezűség" (rigth handedness, праворучность). 104. old.

**K-befogás** (K-capture; K-3axbat) A  $\beta$ -bomlásnak egy fajtája, amikor a pozitív atommag a legbelső K elektronhéjból egy elektront magához ránt és így a rendszáma 1-gyel csökken:

$$^{\mathbf{M}}_{\mathbf{Z}}\mathbf{Y} + \mathbf{e}^{-} = ^{\mathbf{M}}_{\mathbf{Z}-1}\mathbf{X}$$

Kaloriméter. Olyan detektorberendezés, amely a kölcsönhatásnál felszabaduló teljes energiát méri.

KNO eloszlás (KNO distribution, KHO распределение). A nagyenergiás ütközéseknél keletkező részecskék multiplicitása, azaz a reakció során keletkezett részecskeszám eloszlása egy hirtelen emelkedő, majd hosszan lecsengő eloszlást mutat, ahol az eloszlás lassan csökkenő része kvalitative a részecskék abszorbensben való energiacsökkenésének lefutásához hasonlít (pl. Landau-eloszlás). A multiplicitás-eloszlásgörbét és annak skálázási tulajdonságait (lásd skálázás) Z. Koba, H. B. Nielsen és P. Olesen tanulmányozták. Nevük kezdőbetűiből származik a rövidítés.

Kaon, K. 52. old.

**KEK.** Tokiótól mintegy 80 km-re elterülő Mag- és Részecskefizikai Kutatócentrum. A kutatócentrum legnagyobb berendezése egy 12 GeV-os protongyorsító. Ezt a továbbiakban ütközőnyalábos gyorsítóvá (TRISTAN) fogják továbbfejleszteni (2000 GeV + 50 GeV).

Kemény komponens (hard component, проникающий компонент). 22. old.

Késleltetett koincidencia (delayed coincidence, запаздывающее совпадение). Olyan fizikai folyamat, amelynél két esemény időben szorosan korrelált, de nem egyidejű, tehát az események között meghatározott időkülönbség van. Így pl. ha valamilyen radioaktív mag kétféle sugárzást bocsát ki, és az egyiket (pl. egy  $\gamma$ -sugárzást) elsőnek s egy másodikat (pl.  $\beta$ -sugárzást) valamivel később, akkor a  $\gamma$ - és a  $\beta$ -sugárzás között késleltetett koincidenciát mérhetünk. A késleltetett koincidenciaberendezés felépítése olyan, hogy a közönséges koincidenciakör egyik bemenetét, mégpedig az azonnal megjelenő sugárzásét (példánkban a  $\gamma$ -sugárzásét) többcsatornás elektronikus késleltető vonalra visszük, a másik jel pedig enélkül csatlakozik a másik bemenetre.
Kettős β-bomlás. A kettős β-bomlás lehetőségét először Wigner Jenő vetette fel a 30-as években. E bomlásnál két egységgel különböző rendszámú izobárok közötti másodrendű gyenge átmenet megy végbe. A Dirac-elmélet szerint két elektron és két neutrínó emittálódik egyidejüleg. Egy másik elmélet, a Majorana-elmélet szerint, a neutrínó és az antineutrínó azonos részecske és a kettős βbomlást nem kíséri neutrínó kibocsátása, mindössze két elektron lép fel. Ez azt is magával hozza, hogy a neutrínók 0-tól különböző nyugalmi tömeggel rendelkeznek. Hosszú ideig csak közvetett geokémiai jellegű bizonyítékok voltak a kettős β-bomlásnak a létezésére. 1988-ban sikerült közvetlen méréssel meghatározni egy konkrét kettős β-bomlást, nevezetesen a

### $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr} + 2\bar{\text{e}} + 2\bar{\text{v}}$

Kicserélődési erők (exchange forces, обменная сила). 102. old. folyamatot sikerült megfigyelmi egy időprojekciós kamra (TPC) segítségével. A mért felezési idő 1,1·10<sup>20</sup> év. 36 ilyen eseményt sikerült regisztrálni. 24. old.

Kiterjedt légizápor (extensive air shower; широкий атмосферный ливень).

Koincidencia (coincidence, совпадение). Két vagy több esemény, illetve elektromos jel időbeli egybeesése. A felbontóképességet a jelek szélessége szabja meg.

Kombinált paritás, CP (Combined Parity, комбинированная четность). A töltéskonjugáció (azaz a töltések előjelének ellenkezőre való változtatása) és a paritás (azaz a bal és jobb felcserélése) műveletének szorzata, egymás utáni alkalmazása. A kombinált paritás műveletét tehát akkor végezzük el, ha egy rendszert tükrözünk és ellenkezőjére változtatjuk a komponensek töltéseit. A CP-invariancia azt jelenti, hogy ilyen transzformáció esetén a fizikai törvények változatlanok maradnak. A CP a valóságban sérül, aminek valószínű oka egy ma még nem ismert újfajta kölcsönhatás, az ún. szupergyenge kölcsönhatás.

Konverter. Valamilyen anyagból készült lemez, amelyen egy elektromosan semleges részecske az áthaladás közben töltött részecskévé alakul át (pl. γ-fotonok esetében Compton-szórás, fotoeffektus vagy párképzés következhet be). Használhatunk konvertert neutronok elektromosan töltött részecskékké való átalakításához. Ebben az esetben a konverter lehet hidrogén vagy hidrogéntartalmú anyag, amelyből a neutron rugalmas ütközéssel protonokat lök ki. Lehet olyan anyag is, amely a neutronokkal kölcsönhatva magreakció révén bocsát ki töltött részecskéket (pl. bór), vagy pedig radioaktív magok (pl. Ag) keletkeznek, amelyek végső soron szintén töltött részecskék megjelenéséhez vezetnek. Előfordul, hogy a konvertálódás két lépésben történik: az első lépésben pl. elektromosan semleges  $\gamma$ -részecske keletkezik, és ez a második lépésben alakul át elektromosan töltött részecskévé. Konverter szerepelhet neutrínó esetében is, amikor tulajdonképpen kölcsönhatási céltárgyról van szó.

Koordinátadetektor. Olyan detektorberendezés, amely megadja a rajta áthaladó részecske vagy részecskék koordinátáját vagy koordinátáit. Több ilyen detektor egymás utáni elhelyezése alkalmas a részecske teljes pályájának meghatározására. Koordinátadetektor pl. a szikrakamra, a proporcionális kamra, a driftkamra, az időprojekciós, az időexpanziós kamra stb. Kisebb méretek esetében, főként a magfizikában a koordinátadetektort helyérzékeny detektornak nevezik és erre a célra előszeretettel használnak kisméretű, félvezető lapkákból vagy CC (Charge Coupled=töltéscsatolt) lapkákból álló mátrixelrendezést.

Когтікиs sugárzás (cosmis rays, космическое излучение). 16. old. Кödkamra, Wilson-kamra (cloud chamber, Wilson-chamber; камера Вильсона). A kozmikus sugárzás hőskorából származó vizuális részecskedetektor, amelyben az elektromosan töltött részecske pályája, nyoma (track) látható. (Az első ködkamrát C. T. Wilson építette meg 1912-ben, ezért a ködkamrát Wilson-kamrának is szokták nevezni.) Működési elve a következő: egy zárt térfogatban valamilyen gáz, legegyszerűbb esetben levegő van, és ezt telítjük valamilyen gőzzel, pl. alkoholgőzzel. Ha a gáz térfogatát hirtelen megnöveljük (expanzió), pl. úgy, hogy a zárt térfogatot lezáró dugattyút lerántjuk, akkor a gáz kiterjed, lehűl, és az alkoholgőz túltelítetté válik. A gőzcseppek kiválása azonban általában nem indul meg, amíg nem jelennek meg lecsapódásra alkalmas ún. "kondenzációs magok". Ezeket szolgáltathatják a kamra térfogatába bekerülő töltött részecskék által keltett ionok. Az ionokra megindul a ködcseppek lerakódása. A ködcseppek füzére egy ködfonalat ad, és végül ez alakítja ki a részecske pályáját, amelyet lefényképezhetünk. A Wilson-kamra segítségével rendkívül sok alapvető felfedezést tettek, ilyenek pl. a pozitron és a müon felfedezése stb. A kamra egyik hátránya, hogy minden egyes expanzió alkalmával csak néhány ezredmásodpercen belül érzékeny; az expanziók ismétlése pedig másodperceket igényel. A második lényeges hátrány, hogy a gáz sűrűsége és így a kölcsönhatás valószínűsége kicsi. A kamrával nyert felvételeket előhívás után átnézik "szkennelik" (to scan=átnézni), azaz bizonyos típusú eseményeket kiválogatnak. Az azonos és éppen vizsgálni kívánt típusú eseményeket tartalmazó felvételeket összegyűjtik, és később gondosan kimérik, azaz meghatározzák az egyes nyomok hosszát, görbületét (a kamra általában mágneses térben foglal helyet), a görbület irányát és a specifikus ionizációt, azaz az 1 cm-re eső ködcseppeknek (lényegében ionok) a számát. Mindezekből következtetni lehet a részecske tömegére, elektromos töltésére, impulzusára, s ezekből a részecske jellegére.

Közbenső vektorbozonok (intermediate vectorboson, промежуточный векторный бозон). 112. old.

Кözepes élettartam (mean life-time, среднее время жизни). Az az átlagos idő, amely alatt az adott mennyiségű radioaktív atommag vagy bomlékony részecske száma e-ed részére csökken. A közepes élettartam, a bomlási valószínűség ( $\lambda$ ), valamint a felezési idő ( $T_{1/2}$ ) között a következő összefüggések állnak fenn:

 $\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad \tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{T_{1/2}}{0,693}.$ 

Közvetítő részecske (mediating particle, частица передачи). 102. old.

