

A KITERJEDT LÉGIZÁPOROK JELENLEGI PROBLÉMÁI

JÁNOSSY LAJOS r. tag

Előadta az 1950. november 27-én tartott osztályülésen

Kísérleti eredmények

Két, három vagy több számlálócső koincidenca-kapcsolásban akkor is koincidenkiákat regisztrál, ha a csövek több méternyi távolságban állanak egymástól. Ezeket a koincidenkiákat az úgynevezett kiterjedt légizáporok hozzák létre. Nagyszámú részecske egyszerre esik a számlolóberendezésre, és ha minden számlálócsőre legalább egy részecske esik, akkor a berendezés koincidenkiát jelez.

Az egyes záporok sűrűsége nagyon is különbözik. Ezt egyszerűen meg lehet állapítani pl. a következő *Ferretti* és *Cocconi*-tól származó módszerrel.¹

Képzeljünk el egy n -szeres koincidenca-rendszert, amelyik n számlálócsőből áll, mindegyiknek S legyen az érzékeny területe. Tegyük fel, hogy erre a berendezésre egy légizápor esik, amelynek átlagos sűrűsége x részecske egységnyi területen. Továbbá tegyük fel, hogy a részecskék a zápor területén véletlen eloszlást mutatnak. Annak a valószínűsége, hogy egy részecske se érjen egy adott számlálócsövet, e^{-Sx} . Annak valószínűsége pedig, hogy legalább egy részecske találja a számlálócsövet $1 - e^{-Sx}$ és annak a valószínűsége, hogy a zápor egy n -szeres koincidenkiát okozzon

$$P_n(x) = (1 - e^{-Sx})^n \quad (1)$$

Legyen az x és $x + dx$ közötti sűrűségű záporok száma percenként $D(x)dx$, akkor az n -szeres koincidenkiák száma

$$p_n(S) = \int_0^\infty (1 - e^{-Sx})^n D(x)dx \quad (2)$$

(2)-t mint integrálegyenletet lehet felfogni. $p_n(S)$ -t empirikusan meg lehet állapítani és $D(x)$ az ismeretlen függvény.

Cocconi és később mások kísérletileg megállapították, hogy

$$p_n(S) = A_n S^\gamma \quad (3)$$

$\gamma \sim 1,5$ és A_n nem függ S -től. (2)-nek a megfelelő megoldása

$$D(x) = Bx^{\gamma+1} \quad (4)$$

(3)-at és (4)-et (2)-be bevezetve a következő egyenletet kapjuk ($y = Sx$):

$$A_n = B \int_0^{\infty} (1 - e^{-y})^n \frac{dy}{y^{n+1}} \quad (5)$$

A fenti integrál divergens, ha $n = 1$. A divergencia abból származik, hogy a (4) spektrumban az alacsony sűrűségű záporok végtelen sok részecskét tartalmaznak. (4) persze csak közelítőleg igaz, és kis x értékeknél $D(x)$ értékeinek lényegesen a (4) által megadott érték alá kell esni. Ez azt is jelenti, hogy (3) nem lehet érvényes bármilyen nagy S értékre; viszont kísérletileg (3) érvényességének határát eddig még nem sikerült megállapítani; mindenesetre (3) jól megközelíti a kísérleti eredményeket, ha S néhány cm^2 -ről néhány ezer cm^2 -re nő.

A sűrűségi spektrum értelmezése

A sűrűségi spektrumot, amit (4) fejez ki, meg lehet érteni, ha feltesszük, hogy a kiterjedt záporok nagy elektron-foton kaszkádok. Egy primér elektron fotonokat bocsát ki, ezek pedig elektronpárokat hoznak létre.

A következő táblázatban összeállítottuk, hogy kb. mennyi részecske várható egy kaszkádban, tengersiz magasságban, ha a kaszkád az egész atmoszférán keresztül fejlődött.