**K-regeneráció**. A semleges K<sup>0</sup>-mezon tulajdonképpen két tiszta kvantummechanikai állapotnak a szuperpozíciója. A két állapot keveredésének arányától függően két különböző típusú K<sup>0</sup> létezik a valóságban, amelyeknek tömegei egyformák, azonban bizonyos tulajdonságaik eltérőek. A legfontosabb különbség, hogy az egyikfajta K<sup>0</sup> élettartama jóval rövidebb, mint a másiké, ezt

nevezzük  $K_s^0$ -nek, ahol az S a short (rövid) szóra utal. Ennek a közepes élettartama 0,89 · 10<sup>-10</sup> s. A szuperpozíció másik tagja a K<sup>0</sup>, ahol L jelentése long (hosszú). Ez utóbbi lényegesen hosszabb, 5.10<sup>-8</sup> s élettartamú. Ha létrehozunk egy kaonnyalábot, akkor kezdetben mind a két komponens, a rövid és a hosszú élettartamú is jelen van. Egy bizonyos távolság megtétele, azaz egy bizonyos idő eltelte után azonban a rövid élettartamú komponens "kihal", és csak a hosszú élettartamú marad. A regeneráció jelensége abban áll, hogy ha a most már tiszta K<sup>0</sup><sub>1</sub>-nyalábot ráejtjük valamilyen anyagra, akkor az anyag után újból megjelenik a rövid élettartamú komponens, a K<sup>0</sup><sub>s</sub> is! Ezt úgy lehet magyarázni, hogy az eredeti két kvantummechanikai állapotban levő komponens tiszta kölcsönhatási hatáskeresztmetszete ugyanarra az anyagra nézve más. Ezért a kölcsönhatás során megbomlik az eredeti, a hosszú élettartamú reális komponensnek megfelelő kvantummechanikai szuperpozíció, és ez úgy jelentkezik, hogy újból megjelenik a rövid élettartamú komponens, azaz ez utóbbi "regenerálódik". A regeneráció a kvantummechanikai szuperpozícióelv egyik szép kísérleti bizonyítéka; ezen túlmenően megerősít bizonyos általános elméleti következtetéseket, köztük az ún. Pomerancsuk-tételt,

Külső müonazonosító. Lásd EMI.

**Kvadrupolmágnes**. Olyan mágnes, amely alkalmas a töltött részek két síkban történő fókuszálására. A gyorsítók felépítésénél szerepük igen jelentős, ezek teszik lehetővé az intenzításveszteség minimalizálását és a nyaláb helyes pályán való tartását.

Kvantumelektrodinamika, QED (Quantum Electrodynamics, квантовая электродинамика). Az elektromágneses jelenségek leírására szolgáló relativisztikus kvantumelmélet, amelynek eddigi következtetéseit, az elmélet alapján végzett számításokat a kísérletek nagyon nagy pontosságig  $(10^{-5}-10^{-6})$  igazolták.

Kvark, q. 137. old.

Kvarkíz (quark flavor, аромат кварка). 138. old.

**Kvarkok "bebörtönzése"** (Confinement, удержание (не вылетание) кварка). 148. old.

Kvarkplazma. 155. old.

Kvarkszín (colour, цвет кварка). 142. old.

Kvarktenger (quark sea; море кварка). 138. old.

Lambda-paraméter,  $\Lambda$  ( $\Lambda$  parameter;  $\Lambda$  параметр). 143. old.

Lágy komponens (soft component; мягкий компонент). 22. old. LEP (Large Electron Positron...). A CERN jelenleg épülő nagy ütközőnyalábos, tárológyűrűs gyorsítója. Első lépésben 50 GeV-os elektronokat ütköztetnek 50 GeV-os pozitronokkal. Második lépésben az egyes nyalábok energiáját 100 GeV-ra kívánják felemelni. Elvben elképzelhető, hogy a LEP alagútjában szupravezető mágnesek felhasználásával hadronütközésekre is alkalmassá teszik a gyorsítót. A LEP átlagban 30 m mélyen helyezkedik el a föld alatt; a kerülete 26 km. A LEP-en négy különböző kísérleti berendezést helyeznek el. Működésbe lépésének várható időpontja 1989.

Lepton. 51-53. és 65. old.

Leptonszám, *L* (lepton number; лептонное число). 54. old. Leptontöltés. 58. old.

Légi zápor. 24. old.

Likelihood módszer. Lásd maximum likelihood módszer.

LINAC (linear resonance accelerator; лынейно-резонансный ускоритель). Ha a gyorsítandó részecske hengeres elektródák középvonalában fut, és a henger elektromos potenciálja úgy változik, hogy a részecske közeledésekor (a megfelelő hengerhez) vonzó-, a hengerből való távolodásakor pedig taszítóerő lépjen fel,



71. ábra. A lineáris rezonanciagyorsító felépítése

akkor ezzel a módszerrel igen nagy energiára gyorsíthatjuk a részecskéket (71. ábra). Természetesen az az előfeltétel, hogy a henger alakú elektródák nagy frekvenciás ütemben változtassák a polaritásukat és mindig szinkronban legyenek a részecske egyre gyorsuló mozgásával. (Ennek megfelelően az elektródák hossza rendre nő.) A lineáris rezonanciagyorsítókat ma elsősorban elektronok gyorsítására használják. Egyik legismertebb a LINAC (Stanford USA), ahol 2 km hosszon a fenti elv alapján 15 GeV-ra gyorsítanak fel elektronokat.

Luminozitás L (luminosity; светимость). A gyorsítók egyik fontos tényezője az elérhető energia, ez azonban nem az egyetlen; emellett fontos, hogy a nagy energiákra felgyorsított részecskenyaláb megfelelő nagy intenzitással rendelkezzék, hogy elegendő nagyszámú kölcsönhatási esemény menjen végbe. Az intenzitás (és eseményszám N) kifejezésére szolgál a luminozitás (L) fogalma:  $N = L\sigma$ , ahol  $\sigma$  a hatáskeresztmetszet. A luminozitás ismeretében könnyen kiszámíthatjuk, hogy egy adott hatáskeresztmetszetű eseményből időegységenként átlagosan hány fog bekövetkezni. Ma  $10^{32}$ /cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> luminozitás az elérhető legnagyobb érték; a következő gyorsítógenerációhoz néhány nagyságrenddel nagyobb luminozitás szükséges.

Magemulzió. Lásd fotoemulzió

Magerő (nuclear forces, ядерные силы). 105. old.

Mágneses monopólus. 132. old.

**Majorana-neutrínó.** Ha a neutrínónak nem zérus a nyugalmi tömege, akkor a haladási irányba nézve balra forgó változat mellett jobbra forgó változat is meg kell jelenjen, bár megfigyelésének valószínűsége lehet rendkívül kicsi. Kérdés, hogy ez valóban új részecske vagy pedig azonos az amúgy is ellenkező irányban forgó antineutrínóval. Az előbbi esetben Dirac-típusú, az utóbbiban Majorana-típusú (C. Majorana olasz elméleti fizikus) neutrínóról beszélünk. A neutrínó Majorana-szerkezete esetén a két elektron kibocsátásával járó kettős  $\beta$ -bomlás végbemehetne neutrínók megjelenése nélkül is. A kísérletek (Savis, 1956) azt mutatják, hogy a neutrínó és az antineutrínó különböző részecskék, vagyis a természetben Dirac-típusú neutrínók fordulnak elő. (Elvi lehetőségként azonban fenn kell tartani a Majorana-neutrínó hipotézisét is.)

Maximum likelihood módszer (maximum likelihood method, метод максимального правдоподобия). Mérések kiértékelésére

szolgáló matematikai statisztikai módszer. Alkalmazásához tudnunk kell a közvetlen mérendő mennyiségek (pl. beütésszámok) valószínűségi eloszlását, a meghatározandó paraméterek (pl. felezési idő) függvényeként. A mérés elvégzése után a mért értékeket behelyettesítjük, majd meghatározzuk a paraméterek azon értékrendszerét, amelyre az így kapott kifejezés, az ún. likelihoodfüggvény értéke maximális. A maximumhoz tartozó értéket tekintjük a paraméterek becslésének. Az így kapott becslések szórása általában kisebb, mint más kiértékelési eljárások esetén.

Megsemmisülési sugárzás. 59. old.

Mélyen rugalmatlan szórás (deep inelastic scattering, глубоконеупругое рассеяние). Mélyen rugalmatlannak nevezzük azt a szórási folyamatot, amelynél a szóródó részecske a folyamat során igen nagy energiaveszteséget szenvedett. (Ilvenkor közel haladt el a szórócentrum mellett.) A mélyen rugalmatlan szórás során mindig több részecske keletkezik, mint a reakcióba lépő részecskék száma. Ha csak a szóródott részecske tulajdonságaira vagyunk kíváncsiak, tehát a reakcióba lépő részecske kezdeti és a reakció utáni végállapotát nézzük, akkor beszélünk inkluzív mérésről. Leptonok mélyen rugalmatlan szórása esetén, amikor a lepton inkluzív reakcióját vizsgálták, azt találták, hogy a leptonok szóródása különböző besugárzási feltételek mellett (változó bombázóenergia, más-más target: proton, neutron vagy mag) azonos képet mutat, ha egy dimenziótlan, úgynevezett skálaváltozóval írjuk le. Ezt az összefüggést nevezték a szórás skálázásának (lásd skálázás). Leggyakrabban a Bjorken-féle skálaváltozót szokták használni:

$$x = \frac{Q^2}{2m(E-E')},$$

ahol  $Q^2$  az átadott (négyes) impulzust, *m* a proton tömegét és *E*, *E*' a lepton reakció előtti, illetve utáni energiáját jelöli. Mivel az átadott energia és a leptonok kezdeti és végállapota közti energiakülönbségért a lepton impulzusváltozása a felelős, ezért a szóródott lepton energiája és longitudinális impulzusa is szolgálhat a mélyen rugalmatlan szórás leírására. A rapiditást ( $y_r$ ) ezen összefüggés felhasználásával vezették be:

$$y_{\rm r} = \frac{1}{2}\log\frac{E+P}{E-P},$$

ahol E, P a kirepülő részecske energiáját, illetve a longitudinális impulzust jelöli.

MeV, megaelektronvolt. A részecskefizikában használatos energiaegység, 1 MeV =  $10^6 \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-13} \text{ J}.$ 

Mezon. 53. old.

Missing mass. Lásd hiányzó tömeg.

Monte-Carlo módszer. Véletlen számok generálásán alapuló számítási módszer. A matematikában sokdimenziós integrálok számítására használják. A természettudományos vizsgálatokban sokdimenziós véletlen jelenségek szimulációjára, fizikai paraméterek becslésére alkalmazható, mint például bolyongási migrációproblémák, neutrontranszport és fotontranszport-számítások, reaktorfizikai és sugárvédelmi feladatok vagy pl. egy nagyváros közlekedési jelenségei. A részecskefizikában gyakran használják nagy és bonyolult detektorok hatásfoka helyfüggésének kiszámítására vagy a várható háttér értékének megbecsülésére. Az általa becsült mennyiségek lehetnek sztochasztikusak vagy determinisztikusak, erre a módszer alkalmazásakor figyelemmel kell lenni. Elsősorban bonyolult, többdimenziós problémák megoldására ajánlott. Eleve sztochasztikus folyamatoknál a ténylegesen lejátszódó fizikai folyamatok egy az egyben történő lejátszásával (analóg lejátszás) kaphatunk legegyszerűbben eredményeket. Ezeknek azonban reális gépidő-felhasználás mellett rendszerint megengedhetetlenül nagy a statisztikus szórásuk, ezért van nagy jelentőségük az ún. szóráscsökkentő módszereknek. Ezek alkalmazásakor a fizikai eloszlásfüggvényeket úgy módosítjuk, hogy a végeredmény várható értéke torzítatlan legyen, azonban a szórás csökkenien.

**Müon**, μ, mezotron, μ (muon, мюон). 40. old.

Müonazonosító. Lásd EMI.

Müonneutrínó (мюонное нейтрино). 74. old.

**MWPC** (*Multi Wire Proportional Chamber*). Lásd proporcionális számláló. Nagy Egyesítési Elmélet (Grand Unification Theory, GUT; теория Великого объединения). 130. old.

Napneutrínó, szoláris neutrínó (Solar neutrino; солнечное нейтрино). 76. old.

NC (Neutral Current). 89., 108. és 110. old.

Nehéz kvark (heavy quark; тяжелый кварк). Az u és d kvarknál nehezebb kvarkokat, tehát a c, s, t és b kvarkot nehéz kvarknak szokták nevezni.

Neutrínóoszcilláció. 82. old.

Nukleális emulzió. Lásd fotoemulzió.

Nyitott Univerzum (Open Universe, открытая Вселенная). 79. old.

**Off-line**. A számítógépek olyan felhasználása, amelyeknél a mérési adatokat nem közvetlen a mérőberendezésről táplálják be a számítógépbe, hanem mágnesszalagról vagy diszkről.

**On-line**. A számítógépek olyan alkalmazása, amelynél közvetlen kapcsolat van a mérőberendezés és a számítógép között. A számítógép ez esetben a mérőberendezés paramétereit ellenőrizheti, vezérelheti a mérést és elvégezheti a mérési adatok előzetes feldolgozását.

Ősrobbanás, Nagy Bumm (Big Bang, первоначальная взрыв). 157. old.

**Paritás**, *P* (parity, четность). A paritáskvantumszám a részecske vagy részecskerendszer hullámfüggvényének tértükrözéssel szembeni szimmetriatulajdonságát jellemzi. Értéke +1 vagy -1. Multiplikatív jellegű kvantumszám, a részrendszerek paritásainak szorzata adja a teljes rendszer paritását. *L* pályamomentumú relatív mozgáshoz  $(-1)^L$  paritás tartozik. A 0 spinű +1 paritású mezonokat skalármezonoknak, a -1 paritásúakat pszeudo-skalármezonoknak nevezzük; hasonlóan az 1-es spin esetén axiálvektor-, illetve vektormezonokról beszélünk.

**Paritásmegmaradás** (parity conservation, сохранение четности). 61. old. Paritássérülés (parity violation, нарушение четности). Gyenge kölcsönhatásokban, mint azt kísérletileg kimutatták, a paritás nem marad meg (C.S. Wu, 1957). Elektromágneses kölcsönhatásokban, mint az 1980-as években megmutatták, kismértékű paritássérülés lép fel, ami várható, hiszen ma már tudjuk, hogy az elektromágneses kölcsönhatás az elektrogyenge kölcsönhatásoknak egy határesete; az elektrogyenge kölcsönhatás pedig magában foglalja a paritássértő gyenge kölcsönhatást is.

Ра́rképzés, párkeltés (pair production, рождение пары). А  $\gamma$ sugarak anyaggal való kölcsönhatásának egyik típusa, amikor a  $\gamma$ kvantum eltűnik, és helyette egy elektron-pozitron pár jön létre. A párképzés nehéz mag közelében kell hogy végbemenjen; a mag az impulzusmegmaradás törvényének kielégítéséhez szükséges. A párképzés valószínűsége az energia növelésével rohamosan nő; van egy küszöbérték, amely alatt elvileg nem mehet végbe párképzés (1,02 MeV), ugyanis a  $\gamma$ -foton energiájának minimálisan az elektron és pozitron nyugalmi tömegét (energiáját) kell fedeznie. Ha a  $\gamma$ kvantum energiája ennél az értéknél nagyobb, akkor egyrészt a párképzés hatáskeresztmetszete rohamosan nő, másrészt a keletkezett elektron-pozitron pár mozgási energiája lesz nagyobb. A párképzés hatáskeresztmetszete arányos a rendszám (Z) négyzetével. Nagy energiájú  $\gamma$ -kölcsönhatások esetében gyakorlatilag a párképzés dominál.

Pauli-elv (Pauli principle, принцип Паули). A Pauli-elv (W. Pauli) szerint két fermion nem lehet teljesen azonos kvantumállapotban, azaz olyan állapotban, amelyre vonatkozólag minden kvantumszám megegyezik. Pl. egy atomban egy-egy "pályán" elhelyezkedő elektron legalább egy kvantumszámban különbözzék a többitől. Általánosabb megfogalmazása: feles spinű részecskék (fermionok) Fermi—Dirac-statisztikát követnek, hullámfüggvényük a részecskék felcserélésére nézve antiszimmetrikus.

Ра́гspektrométer (pair spectrometer, парный спектрометр). Olyan  $\gamma$ -spektrométer, amely azon az alapon méri a  $\gamma$ -sugárzás energiáját, hogy a sugárzás által keltett elektron-pozitron párok mozgási energiáját határozza meg. Ez természetesen csak a párképzés küszöbenergiájánál (1,02 MeV) nagyobb  $\gamma$ -sugarak esetében használható. **PEP** (Proton Electron Positron). Pozitron-elektron, illetve proton-elektron ütközőnyalábos tárológyűrű Stanfordban, a SLAC-ben. Itt 18 GeV energiájú elektronok ütköznek 18 GeV energiájú pozitronokkal. Luminozitás  $3 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>.

Perturbációszámítás (perturbation theory, теория возмущеный). Nemlineáris elméletek (pl. QED, QCD, elektrogyenge kölcsönhatás) folyamatainak közelítő számítása a csatolási állandó szerinti hatványsor alakjában. A perturbációs sorok felírását megkönnyítik a Feynman-gráfok.

**PETRA** (Positron Elektron Tandem Ringe Anlage). Hamburg melletti elektron-pozitron ütközőnyalábos, tárológyűrűs gyorsító, amelyben 23 GeV-os elektronok 23 GeV-os pozitronokkal ütköznek. A gyűrű átmérője 2,3 km.

**Pion**, π. 46. old.

**Pomerancsuk-tétel** (Pomeranchuk theorem; теория Померанчука). Egy céltárgyat valamilyen részecskével, majd antirészecskéjével (pl. protonnal és antiprotonnal) bombázva a kapott teljes hatáskeresztmetszet általában különbözni fog, de az energiát minden határon túl növelve ez a különbség igen általános feltételek mellett nullához tart. Pomerancsuk tételét a Regge-pólus-elmélet felhasználásával bizonyítja.

Pozitron, e<sup>+</sup>. Az elektron antirészecskéje, amelynek a tulajdonságai mindenben megegyeznek az elektronnal, csak az elektromos töltése és a leptontöltése ellentétes. A pozitron elektronnal kis energián találkozva megsemmisül, annihilálódik és általában két 0,5 MeV-os y-kvantum keletkezik. A pozitronannihiláció egyike azon magfizikai módszereknek, amelynek segítségével szilárdtestfizikai problémák (pl. fémekben az elektronok impulzuseloszlása) vizsgálhatók. Felhasználható még felület-, továbbá kémiai kötési vizsgálatokra is. Háromféle kísérleti módszerrel nyerhetünk információt pl. az elektronok impulzus szerinti eloszlásáról: 1. Szögkorrelációs módszerrel, ui. az annihilációnál keletkező két y-kvantum akkor, ha a pozitron és az elektron kinetikus energiája nagyon kicsi, pontosan 180°-os szöget zár be egymással. Ha az elektron impulzusa nagy, akkor a bezárt szög eltér a 180º-tól (impulzusmegmaradás). 2. Lehet mérni a felezési időt, ez pedig az elektronsűrűségtől és az elektronimpulzustól is függ. 3. A y-kvantum energiája némileg megváltozik, ha az elektron, amelyen az annihiláció bekövetkezett, nagy impulzussal mozgott. Ezt Doppler-effektus méréssel ki lehet mutatni.

**Pozitrónium**. Létrejöhet egy olyan különleges hidrogénszerű atom, amelyben az atommagot (protont) egy pozitron helyettesítheti, azaz az "atom" egy pozitronból és egy elektronból áll. A pozitróniumnak két fajtája lehetséges, attól függően, hogy a pozitron és az elektron spinje párhuzamos vagy ellentétes. Az előző esetben orto-, az utóbbi esetben parapozitróniumról beszélünk. Az ortopozitrónium közepes bomlási ideje vákuumban 1400  $\cdot$  10<sup>-10</sup> s, a parapozitróniumé pedig 1,25  $\cdot$  10<sup>-10</sup> s. A parapozitrónium legtöbbször 2 $\gamma$ -, az ortopozitrónium 3 $\gamma$ -annihilációval sugárzódik szét. A pozitrónium bomlási idejét a környezet befolyásolja, és így fel lehet használni kondenzált rendszerek tulajdonságainak a vizsgálatára. Külön fejezetet képez a pozitróniumkémia, ahol kémiai problémákat lehet megoldani a pozitrónium élettartamának a mérésével.

Preon. 147. old.

**Proporcionális kamra** (Proportional chamber, PC vagy multi wire proportional chamber, MWPC; пропорциональная камера). A proporcionális kamra tulajdonképpen több proporcionális számláló egy közös gáztérfogatban (72. ábra). A gyakorlati meg-



72. ábra. Proporcionális kamra felépítése

valósításnál nincsenek hengeres elektródák, hanem két sík elektróda között helyezkednek el párhuzamosan az anódszálak és az egész egy közös gáztérben van. Egyébként a működése azonos a proporcionális számláló működésével. Nagy előnye a közös gáztérfogat, az egyszerűbb mechanikai felépítés, a lehetséges nagy lefedhető felület és az, hogy ily módon meg lehet határozni az áthaladó részecskének az egyik koordinátáját (koordinátadetektor). Ha két ilyen kamrát egymáshoz képest 90°-ban elfordítva használunk, akkor két koordináta meghatározása is lehetséges. A proporcionális kamra gáztöltése nem állandó, hanem lassan áramoltatják keresztül a gázt, mert figyelembe véve a nagy katódfelületet, állandó szennyeződés lép fel (gázok szabadulnak ki a katódokból), és legegyszerűbb megoldás, ha állandóan friss gáz áll rendelkezésre. A proporcionális kamrák mérete akár 4×4 m nagyságot is elérheti, ami különleges technikai követelményeket támaszt mind mechanikai, mind elektronikus szempontból. Minden egyes számlálónak külön kivezetéssel és egy szálelektronikával (erősítő, jelvágó és valamilyen egyszerű koincidenciakör) kell rendelkeznie. A proporcionális kamrák az egyszerűbb, de rosszabb időfelbontással rendelkező szikraszámlálókat váltották fel. A proporcionális kamrák továbbfejlesztését viszont a driftkamrák és az időprojekciós, valamint az időexpanziós kamrák jelentik.