TÁBLÁZAT

Primer energia eV-ben	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}
Szekunder elektronok	2	100	3000	90 000	10^6	$2 \cdot 10^7$
Átlagos sűrűség elektron/ m^2			0,3	9	100	2000

A sűrűséget azzal a feltevessel számítottuk ki, hogy a zápor tengersiz magasságon körülbelül $10\,000\text{ m}^2$ területre terjed ki. A kaszkádmélet ilyen nagyságrendű kiterjedést követel egy tiszta kaszkád-zápor esetében.

Az a számlálócső-készülék, amelyben az egyes csövek területe körülbelül 1000 cm^2 , főleg olyan záporokat fog jelezni, amelyek m^2 -enként több mint 10 részecskét tartalmaznak; vagyis a táblázat szerint olyan záporokat fog jelezni, melyek primérjeinek több mint 10^{15} eV energiája van. Egy készülék, melynek csövei 10 cm^2 nagyságúak, 10^{17} -nél nagyobb primér energiájú záporokra sül ki. Tehát gyakorlatban főleg olyan záporokat észlelünk, melyek primér energiái 10^{15} – 10^{17} eV intervallumban találhatók.

A záporok abszolút számából ki lehet számítani, hogy hány primér elektronnak van 10^{15} – 10^{17} eV energiája. Az ilyen módon számított primérek szá-

mának nagyságrendje más tapasztalattal is összehangolható. A primér spektrum és intenzitás ismeretes $3 \cdot 10^9 - 10^{10}$ eV körül. Feltesszük ebből a célból, hogy az energiaspektrum alakja a következő:

$$T(E) = T_0/E^\beta \quad \beta \sim 1,8 \quad (6)$$

$T(E)$ azon részecskék száma, melyek energiája nagyobb, mint E . A z ismert 10^{10} eV tájéktól extrapolálhatunk a 10^{16} eV tájékra a (6) segítségével is. Így azt találjuk, hogy nagyságrendileg ugyanazt az intenzitást kapjuk, mint a kaszkád-számítással.

Továbbá megjegyezzük, hogy a (4) és a (6) egyenletek nagyon hasonlóak. Részletesebb kaszkád-számítással ki lehet mutatni, hogy ez a hasonlóság nem véletlen, minthogy a sűrűségi spektrum az energiaspektrummal egyszerű összefüggésben áll.²

A kaszkádfelfogás tehát a záporok intenzitását és sűrűségi spektrumát egyszerűen magyarázza. Továbbá — és ezt itt nem tudom részletesen kifejteni — a kaszkád-felfogás a záporoknak a magassággal való szaporodását is jól magyarázza. Ezeket a jelenségeket tehát úgy lehetne magyarázni, hogy a kiterjedt záporok nagy elektron-foton kaszkádok, melyeknek nagy része $10^{15} - 10^{16}$ eV energiájú primérektől származik.

Annak ellenére, hogy a kaszkád-elmélet az eddig tárgyalt tü neményeket jól magyarázza, valószínű, hogy a kiterjedt záporok mégsem tiszta kaszkádok. Hogy ezt kimutassam, még egy jelenség-csoportot kell megvizsgálni.

Áthatoló részecskék

A kaszkádelmélet szerint egy légizáport úgy kell elképzelni, hogy a nagy-energiájú elektronok és fotonok mind a zápor tengelye körül koncentrálódnak egy nagyon szűk területen. A zápor nagyobb része kis energiájú elektronokból és fotonokból áll. Ezek az elektronok és fotonok a zápor tengelyéből származnak.