**Proporcionális számláló** (proportional counter; пропорциональный счетчик). Olyan detektor, amely egy hengeres fémkatódból és ennek a középvonalában egy vékony huzalanódból áll (73. ábra). A kettő közé 2000 V körüli feszültséget kapcsolunk és a csövet legtöbbször argon-alkohol gázkeverékkel töltjük meg. Ha egy ionizáló részecske keresztülhalad a térfogatán, akkor ez ionokat és elektronokat kelt a semleges atomokból, amelyek az ellentétes



73. ábra. Proporcionális számláló felépítése

polaritású elektródák felé indulnak meg. Az elektronok mozgékonysága jóval nagyobb, és ők a szál felé futva egyre nagyobb térerősségben haladnak, amikor is újabb ütközéseket szenvednek, újabb elektronokat hoznak létre, és végül is lavinaszerűen kiszélesedik a folyamat. Ennek következtében egy viszonylag nagy elektromos impulzus jelenik meg az anódon. A térerősség és gáznyomás beállításával arról kell gondoskodni, hogy e keletkezett jel amplitúdója arányos (proporcionális) legyen az ionizációt kiváltó primer részecske energiájával. (Ha túl nagy a térerő, akkor függetlenül a primer ionizáló részecske energiájától, a végeredmény mindig ugyanaz: igen nagy amplitúdójú jel keletkezik.) A hátteret csökkenteni lehet úgy, hogy bizonyos amplitúdó alatti jelet nem veszünk figyelembe (vágás, cut). A proporcionális számláló élettartama rendkívül hosszú a GM-csövekhez képest.

Protonbomlás (proton decay, распад протона). 131. old.

**Protonszinkrotron**. A modern részecskefizikában nagy energiájú protonok előállítására protonszinkrotronokat használnak. Ez egy mágneses térben elhelyezett nagy átmérőjű gyűrű alakú vákuumcső. A benne mozgó gyorsítandó részecskék azonos körpályán futnak, amit úgy érünk el, hogy a mágneses tér nagysága a részecskék energiájának, azaz sebességének növekedésével egyidejűleg növekszik és ez mindig azonos körpályán tartja a részecskéket. Az energianövelés nagyfrekvenciás rezonátorok segítségével történik (74. ábra). A nagyobb gyorsítási energia elérésének lehetséges módja, hogy növeljük a protonszinkrotronoknak az átmérőjét. Ez növeli a



74. ábra. Protonszinkrotron sémája

költségeket, különösen ha figyelembe vesszük, hogy a sugárzási veszély miatt a protonszinkrotront néhányszor tíz méterre a föld alatt, alagútban kell építeni. Egy lehetőség, hogy a klasszikus, ún. "meleg" mágnesek helyett szupravezető mágneseket használunk mind a fókuszálásra, mind pedig a részecskék körpályán való tartására. Ez esetben a méretek lényegesen csökkennek, és csökken az áramfogyasztás is. Ugyanakkor igen nagy cseppfolyós héliumháztartásról kell gondoskodni. Ilyen típusú gyorsítónak a kidolgozása és megvalósítása Batáviában (USA) folyamatban van. A világ jelenleg legnagyobb energiát szolgáltató protonszinkrotronjai: A batáviai gyorsító (Chicago mellett) 1 TeV energiával, a CERNben működő SPS (Super Proton Synchrotron) 400 GeV energiával. Az elérhető protonintenzítás 10<sup>16</sup> proton/s nagyságrendű.

PS (Proton Synchrotron). A CERN 28 GeV energiájú protongyorsítója. Jelenleg komplex feladatokat lát el: egyrészt közvetlenül, mint 28 GeV-os gyorsító működik, másrészt táplálta az ISR-t, harmadsorban antiprotonok előállítására szolgál, végül pedig az SPS előgyorsítójaként használják.

Pszion. A J/Y-részecske egyik elnevezése. 96. old.

QED (Quantum Electrodynamics). 101.old. QCD (Quantum Chromodynamics). 106. és 143. old.

Radiátor. Lásd konverter.

Rapiditás.

**Regge-pólusok** (Regge-pole, полюсы Perre). A szórásmátrixban szereplő impulzusmomentum az energiához vagy impulzushoz hasonlóan kiterjeszthető komplex síkon. A szórásmátrix egyes pontoktól (pólusok) vagy szakaszoktól (vágások) eltekintve szintén analitikus lesz. E függvény pólusait nevezzük Regge-pólusoknak. A valós impulzus értékét folytonosan változtatva e pólusok helye változik, ún. Regge-trajektóriát írnak le a komplex *l* síkon. Az *l* változó pozitív egész vagy félegész értékeire a pólusok kötött állapotot, egészhez közel álló, de komplex értékeire rezonanciát írnak le.

Repülési idő módszer (time of flight, TOF; время пролета). A sebesség meghatározására szolgáló olyan módszer, amelynél megmérjük, hogy az adott részecske mennyi idő alatt tett meg egy meghatározott távolságot. Az elemi  $v = \frac{s}{t}$  képlet szerint a részecske sebessége kiszámítható. A mérés nagyon direkt, nagyon egyszerű, pontosságát lényegében véve az időmérés pontossága határozza meg. Ez utóbbi abból tevődik össze, hogy egyrészt a t=0megállapítása pontatlan lehet, pl. ha egy neutroncsomagon belüli részecskék repülését akarják mérni, akkor a kezdőpillanat attól függ, hogy a részecske az impulzus elején, közepén vagy a végén helyezkedik-e el. Másrészt a repülési út végén elhelyezett detektorokban keltett jelek időbeli szórást mutatnak. Az esetek nagy többségében a részecskét vákuumban futtatják, hogy a szóródást elkerüljék. Repülési idő módszert kiterjedten használnak az alacsony energiájú neutronfizikában, továbbá a magfizikában és a részecskefizikában is, ahol mint többletinformáció — kiegészítve a detektorok által szolgáltatott egyéb információkat — segít a részecskék azonosításában.

Rezonancia (részecskerezonancia). 53. old.

**RICH** (*Ring Imaging Cherenkov*). Olyan Cserenkov-számláló, amelynél kihasználjuk azt a tényt, hogy a Cserenkov-fény meghatározott kúpszögben keletkezik, amely kúpszög a részecske sebességétől függ. Megfelelő tükörrendszer alkalmazásával elérhető, hogy a keletkezett fény ne egy körlapot hozzon létre, hanem csak egy körgyűrűt, tehát csak a legnagyobb nyílásszögnek megfelelő helyen jelentkezzék a Cserenkov-sugárzás. Így minden egyes részecskének egy körgyűrű felel meg az értékelő berendezés ernyőjén. Magát a detektálást vagy fotodióda-mátrixszal, vagy proporcionális kamrával végzik. A detektálás után egy alakfelismerő program elkülöníti az egyes nyomokhoz tartozó körgyűrűket. Ez a megoldás lehetővé teszi a részecskék sebesség szerinti szétválasztását, és megkönnyíti az azonosításukat. A RICH-detektorok kifejlesztése jelenleg folyik.

Rishon. 147. old.

Ritkaság, S (strangeness, странность). 53. old. Rögzített céltárgyas gyorsító. Lásd ütközőnyalábos gyorsító.

Scanning. (Lásd szkennelés).

Semleges áram (neutral current, нейтральный ток). 89., 108. és 110. old.

Skalár kvark, q. 135. old.

Skalár lepton, Ĩ. 135. old.

Skálázás (scaling, скейлинг). A fizikában közismert a skálatörvények használatának a szükségessége. Egy fizikai mennyiség skálájának egyértelmű megadásához öt követelmény megadása szükséges: 1. a nullpont, 2. az egység, 3. a definiáló egyenlőség, 4. a kisebb-nagyobb vonatkozás és 5. a skálatörvény. Ez utóbbi követelmény független az előbbi négytől (és azok is egymástól). Ui. bizonyos mennyiség v skálája helyett az f(v) függvényt is használhatjuk anélkül, hogy az 1—4 kikötések megváltoznának. Ehhez csupán az szükséges, hogy f(v) teljesítse a következő feltételeket:

1. 
$$f(0) = 0;$$
 2.  $f(1) = 1;$  3.  $f(v_1) = f(v_2),$  ha  $v_1 = v_2;$   
4.  $f(v_1) > f(v_2),$  ha  $v_1 > v_2.$ 

Ilyen f(v) függvény nyilván végtelen sok van. A részecskefizikában épp ezt a tulajdonságot felhasználva vezették be a "skálázás" fogalmát. Több fizikai változótól függő fizikai mennyiség skálatörvényét általában az egyes változóként szereplő mennyiségek (mivel azoknak már van skálájuk) határozzák meg. Ha azt tapasztaljuk, hogy a több változóból egy alkalmas leképezéssel egy változót kaphatunk, akkor ez általában új törvényszerűséget is hordoz, és felfogható úgy, mint a fizikai mennyiség egy skálatörvénye. Ezt a fizikai mennyiség skálázásának, a bevezetett változót pedig skálaváltozónak szokták nevezni. Nagyenergiás kísérletekben gyakran használt skálaváltozók: Biorken-X:

$$X_{\rm B} = \frac{Q^2}{2mX} = \frac{Q^2}{2m(E-E')};$$

Feynman-X:

$$X_{\rm F} = \frac{2}{\sqrt{s}} p^*;$$

KNO scaling:

$$Z = n / \langle n \rangle;$$

DAO (scaling az átlagban):

$$v = \frac{|p_{||}|}{\langle |p_{||}| \rangle}.$$

A fentiekben  $\sqrt{s}$  a tömegközépponti energia,  $p_{\parallel}$  a longitudinális impulzus, *n* a multiplicitás,  $\langle n \rangle$  a multiplicitás várható értéke. Ha a

fenti törvényszerűség nem teljesül (nem redukálható a több változó egyre), akkor beszélünk a skálázás sérüléséről.

SLAC (Stanford Linear Accelerator). Lineáris rezonancia elektrongyorsító, amely 2 kilométer hosszan 15 GeV-ra gyorsít fel elektronokat. A gyorsító és a hozzá tartozó laboratórium San Francisco közelében helyezkedik el. A közeljövőben tervezik lineáris elektron-pozitron nyalábok ütköztetését is (Lásd SLC).

**SLC** (Stanford Linear Collider). Olyan elektron-pozitron ütközőnyalábos gyorsító, amelyben a szokásostól eltérően a kétféle részecske nem körpályán, hanem egy egyenes vonal mentén ellentétes irányban mozog (lineárisan) és ütközik. Ezáltal a körpályán mozgó részecskéknél fellépő sugárzási veszteségek lényegesen csökkennek. A berendezés jelenleg épül; az első elképzelések szerint mindkét nyaláb energiája 50–50 GeV lesz.

SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerator Ring). A SLAC mellett épült tárológyűrűs elektron-pozitron ütközőnyalábos gyorsító.

Specifikus ionizáció (specific ionisation, специфичная ионизация). Az 1 cm-re eső ionoknak a száma. Értéke függ a részecske sebességétől (v) és a töltésétől Z:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\approx\frac{Z^2}{v^2}\,.$$

**Spin**, s. A részecskékhez saját, a pálya menti mozgástól független impulzusmomentum rendelhető, ez a spin. A spin kvantálva van:  $\frac{1}{2}\hbar = \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$  egész számú töbszöröse lehet csak. A  $\hbar$  egységekben mérve feles (vagy félegész) spinű részecskéket (e, p, n, v,...) fermionoknak, az egész spinűeket ( $\gamma$ ,  $\pi$ , K,  $\rho$ ,...) pedig bozonoknak nevezik. Ha valamely részecskenyalábban a részecskék spinje egy irányba mutat, akkor polarizált nyalábról beszélünk. Ugyanígy polarizált céltárgyban az atommagok vagy atomok spinjének iránya egymással párhuzamos.

Spontán szimmetriasértés (spontaneous symmetry breaking, спонтанное нарушение симметрии). Egy szimmetrikus egyenletekkel leírható rendszer bizonyos szimmetriáinak megszűnése a rendszer valamilyen paraméterének küszöbértékénél. Példák: két végén rúdirányban nyomott, egyenes rúd kihajlása "véletlen" irányban; folyadék fagyásakor véletlenszerű irányítottságú kristályrács kialakulása. Az elemirész-fizikában nem maguk a kölcsönhatások, hanem a megvalósuló *állapotok* vesztik el bizonyos szimmetriáikat, vagy másképpen megfogalmazva maga a fizikai vákuum megy át magasabból alacsonyabb szimmetriájú állapotba.

SPS (Super Proton Synchrotron). A CERN jelenleg legnagyobb, rögzített céltárgyas gyorsítója, amely 400 GeV-os protonokat állít elő. Átmérője 7 km.

Standard modell. Jelenlegi elképzeléseink szerint a részecskefizika ma ismert tényeinek döntő többségét meg tudjuk magyarázni az ún. standard modellel. A standard modell szerint minden anyag kvarkokból és leptonokból áll, amelyek kétféle erő által lépnek egymással kölcsönhatásba. A modell magában foglalja a kvarkok és a gluonok közötti erős kölcsönhatás elméletét, a kvantumszíndinamikát és az elektrogyenge egyesített kölcsönhatásnak az elméletét. Nem találtunk eddig olyan kísérleti tényt, amely ellentmondott volna a standard modellnek. Ennek ellenére a standard modell továbbfejlesztése vagy új modellek kidolgozása kívánatos. Ennek egyik oka, hogy nem foglalja magába a gravitácós kölcsönhatást. Egy másik ok, hogy a standard modellben 20 szabad paraméter van.

Straton. 147. old.

Streamerkamra (streamer chamber, стримерная камера). Átmenet a szikrakamra és a proporcionális kamra között. Alapjában véve a szikrakamrához hasonló felépítésű és működésű, azonban a nagyfeszültségű impulzus olyan rövid, hogy a detektálni kívánt töltött részek pályája mentén a szikraképződés csak megindul, azonban nem tud kifejlődni szikrává, hanem csak szikrakezdemények (streamerek) keletkeznek. Előnye a szikrakamrához képest az, hogy jóval kisebb a holtideje, mert nem telítődik a kamra olyan sok ionnal, mint a meglehetősen drasztikus szikrázás esetén. Hátránya ugyanakkor, hogy a fellépő fény intenzitása kisebb, és így az optikai regisztrálás nehezebb. Általában közbeiktatnak egy optikai erősítő berendezést (EOP). Lehetséges ún. Vidicon- vagy Plumbicon-kamra alkalmazása, ami azt jelenti, hogy nem kell lefényképezni, hanem az információ rögtön elektromos jelek formájában tárolható, és a képernyőn megjeleníthető. A legnagyobb streamerkamra mérete 5 m, amelyet a dubnai és a szerpuhovi intézet közösen épített, és Szerpuhovban működött.

Sugárzási korrekció (radiation correction, радиационная ноправка). Az ütközési folyamatok hatáskeresztmetszetéhez vagy a bomlási állandókhoz elméletileg számítható járulék, amely az alapfolyamathoz képest a perturbációszámítás magasabb rendjét, a csatolási állandó magasabb hatványát jelenti.

SU(N). Az  $N \times N$  méretű egységnyi determinánsú unitér mátrixok csoportja. Az SU(N) mátrixok N-elemes vektorokon hajtanak végre a forgatással analóg komplex transzformációkat. Az egyes mátrixok  $N^2 - 1$  paraméterrel jellemezhetők. Az SU(N) transzformációk az atommag- és részecskefizikában bizonyos (néha csak közelítő) szimmetriák leírására, részecskemultiplettek osztályozására alkalmazhatók. Különösen fontos az SU(2), SU(3), SU(5) és SU(8) szimmetria, de próbálkozások történtek magasabb szimmetriák keresésére is.

 $SU(2) \times U(1)$ . A gyenge és az elektromágneses kölcsönhatások egyesített Glashow—Salam—Weinberg-elméletének szimmetriacsoportja. Jóslatait a W<sup>±</sup> és Z<sup>0</sup> részecskék felfedezése igazolta. Az U(1) csoport az egydimenziós unitér transzformációk, azaz egységnyi abszolút értékű komplex számokkal való szorzások csoportját jelöli, SU(2) pedig az egységnyi determinánsú 2 × 2-es unitér mátrixok csoportja.

SU(3). A kvantumszíndinamika (QCD) alapvető szimmetriacsoportja. A háromféle szín terében végzett speciális unitér forgatások nem változtatják meg az elméletből levonható következtetéseket. Az SU(3) szimmetria csak a kvarkok közti erős kölcsönhatásokra érvényes, a gyenge és elektromágneses kölcsönhatásokra nem.

SU(5). A legegyszerűbb Nagy Egyesítési Elmélet szimmetriacsoportja, amely magában foglalja az erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatások SU(3) × SU(2) × U(1) szimmetriáit. Az öt alapvető részecske, amelyek által kifeszített vektortérben az SU(5) mátrixok hatnak, kvarkokat és leptonokat is tartalmaz, ezért az elmélet kvark-lepton átalakulást, s így protonbomlást is jósol.

SU(8). Az erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatások alapvető részecskékre épülő Nagy Egyesítési Elméletének

szimmetriacsoportja. Az alapvető részecskék itt az elektron és a neutrínó mellett az u- és d-kvark mindhárom színű változata.

Szcintillációs detektor (scintillation counter, сцинтилляционный счетчик). Az egyik legrégibb típusú részecskedetektor. Különböző anvagok azzal a tulajdonsággal rendelkeznek, hogy ha elektromosan töltött részecske esik rájuk, akkor gerjesztődnek, és alapállapotba fénykibocsátással jutnak vissza. Ezt a jelenséget nevezik szcintillációnak. A hőskorban a fényfelvillanásokat szemmel, vizuálisan követték; ma már a keletkezett fényt fotoelektronsokszorozó segítségével elektromos impulzussá alakítják át. Ennél a szcintillációs anyag fénye egy fényérzékeny katódra esik, amelyből fotoeffektus révén elektronokat vált ki. Az elektronok számát a sokszorozó megsokszorozza, és mikor végül az anódra jutnak, az anódkörben elhelyezett ellenálláson elektromos feszültséglökést, impulzust hoznak létre. Ennek az impulzusnak az amplitúdója néhány volt nagyságrendű, és így elektronikusan könnyen és egyszerűen kezelhető. A szcintilláló anyagok között vannak szervetlen kristályok, pl. NaI(Tl), szerves kristályok (pl. antracén), folyadékok (pl. toluol) és a műanyagok. A szcintillációs detektorok energiafelhasználása nem túlságosan jó, ugyanakkor hatásfokuk nagy.

Szemileptonikus bomlás. Olyan bomlás, amelynek során lepton-(ok) mellett egy vagy több hadron is keletkezik, pl.

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu, \Lambda^0 \rightarrow p \mu^- \nu_\mu.$$

Szignatúra. Részecskék nyomainak valamilyen jellegzetes elrendeződése, amely egy meghatározott eseményre tipikusan jellemző.

Szikrakamra (spark chamber, искровая камера). Egy fémlapelektródával szemben vékony fémszálak vannak kifeszítve (75. ábra). A fémszálak és a lapelektródák közé nagyfeszültséget kapcsolunk. El lehet érni egy olyan térerőt, amelynél az elektromos kisülés éppen nem jön még létre a szál és lapelektróda között. Ha azonban egy elektromosan töltött részecske halad át a kamrán, akkor szikrakisülés megy végbe a fémlap és azon szál között, amely mellett a részecske elment. Ily módon a részecske koordinátáit is meg lehet határozni (koordinátadetektor). A kapott jelet optikailag, akuszti-



75. ábra. Szikrakamra felépítése

kailag vagy elektromosan le lehet olvasni. A szikrakamra előnye egyszerűsége, a kapott elektromos jel nagysága, illetve a keletkezett fény intenzív volta. Hátránya, hogy a szikra kialakulása drasztikus jelenség, amely hosszú időre működésen kívül helyezi a kamrát. (Nagyon sok ion keletkezik, és ezek eltávozása a kamra érzékeny térfogatából időbe telik.) Éppen ezért ma már a szikrakamrát csak elvétve használják; továbbfejlesztették egyrészt a proporcionális kamra, másrészt a streamerkamra irányába.

Színerők. 143. old.

Szkennelés (scanning, to scan = átnézni, átvizsgálni; просмотреть). Vizuális detektorok (pl. buborékkamra, fotoemulzió, streamerkamra stb.) felvételeinek előzetes kvalitatív átnézése, letapogatása és a vizsgált jelenség szempontjából érdekes előzetes válogatása. Ezt fogja majd követni a szelektált események gondosabb analízise és kiértékelése. A szkennelés fotoemulziós méréseknél mikroszkóppal történik; a többieknél pedig egy asztalra való kivetítéssel és azon való vizuális megfigyeléssel.

Szoláris neutrínó. 76. old.

Sztochasztikus hűtés (stochastic cooling, стохастическое охлаждение). 116. old.

Szubkvark. 147. old.

Szupergravitációs elmélet. 134. old.

Szuperszimmetria-elmélet, SUSY. 134. old.

**Tau-lepton**,  $\tau$ , nehéz lepton. 66. old. **Tau-neutrínó**,  $v_r$ . 65. old. TEC (Time Expansion Chamber). Lásd időexpanziós kamra.

Teleszkóp. A részecsketeleszkópok hasonlítanak a meghatározott irányban vizsgálódó csillagászati teleszkópokhoz. Innen is nyerték a nevüket.

TeV, teraelektronvolt. A részecskefizika energiaegysége: 1 TeV =  $1000 \text{ GeV} = 10^{12} \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-7} \text{ J}$ . A legnagyobb részecskefizikai gyorsítók energiája 1 TeV körül mozog. A jelenleg tervezetteké pedig már néhány ezer TeV.

t-kvark, top-kvark. 149. old.

Töltött áram (Charged Current, CC; заряженный ток). 89., 108. és 110. old.

TPC (Time Projection Chamber). Lásd időprojekciós kamra.

Trigger, eseménykiválasztás. Olyan feltételrendszer, amely teljesülése esetén egy detektor vagy detektorrendszer működésbe lép és regisztrálja a kiválasztott eseményt. A trigger lehet egyszerű, pl. egy koincidencia- és egy antikoincidenciaberendezés. Bonyolultabb esetekben többszintes: az első szinten rendkívül gyorsan, nagyon sok információ közül nagyjából szelektál, magasabb szinten a megmaradt kevesebb információ közül hosszabb idő alatt további kiválasztást végez el és így tovább. Trigger felhasználásával tehermentesíteni lehet az elektronikát és a számítógépeket azoktól a nagy számban beáramló egyedi információktól, amelyeknek biztosan nincs köze a vizsgálandó jelenséghez.

TRISTAN. Ütközőnyalábos, tárológyűrűs gyorsító Tokió mellett a KEK-laboratóriumban, amelyben 30 GeV-os elektronok ütköznek 30 GeV-os pozitronokkal. A gyorsítógyűrű kerülete kb. 3 km.

UNK (Ускорительно-накопительный комплекс). A Szerpuhovban (Szovjetunió) épülő új rögzített céltárgyas (fix targetes) gyorsító, amely 3000 GeV-os protonokat fog szolgáltatni. Egy második fázisban meglesz az opciója ütközőnyalábos gyorsítóként való felhasználására. A jelenlegi 76 GeV-os szerpuhovi gyorsító előgyorsítóként fog szolgálni. A gyorsító elkészülésének várható határideje az 1990-es évek első fele.

Ütközőnyalábos gyorsító (intersecting accelerator, collider; встречные пучки). Olyan gyorsító, amelynél nem rögzített helyzetű céltárgyra esnek a felgyorsított részecskék, hanem két felgyorsított részecskenyaláb néhány ponton találkozik egymással, és csaknem pontosan frontálisan összeütköznek. Óriási előnye: ilyenkor a teljes kinetikus energia hasznosítható, azaz azonos a tömegközépponti energiával. A rögzített céltárgyú gyorsítónál a felgyorsított nyaláb energiájának nagyon nagy része arra fordítódik, hogy a céltárgy egyes atommagjai, illetve nukleonjai meglökődjenek. Pl. Ha két 25 GeV-os protonnyalábot szembe ütköztetünk a teljes tömegközépponti energia 50 GeV. Ha ugyanezt a tömegközépponti energiát rögzített hidrogén targeton (protonon) akarjuk elérni, a protonnyalábot kb. 1250 GeV-os energiára kell felgyorsítanunk. Ugyanakkor az ütközőnyalábos gyorsítónak két hátránya van: az egyik, hogy jóval kisebb intenzitású (kisebb a luminozitása), a másik, hogy szekunder nyalábokat nem lehet vele előállítani.

#### Valenciakvark. 138. old.

Van de Graaff-generátor. Viszonylag alacsony energiájú, magfizikában használatos gyorsítóberendezés. Működési elve: egy forgó szigetelőszalagra csúcshatás (pl. tűk) segítségével töltéseket viszünk fel, és ezeket egy nagy gömbelektróda segítségével töltéseket viszünk fel, és ezeket egy nagy gömbelektróda belsejében ugyancsak csúcshatással levesszük, ezáltal a töltések összegyűjthetők, így jelenleg maximálisan 20 millió voltos feszültség érhető el. A feszültségnövelésnek átütési problémák szabnak határt. A részecskefizikában ez a típusú gyorsító csak előgyorsítóként jöhet számításba.

Vákuumpolarizáció. Különböző erőterek hatására a vákuumban virtuális részecske-antirészecske párok keletkeznek, mintegy polarizálódik a vákuum, s ez módosítja az erőtér alakját. Precíziós mérésekkel igazolható, hogy pl. egy atommag Coulomb-tere a vákuumpolarizáció miatt a mag közelében eltér a  $V \sim 1/r$ -es törvénytől.

Vegyértékkvark (valence quark). 138. old.

Vektorbozonok. 112. old.

Vertex, kölcsönhatási pont. Mind az elméletben (ahol a gráfok csomópontjai, vertexei, felelnek meg a kölcsönhatásoknak, az ide befutó és innen kifutó részecskéket kell a számolásnál figyelembe venni), mind a kísérletben a tényleges kölcsönhatási pontokat jelenti.

Vertexdetektor. A kölcsönhatás közvetlen környezetét vizsgáló detektor.

Véletlen koincidencia (accidental coincidence, случайное совпадение). Olyan koincidenciák, amelyeket nem fizikailag korrelált események váltanak ki, hanem a koincidenciaberendezések véges felbontóképessége, melynek következtében véletlenül egybeesett két teljesen független fizikai esemény, illetve a nekik megfelelő detektorjel.

Virtuális részecske. 102. old. V-részecske. 45. old.

Wave-shifter. Lásd hullámhossztoló. W<sup>±</sup>-bozon. 112. old. Weinberg-szög,  $\theta_w$ . 109. old. Wilson-kamra. Lásd ködkamra.

**X-bozon.** Hipotetikus részecske; a Nagy Egyesítési Elméletben közvetítő bozon, amely a leptonokat kvarkokká, a kvarkokat pedig leptonokká tudja átalakítani. Tömege feltehetően igen nagy, kísérletileg még nem sikerült nyomára bukkanni.

Y-részecske, üpszilon részecske. 99. old. Yukawa-mezon. 42. old.

Zápor (shower, ливень). Lavinaszerűen szétterülő részecskéknek intenzitásban egyre növekvő sokasága.

Zápordetektor (shower detector, ливенный детектор). Olyan detektor, amely részecskék észlelésére az általuk kiváltott záporok regisztrálását használja fel. Van elektromágneses zápordetektor és nukleáris zápordetektor.

Zárt Univerzum (Closed Universe, закрытая Вселенная). 79. old. Zino, Ž. 135. old.

Z<sup>o</sup>-bozon. 125. old.

## F.2 Az atomfizikában használatos fontosabb egységek átszámítása SI-be

Atomfizika	SI	SI	Atomfizika
1 cm	10 <sup>-2</sup> m	1 m	10 <sup>2</sup> cm
1 g 1 <sup>0</sup>	$\frac{10^{-3} \text{ kg}}{\frac{\pi}{180^{\circ}} \text{ rad (radián)}}$	1 kg 1 rad (radián)	$\frac{10^3 \text{ g}}{\pi}$
1 g/cm <sup>3</sup> 1 cm/s 1 bar	$10^{-2} \text{ m/s}$ $10^{-2} \text{ m/s}$ $10^{5} \text{ Pa}$	1 m/s 1 Pa	$10^{\circ} \text{ g/cm}^{\circ}$ $10^{2} \text{ cm/s}$ $10^{-5} \text{ bar}$
1 at 1 mmHg (Torr) 1 eV	98066,5 Pa 133,322 Pa 1 60219 × 10 <sup>-19</sup> J	1 Pa 1 Pa 1 J	$1,0197 \times 10^{-5}$ at 7,5 × 10 <sup>-3</sup> mmHg (Torr) 6,241457 × 10 <sup>18</sup> eV
1 G (gauss) 1 Ci (curie)	10 <sup>-4</sup> T 3,7 10 <sup>10</sup> Bq	1 T 1 Bq	$10^4$ G (gauss) 2,7027027 × $10^{-11}$ Ci
1 rad 1 Å 1 b (barn) 1 fm (fermi)	$10^{-2}$ Gy 0,1 nm = 0,1 × 10 <sup>-9</sup> m $10^{-28}$ m <sup>2</sup> $10^{-15}$ m	1 Gy 1 nm 1 m <sup>2</sup> 1 m	$10^{2} \text{ rad}$ 10  Å $10^{28} \text{ b} (\text{barn})$ $10^{15} \text{ fm (fermi)}$
1 rem	10 mSv	1 Sv	$10^2$ rem

Megjegyzés: A Pa, J, Bq, Gy, Sv és T önálló nevű származtatott SI egység

### F.3 A neutrínóhipotézis születésének történetéből

Wolfgang Pauli: Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie (Friedr. Vieweg et Sohn, Braunsschweig, 1961) c könyvéből.

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst anzuhörer bitte. Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich angesicht der "falschen" Statistik der N- und Li 6-Kerne, sowie de kontinuierlichen B-Spektrums auf einen verzweifelten Auswei verfallen, um den "Wechselsatz"\* der Statistik und den Energiesat: zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutral Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren welche den Spin 1/2 haben und das Ausschließungsprinzip befolger und sich von Lichtquanten außerdem noch dadurch unterscheider daß sie nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse de Neutronen müßte von derselben Größenordnung wie die Elektro nenmasse sein und jedenfalls nicht größer als 0,01 Protonenmasse — Das kontinuierliche β-Spektrum wäre dann verständlich unte der Annahme, daß beim B-Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ei Neutron emittiert wird, derart, daß die Summe der Energien vor Neutron und Elektron konstant ist

\* Dieser lautet: Ausschließungsprinzip (Fermi-Statistik) und halbzahliger Spin be ungerader Gesamtzahl der Teilchen; Bosestatistik und ganzzahliger Spin bei gerade Gesamtzahl der Teilchen. Nun handelt es sich weiter darum, welche Kräfte auf die Neutronen wirken. Das wahrscheinlichste Modell für das Neutron scheint mir aus wellenmechanischen Gründen (näheres weiß der Überbringer dieser Zeilen) dieses zu sein, daß das ruhende Neutron ein magnetischer Dipol von einem gewissen Moment  $\mu$  ist. Die Experimente verlangen wohl, daß die ionisierende Wirkung eines solchen Neutrons nicht größer sein kann als die eines  $\gamma$ -Strahls, und dann darf  $\mu$  wohl nicht größer sein als e  $\cdot 10^{-13}$  cm.