A kisebb energiájú elektronok és fotonok rövid úton elnyelődnek, de új elektronok és fotonok, melyek később bocsátódtak ki a tengelyből, az elnyelt részecskéket helyettesítik. Ennek a felfogásnak helyességét egyszerűen be lehet bizonyítani a következő módon. Ha egy számlálócső-berendezés csőveit abszorbenssel letakarjuk, akkor úgy találjuk, hogy a kisülések száma csökken. Ez a csökkenés aránylag nagyobb, mint az a csökkenés, melyet akkor észlelünk, ha pl. a barometrikus nyomás az abszorbens vastagságának megfelelően nő, és az egész zápornak egy vastagabb levegőrétegen kell áthatolnia. A barometrikus változás főleg a zápor tengelyére hat, és ezért az abszorpció a nagy energiájú részek abszorpcióját mutatja — egy helyi abszorbens viszont pontosan azokat a részecskéket befolyásolja, amelyek közvetlenül a csővekre esnek. Ha ezek a részecskék elnyelődnek, nem kaphatnak utánpótlást a zápor messze lévő tengelyétől.

A záporok helyi abszorpciós görbéje azt mutatja, hogy a záporok nagy töredéke elnyelődik, ahogy ez elektronoknál és fotonoknál várható. Ezt a pontot véglegesen tisztázták *Occhialini* és *Schönberg* észrevétele segítségével, még pedig azzal, hogy a fotonok 10^6 eV körül csak kevésbé nyelődnek el, minthogy ilyen energiájú fotonok számára a Compton-effektus már nem, a párképzés pedig még nem fontos.

A kiterjedt záporok helyi abszorpciós görbéje 10 cm *Pb*-ig a kaszkád-elmélettel összhangban van. Viszont nagyobb abszorbens rétegek alatt a részecskék 2%-a megmarad. Ez a 2% nyilvánvalóan nem elektronokból áll. Valószínű, hogy e részecskék legalább részben mezonok és nukleonok.

Az áthatoló részecskék vizsgálata

Az áthatoló részecskék sűrűségi spektrumát ugyanolyan módon lehet megállapítani, mint az összes részecske spektrumát. Ezt egy abszorbenssel letakart koincidenca készülékkel lehet keresztülvinni. Ilyen kísérletek hosszadalmasak, minthogy kis intenzitások szerepelnek. Az eddigi kísérleti eredmények azt mutatják, hogy az áthatoló részecskék sűrűségi spektrumát is egy (4)-hez hasonló kifejezéssel lehet megközelíteni.

Az áthatoló részecskék sűrűségi spektrumának megállapításánál fontosabb probléma a két spektrum közötti összefüggés megállapítása. Ugyanis fontos lenne azt a $\bar{D}(x, y) dx dy$ függvényt meghatározni, amely azoknak a záporoknak számát fejezi ki, melyek x és $x+dx$ közötti sűrűségűek, az áthatoló részecskék sűrűsége pedig bennük y és $y+dy$ között van.

Két szélsőséges lehetőséget kell tárgyalnunk.

$$(I) \bar{D}(x, y) dx dy = a(x)b(y) dx dy$$

$$(II) \bar{D}(x, y) dx dy = D(x) \delta(x - y/k) dx dy; \quad k \sim 1/50$$

($\delta(z)$ a Dirac-féle szinguláris függvény.)

Az első lehetőség annyit jelent, hogy a részecskék egymástól független sűrűséggel lépnek fel, a második pedig azt jelenti, hogy a két sűrűség mindig egy pontosan adott viszonyban lép fel.

A valóságban a sűrűségi spektrum (I) és (II) között fekszik. Hogy a két sűrűség nem független egymástól, azt egy *Chowdhuri*-által keresztülvitt kísérlet is bizonyítja (azóta több más ilyen kísérletet is végeztek).

Részletektől eltekintve, ez a kísérlet a következő:

Egy Wilson-kamrát olyan hármass koincidenca berendezés vezérelt, amely kiterjedt záporokra szólalt meg. A számlálósövek területe nagyobb, mint a Wilson-kamráé és ezért, a Wilson-felvételek statisztikája kis sűrűségétől eltekintve, a (4) sűrűségi spektrumot mutatja. Ez körülbelül azt jelenti, hogy az n nyomot tartalmazó fényképek relatív száma körülbelül $n^{-\gamma}$.

A Chowdhuri-féle kísérletben még egy nagy felületű és 15 cm ólommal eltakart számlálócső-csoportot is kapcsoltak a készülékhez, és pedig olyan módon, hogy minden felvétel esetén meg lehetett állapítani, hogy az eltakart csövek kisültek-e vagy sem.

A kamra felülete körülbelül 80 cm^2 , az eltakart számlálócsövek felülete pedig körülbelül 600 cm^2 . Ez annyit jelent, hogy, ha a statisztikai ingadozásoktól pillanatnyilag eltekintünk, akkor a csövekre $600/80 = 7,5$ -szer annyi részecske jut, mint a kamrára. Ha egy felvétel 6 nyomot mutat a kamrában, akkor $6 \cdot 7,5 = 45$ részecskét várhatunk a számlálócsövek területén; 45-nek 2%-a ~ 1 , tehát a statisztikai sűrűség-ingadozásoktól eltekintve, egy áthatoló részecskét várhatunk.

Ha a kombinált sűrűségi spektrum formája (II)-höz hasonlít, akkor azt várjuk, hogy $n \gg 5$ felvételeknél az eltakart csövek majdnem mindig megszólalnak, $n < 5$ -nél pedig csak kivételesen. Ha pedig a kombinált spektrum alakja (I), akkor minden n érték esetében egy bizonyos fényképeknek állandó töredékét kísérné az eltakart csövek kisülése.

A Chowdhuri-féle kísérlet eredménye azt mutatja, hogy a spektrum mindenesetre inkább a (II)-hez hasonlít, mint az (I)-hez. A kísérlet tudniillik az mutatja, hogy azok a fényképek, amelyek egy, vagy két részecskét mutatnak, azokat ritkán kísérik az eltakart koincidencia kisülések. Viszont koincidenenciák kísérik a nagyobb részét azoknak a fényképeknek, melyek több részecskét mutatnak, és ötnél nagyobb részecske-szám majdnem mindig koincidenenciával együtt lép fel.

Ezt a kvalitatív elgondolást a következő módon lehet matematikailag kifejezni. Legyen a Wilson-kamra területe K és az el nem takart vezérlő hármaskoincideneciacsövek területe S , akkor az n nyomot tartalmazó felvételek száma:

$$W(n) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-Sx})^3 e^{-Kx} \frac{(Kx)^n}{n!} D(x) dx \quad (7)$$

$(e^{-Kx} \frac{(Kx)^n}{n!})$ a Poisson-féle valószínűség arra, hogy egy x átlagos sűrűség éppen n részecskét adjon a kamra területére.)

Legyen az eltakart csövek területe T ; ha az áthatoló részecskék helyi átlagsűrűsége pontosan 2%-a az egész sűrűségnek, akkor a felvételek száma, amelyeket az eltakart csövek kisülése kíséri

$$w(n) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-Sx})^3 (1 - e^{-KTx}) \frac{(Kx)^n}{n!} e^{-Kx} D(x) dx \quad (8)$$

$D(x)$ -t (7) és (8)-ba lehet helyettesíteni (4)-ből és így $W(n)$ -t és $w(n)$ -t numerikusan ki lehet számítani. Chowdhuri eredménye mutatja, hogy az ilyen módon kiszámított értékek a kísérleti eredményekkel összhangban vannak.

Ez az eredmény azt mutatja, hogy két részecske-csoport erős összefüggésben van. Kísérletek, amelyeket Dublinban elkezdtem és most volt munkatársaim folytatnak, azt mutatják, hogy a valódi $D(x, y)$ mégsem pontosan (II)-nek felel meg, hanem az x és y sűrűségek, bár erős korrelációt mutatnak, mégis részben függetlenek.⁴ (Vigyázni kell arra, hogy x és y minden esetre csak helyi átlag sűrűséget jeleznek és az igazi részecskék száma egy adott területen Poisson-féle ingadozást mutat, de itt nem erről a függetlenségről van szó.)

Sikerült kimutatni, hogy vannak olyan területek egy záporban, melyekben az x sűrűség majdnem olyan, mint az y sűrűség.