Ich traue mich vorläufig aber nicht, etwas über diese Idee zu publizieren, und wende mich erst vertrauensvoll an Euch, liebe Radioaktive, mit der Frage, wie es um den experimentellen Nachweis eines solchen Neutrons stände, wenn dieses ein ebensolches oder etwa 10mal größeres Durchdringungsvermögen besitzen würde wie ein  $\gamma$ -Strahl.

Ich gebe zu, daß mein Ausweg vielleicht von vornherein wenig wahrscheinlich erscheinen mag, weil man die Neutronen, wenn sie existieren, wohl längst gesehen hätte. Aber nur wer wagt, gewinnt, und der Ernst der Situation beim kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrum wird durch einen Ausspruch meines verehrten Vorgängers im Amte, Herrn Debye, beleuchtet, der mir kürzlich in Brüssel gesagt hat: "O, daran soll man am besten gar nicht denken, so wie an die neuen Steuern." Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich diskutieren. — Also liebe Radioaktive, prüfet, und richtet. — Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dez. in Zürich stattfindenden Balles hier unabkömmlich bin. — Mit vielen Grüßen an Euch, sowie auch an Herrn Back, Euer untertänigster Diener

W. Pauli

#### Magyar fordításban:

#### Kedves radioaktív Hölgyek és Urak!

Mint azt jelen sorok közvetítője — akit, kérem, a legnagyobb jóindulattal hallgassanak meg —, Önöknek majd részletesebben kifejti, a N és Li 6-magok "hamis" statisztikájára, valamint a folytonos B-spektrumra való tekintettel egy kétségbeesett kiutat választottam, hogy a statisztika "váltakozási törvényét"\* és az energiamegmaradást megmenthessem. Nevezetesen azt a lehetőséget, hogy a magokban általam a továbbiakban neutronoknak\*\* nevezett semleges részecskék létezhetnek, melvek feles spinűek, a kizárási elvet követik, és a fénykvantumoktól abban is különböznek, hogy nem fénysebességgel haladnak. A neutronok tömege ugvanolvan nagyságrendű kell hogy legyen, mint az elektrontömeg: mindenesetre nem nagvobb, mint 0.01 protontömeg. — A folytonos β-spektrum így érthetővé válna azzal a feltevéssel, hogy a B-bomlásnál az elektronnal együtt mindig egy neutron is emittálódik oly módon, hogy a neutron és elektron együttes energiája konstans. Most arról legven szó, milven erők hatnak a neutronokra. A neutronnak számomra hullámmechanikai okokból (erről többet tud e sorok prezentálója) legvalószínübbnek tűnő modellie az, hogy a nyugyó neutron egy bizonyos  $\mu$  momentummal bíró mágneses dipólus. A kísérletek bizonyosan megkövetelik, hogy egy ilven neutron ionizáló hatása ne lehessen nagyobb egy ysugarénal, és akkor  $\mu$  aligha lehet nagyobb. mint  $e \cdot 10^{-13}$  cm.

Egyelőre azonban nem bízom magamban annyira, hogy valamit ezen ötletről publikáljak, s a legnagyobb bizalommal fordulok Hozzátok, kedves "Radioaktívak", kérésemmel, hogy hogyan is állna a helyzet egy ilyen neutron kísérleti bizonyítékával, ha annak éppolyan nagy, vagy talán tízszer akkora áthatolóképességgel kell rendelkeznie, mint egy γ-sugárnak.

Elismerem, hogy az általam javasolt kiút eleve kevéssé valószínűnek tűnhet, hiszen a neutronokat, ha léteznek, már régen látnunk kellett volna. De csak az nyerhet, aki mer, és hogy milyen súlyos a helyzet a folytonos  $\beta$ -spektrummal, azt tiszteletreméltó hivatalbeli elődöm, Debye úr egy kijelentése fogja megvilágítani, aki nekem röviddel ezelőtt Brüsszelben azt mondta: "Ó, arra legjobb egyáltalán

\* Ez így hangzik: Kizárási elv (Fermi-statisztika) és félegész spin páratlan összrészecskeszámnál; Bose-statisztika és egész értékű spin páros összrészecskeszámnál.

\*\* Ez nem azonos a ma neutronnak nevezett részecskével. A Pauli által "neutronnak" nevezett részecskét ma neutrínónak nevezik. nem gondolni, akárcsak az új adókra". Éppen ezért a mentés minden útját komolyan diszkutálnunk kell. — Tehát, kedves Rádióaktívak, mérlegeljetek és ítélkezzetek. — Sajnos, magam nem tudok Tübingenben megjelenni, mert a dec. 6-ról 7-re virradó éjjel Zürichben rendezendő bál miatt itt nélkülözhetetlen vagyok. — Sok üdvözlettel, Nektek és Back Úrnak is, legalázatosabb szolgátok

W. Pauli

La difficulté provenant de l'existence du spectre continu des rayons  $\beta$  consiste, comme on sait, en ce que la durée moyenne de vie des noyaux qui émettent ces rayons, comme celle des noyaux des corps radioactifs qui en résultent, possède des valeurs bien déterminées. On en conclut nécessairement que l'état, ainsi que l'énergie et la masse du noyau qui reste après l'expulsion de la particule  $\beta$  sont aussi bien déterminés. Je n'insiste pas sur les efforts qu'on pourrait tenter pour échapper à cette conclusion, mais je crois, conformément à l'opinion de M. Bohr, qu'on se heurtera toujours à des difficultés insurmontables dans l'explication des faits expérimentaux.

Dans cet ordre d'idées, deux interprétations des expériences se présentent. Celle qui défend M. Bohr admet que les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion sont en défaut quand il s'agit d'un processus nucléaire où des particules légères jouent un rôle essentiel. Cette hypothèse ne me paraît pas satisfaisante, ni même plausible. D'abord, la charge électrique est conservée dans le processus, et je ne vois pas pourquoi la conservation de la charge serait plus fondamentale que celle de l'énergie et de l'impulsion. Ensuite, ce sont précisément des relations énergétiques qui règlent plusieurs propriétés caractéristiques des spectres ß (existence d'une limite supérieure et rapport avec les spectres y, critère de stabilité de Heisenberg). Si les lois de conservation n'étaient pas valables, il faudrait bien conclure de ces relations qu'une désintégration β est toujours accompagnée d'une perte d'énergie et jamais d'un gain; cette conclusion implique une irréversibilité des processus à l'égard du temps, qui ne me paraît guère acceptable.

En juin 1931, à l'occasion d'une conférence à Pasadena, j'ai proposé l'interprétation suivante: les lois de conservation restent valables, l'expulsion des particules  $\beta$  étant accompagnée d'une radiation très pénétrante de particules neutres, qui n'a pas été observée jusqu'ici. La somme des énergies de la particule  $\beta$  et de la particule neutre (ou des particules neutres, puisqu'on ne sait pas s'il n'y en a qu'une ou s'il y en a plusieurs) émises par le noyau dans un seul processus, sera égale à l'énergie qui correspond à la limite supérieure du spectre  $\beta$ . Il va sans dire que nous n'admettons pas seulement la conservation de l'énergie, mais aussi celle de l'impulsion, celle de l'impulsion angulaire et celle du caractère de la statistique dans tous les processus élémentaires.

Quant aux propriétés de ces particules neutres, les poids atomiques des éléments radioactifs nous apprennent tout d'abord que leur masse ne peut pas dépasser beaucoup celle de l'électron. Pour les distinguer des neutrons lourds M. Fermi a proposé le nom «neutrino». Il est possible que la masse propre des neutrinos soit égale à zéro, de sorte qu'ils devraient se propager avec de la lumière, comme les photons. Toutefois leur pouvoir pénétrant dépasserait de beaucoup celui des photons de même énergie. Il me paraît admissible que les neutrinos possèdent un spin 1/2 et qu'ils obéissent à la statistique de Fermi, bien que les expériences ne nous fournissent aucune preuve directe de cette hypothèse. Nous ne savons rien de l'interaction des neutrinos avec les autres particules matérielles et avec les photons: l'hypothèse qu'ils possèdent un moment magnétique, comme je l'avais proposé autrefois (la théorie de Dirac conduit à prévoir la possibilité de l'existence de particules neutres magnétiques), ne me paraît du tout fondée.

Dans cet ordre d'idées, l'étude expérimentale du bilan de l'impulsion dans les désintégrations  $\beta$  constitue un problème de la plus haute importance; on peut prévoir que les difficultés seront très grandes à cause de la petitesse de l'énergie du noyau de recul.

#### Magyar fordításban:

Mint tudjuk, a béta-sugarak folyamatos spektrumának létezéséből fakadó nehézséget az okozza, hogy az e sugarakat kibocsátó atommagok átlagos élettartama, akárcsak a sugárzás eredményeképpen létrejövő radioaktív anyagok magjaié, szigorúan meghatározott. Ebből szükségképpen le kell vonnunk a következtetést, hogy a béta-részecske kilövellése után megmaradó mag állapota, valamint energiája és tömege szintén szigorúan meghatározott. Ezt a vélekedést számosan igyekeztek megcáfolni, de én Bohr úrral egyetértésben úgy gondolom, hogy elvetvén, leküzdhetetlen nehézségeket okoz a kísérleti eredmények magyarázata.

Ebben a gondolati keretben kétféleképpen lehet értelmezni a tapasztalatainkat. Bohr úr szerint, ha nukleáris folyamatról van szó, vagy ha lényeges szerepet játszanak a könnyű részecskék, nem érvényes az energia- és impulzusmegmaradás törvénye. Ez az elmélet plauzíbilis ugyan, mégsem érzem kielégítőnek. Azonkívül a folyamat során megmarad az elektromos töltés, és nem látom be, miért alapvetőbb az elektromos töltés megmaradása, mint az energiáé vagy az impulzusé. Ezenkívül éppen hogy az energetikai viszonyok azok, melyek a béta-spektrumok számos jellemző tulajdonságát meghatározzák (felső határ léte és a hasonlóság kritériuma). Ha az energiamegmaradás törvénye nem volna igaz, azt kellene feltételeznünk, hogy a béta-típusú dezintegráció mindig energiaveszteséggel jár, sohasem növekedéssel; ez azt jelentené, hogy a folyamat időben irreverzíbilis, ami azonban számomra nem tűnik elfogadhatónak.

1931 júniusában, egy Pasadénában tartott konferencián a következő értelmezést javasoltam: az energia- és impulzusmegmaradás törvénye érvényben marad, a béta-részecskék kilövését a semleges részecskék nagyon átható sugárzása kíséri, amelyet azonban eddig nem sikerült észlelni.