Interpretáció

A szoros összefüggés az áthatoló részecskék és puha részecskék között a zápor szerkezetének sajátosságaira mutat. A korreláció legegyszerűbb magyarázata az lenne, hogy az elektronok és fotonok áthatoló részecskéket hoznak létre, és a két csoport egymással egyensúlyban van. Ezt a felfogást egy ideig magam is képviseltem, de közben meggyőződtem róla, hogy ez az álláspont nem helyes. A fő nehézség az, hogy az átlag elektronok és fotonok energiája túlságosan alacsony ahhoz, hogy elegendő áthatoló részecskéket hozhassanak létre.

Valószínű, hogy az áthatoló részecskék a következő módon magyarázhatók:

A tiszta kaszkád-folyamat esetében az elektronokat és fotonokat egy tengely sugározza ki, viszont a valódi folyamatban a mezonok és nukleonok is mind a zápor tengelyéből származnak éppúgy, mint az elektronok és a fotonok. Egy ilyen folyamat megmagyarázhatná az erős korrelációt elektronok és más részecskék között.

A zápor folyamatának részletes értelmezése eszerint a következő : A primér egy nukleon (valószínűleg proton). Ez a nukleon atommagokkal ütközik össze és mezonokat és több nukleont hoz létre. A semleges mezonok fotonokra bomlanak, és ezek elektron-foton-kaszkádokat hoznak létre. A nagyenergiájú szekundárok mind a tengely közelében maradnak, és ott egy komplikált elektron-foton-nukleon kaszkádot képeznek. A tengely kisugárzása pedig a zápornak nagyobb részét képezi. Ebben a részben több elektront és fotont találunk, mint például mezont, azért, mert az elektronok és fotonok gyorsan szaporodnak, és utána eltűnnek. A mezonok viszont a tengelytől messzebbre távolodhatnak el és azért kisebb sűrűséggel nagyobb területre oszlanak szét. A dublini kísérletekben talált területek, ahol $x = y$, valószínűleg példák erre. Ezek oly záporterületek, melyek messze esnek a tengelytől és ezért elektronok és fotonok oda már nem érhetnek.

A nukleon-elektron-kaszkád részletei nincsenek még matematikailag kidolgozva. Ezért ezeknek az elgondolásoknak jellege kvalitatív ; sok elméleti és kísérleti munkába fog még kerülni a részletek tisztázása.

Megjegyzem, hogy nem meglepő, hogy e záporokat nagyjából mint tiszta elektron-foton-kaszkádot interpretálhattuk előadásunk első részében. Ennek az oka a következő véletlen körülmény :

A kaszkád-egység levegőben körülbelül 40 g/cm^2 , ez körülbelül egyenlő a sugárzó ütközések átlagos távolságával. Viszont a levegőben a nukleonok ütközési keresztmetszete véletlenül éppen ilyen nagyságrendű. Ezért a levegőben (de csak a levegőben) a nukleon-kaszkád és az elektron-kaszkád hasonló lépésekben halad.

Összefoglalva felsorolom azokat a problémákat, melyek szerintem jelenleg fontosak.

1. A nukleon-elektron-kaszkád elméleti kidolgozása.
2. A záporok $D(x, y)$ sűrűségi spektrumának térképezése.
3. Annak megállapítása, hogy milyen típusú részecskék szerepelnek a záporokban.

Magyar Tudományos Akadémia
Központi Fizikai Kutató Intézete,
Kozmikus Sugárzási Osztálya.

IRODALOM

- ¹ Cocconi, Loverdo, Tongiorgi : Nuovo Cim. IX 1 (1944), 314; 2 (1944), 1.
² Skobelzyn : C. R. USSR 37 (1942), 141; 42 (1944), 388; 44 (1944), 142.
³ B. Chowdhuri : Nature 161 (1948), 680.
⁴ McCusker : C.B.A. Proc. Ir. Ac. sajtó alatt.