Az atommag által egyetlen folyamat során kibocsátott béta-részecske és semleges részecske (vagy részecskék, hiszen nem tudjuk, eggyel vagy többel van-e dolgunk) együttes energiája azonos lesz azzal az energiával, mely megfelel a béta-spektrum legfelső határának. Nem kell külön említenünk, hogy nemcsak az energia, hanem az impulzus, a tehetetlenségi nyomaték megmaradásának tétele és a statisztikák jellege is megmarad minden elemi folyamatban.

Ami pedig ezeknek a semleges részecskéknek a tulajdonságait illeti, a radioaktív elemek atomsúlyából levonhatjuk a következtetést, hogy tömegük nem sokkal haladja meg az elektronokét. Fermi úr a neutrínó elnevezést javasolja, hogy megkülönböztessük őket a neutronoktól. Lehetséges, hogy a neutrínók saját tömege zérus, és akárcsak a fotonok, fénysebességgel képesek haladni. Ugyanakkor áthatolási képességük nagymértékben meghaladja az azonos energiájú fotonokét. Elképzelhetőnek tartom, hogy a neutrínóknak 1/2 spinjük van, és a Fermi-statisztikát követik, bár a gyakorlat ennek a hipotézisnek még egyetlen közvetlen bizonyítékával sem szolgált. Semmit sem tudunk a neutrínók és más anyagi részecskék, valamint a fotonok kölcsönhatásáról; nem tűnik számomra teljesen megalapozottnak az az elmélet, melyet korábban hangoztattam, hogy a neutrínóknak mágneses momentumuk van (Dirac elmélete szerint létezhetnek mágneses semleges részecskék).

Ebben az összefüggésben igen fontos probléma, hogy a gyakorlatban is tanulmányozzuk a béta-bomlásokban az impulzusok egyensúlyát. Előre látható azonban, hogy tekintettel a viszszalökődést szenvedett mag energiájának csekély voltára, igen nehéz lesz a megoldás.

s in the dealer is and the second second second

## F.4 Atomfizikai konstansok\*

Elnevezése	Jele és összefüggése más konstansokkal	Értéke	Mértékegysége	Pontatlanság $(ppm = 10^{-6})$
vákuumbeli fénysebesség	С	299792458	m s <sup>-1</sup>	egzakt
vákuum permeabilitása	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$	12,566370614	$10^{-7} N A^{-2}$	egzakt
gravitációs állandó	G	6.67259(85)	$10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$	128
Planck-állandó	h	6,6260755(40)	$10^{-34}$ J s	0,60
Think unundo	$\hbar = h/2\pi$	1,05457266(63)	$10^{-34} \mathrm{Js}$	0,60
elemi töltés	e	1,60217733(49)	10 <sup>-19</sup> C	0,30
finomszerkezeti állandó	$\alpha = \mu_0 c e^2/2h$	7,29735308(33)	10-3	0,045
Boltzmann-állandó	<b>K</b> Relizmann	1,380658(12)	$10^{-23}  \mathrm{J}  \mathrm{K}^{-1}$	8,5
Stefan-Boltzmann-állandó	$\sigma_{\text{staf Palta}} = (\pi^2/60)k^4/\hbar^3c^2$	5,67051(19)	$10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	34
elektron tömege	m.	9,1093897(54)	$10^{-31}$ kg	0,59
proton tömege	m_	1.6726231(10)	$10^{-27}$ kg	0,59
neutron tömege	m	1.6749286(10)	$10^{-27}$ kg	0.59
mion tomege	m	1 8835327(11)	$10^{-28}$ kg	0.61
müon elektron tömegarány	m /m	206 768262(30)	i i i i i i i i i i i i i i i i i i i	0.15
proton-elektron tomegarany	m/me	1836 152701(37)		0.020
proton-clektron tomegarany	m/me	1 001378404(9)		0,009
Rudbarg állandá	$P = m c \alpha^2 / 2h$	10073731 534(13)	m <sup>-1</sup>	0,0012
Rydderg-anando Rohr sugár	$R_{\infty} = m_e c \alpha / 2\pi$	0 529177249(24)	10 <sup>-10</sup> m	0.045
elektron sugara	$r_{\rm e} = \alpha^2 a_0$	2,81794092(38)	$10^{-15}$ m	0,13

\* Ezt a táblázatot E.R. Cohen és B.N. Taylor Europhysics News, Vol.18, N°.5 (1987) folyóiratban "Fundamental Physical Constans 1986 Adjustments" címmel megjelent cikke alapján készítettük.

249

F.4	fol	ly	ta	tása
		~		

Elnevezése	Jele és összefüggése más konstansokkal	Értéke	Mértékegysége	Pontatlanság $(ppm = 10^{-6})$
Compton-hullámhossz	$\lambda_c = h/m_c c$	2,42631058(22)	$10^{-12}$ m	0.089
and a second property of the	$\bar{\lambda}_{c} = \lambda_{c}/2\pi = \alpha^{2}/4\pi R_{\infty}$	3,86159323(35)	$10^{-13}$ m	0,089
Thomson-hatáskeresztmetszet	$\sigma_{\rm Thomson} = (8\pi/3)r_c^2$	0,66524616(18)	$10^{-28} \text{ m}^2$	0,27
Bohr-magneton	$\mu_{\text{Bohr}} = e\hbar/2m_e$	927,40154(31)	$10^{-26} J T^{-1}$	0,34
magmagneton	$\mu_{\rm N} = e\hbar/2m_{\rm p}$	0,50507866(17)	$10^{-26} \mathrm{J}\mathrm{T}^{-1}$	0,34
proton mágneses momentuma	$\mu_{p}$	1,41060761(47)	$10^{-26} \mathrm{J}\mathrm{T}^{-1}$	0,34
	$\mu_{\rm p}/\mu_{\rm Bohr}$	1,521032202(15)	10 <sup>-3</sup>	0,010
atomi tömegegység	$u = m_{\rm u} = \frac{1}{12} m  (^{12}{\rm C})$	1,6605402(10)	10 <sup>-27</sup> kg	0,59
elektronvolt	eV	1,60217733(49)	10 <sup>-19</sup> J	0.39
év		3,1558	$10^{7}$ s	egzakt
gravitációs gyorsulás	9.	9,80665	m s <sup>-2</sup>	egzakt
	01	(45° tengerszint		
in the second		felett)		1.
atmoszféra	atm	101325	Pa	egzakt
kalória	cal	4,184	J	egzakt

# F.5 FÉNYKÉPEK



1. A batáviai (USA) FNAL gyorsító-laboratóriumegyüttes látképe


2. A CERN (Nemzetközi Részecskefizikai Kutatóintézet, Genfl ovorsitóinak sematikus elhelvezese



3. A SLAC lineáris gyorsító (San Francisco mellett) látképe; előtérben a SPEAR ütközőnyalábos gyorsító elhelyezkedése szaggatott vonallal



4. A PETRA elektron-pozitron ütközőnyalábos gyorsító (Hamburg mellett)



5. A SPS 400 GeV-os gyorsító (CERN) föld alatti alagútjának egy része





7. Részecskefizikai kísérletek buborékkamrás felvételeinek kiértékelése (KFKI)



8. Buborékkamra-felvételt kiértékelő automatikus berendezés, számítógépes irányítással (Központi Fizikai Kutató Intézet; "RIMA")



9. Sokszálas proporcionális kamra (dubnai és szerpuhovi kísérletek céljaira)



10. A RISZK streamerkamra (Dubna-Szerpuhov)



11. Mélyen rugalmatlan µ-szórást vizsgáló berendezés (NA4; CERN)



12. Az EMC berendezés (CERN)



13. Az elektrogyenge kölcsönhatást közvetítő vektorbozonok kimutatására épült detektor (UA1; CERN)



14. A CHARM neutrinódetektor (CERN)



15. A Dubna—Szerpuhov—Berlin—Budapest neutrínódetektor a szerpuhov gyorsító kísérleti csarnokában



16. A Bajkál-tavi kozmikus neutrínók regisztrálására szolgáló berendezés egy modulja. A modul két részből áll, amely mindegyike két-két fotoelektronsokszorozót tartalmaz. A háttérben látható a tó vizébe (léken keresztül) történő leengedéshez szükséges csörlő

A sorozatban jelent meg

Mahunka Imre (munkaközösségvezető)

Gyorsítóberendezések népgazdasági alkalmazásai

Földiák Gábor-Stenger Vilmos

Kísérleti és ipari gamma-besugárzóberendezések és alkalmazásuk

Veres Árpád

Magizomerek gamma-aktivációja és alkalmazásuk

Hordósy Gábor-Hrehuss Gyula

A tokamak

Kiss Dezső—Nagy Árpád—Neményi Márta (szerkesztők)

A neutronok szerepe a tudományban és a gyakorlatban

Berényi Dénes (szerkesztő)

Fizikai módszerek az emberi környezet kutatásában és védelmében

Cseh József

Az atommagok egyszerű gerjesztései és a közbenső szerkezet

Fényes Tibor

Új gamma- és elektronspektroszkópiai mérőberendezések és módszerek

Erő János

Magszerkezeti vizsgálatok közepes energiájú részecskékkel

Előkészületben

Lovas István (szerkesztő)

Az atommagok kollektív gerjesztései

A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat főigazgatója A nyomdai munkálatokat az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat végezte Felelős vezető: Hazai György Budapest, 1990 Nyomdai táskaszám: 89.17145 Felelős szerkesztő: Szente László — Műszaki szerkesztő: Csákvári András A kötésterv Somlai Vilma munkája Kiadványszám: 2184 Megjelent: 13,5 (A/5) ív terjedelemben HU ISSN 0231-2700

Ára: 76-. Ft

**Kiss Dezső** 

## Bevezetés a kísérleti részecskefizikába

A részecskefizika a modern fizika frontvonalába tartozik. Feladata a bennünket körülvevő világ szubatomi felépítésének, szerkezetének és a különféle atomi részecskék között ható kölcsönhatásoknak a vizsgálata. Ezeken a területeken az utóbbi évtizedben több esetben frontáttörést ért el. A részecskefizikának ez a diadalmas előretörése az elmélet és a kísérlet dinamikus, dialektikus összjátékának eredményeképpen alakult ki.

E könyv a kísérleti részecskefizikára korlátozódik, azonban — érthető módon — itt sem tud teljességre törekedni. Mindenütt utal az elméleti háttérre, teszi ezt azonban leegyszerűsítő, kvalitatív módon, matematikai apparátus nélkül. Ugyancsak utal a felhasznált technikai infrastruktúrára, a gyorsítókra és detektorokra anélkül, hogy ezeket részletesen ismertetné. Ez természetesen bizonyos behatárolódást jelent, ugyanakkor előnyt is, az érthetőség, a követhetőség, az olvasmányosság szempontjából. A könyv elsősorban egyetemi hallgatóknak, kezdő kísérleti részecskefizikusoknak, elméleti részecskefizikusoknak és érdeklődő tanároknak szól.