

由宇宙綫(10^{11} — 10^{14} 电子伏) 引起的高能核作用*

張 文 裕
(中国科学院)

提 要

这篇总结性文章敘論了由能量高到 10^{11} — 10^{14} 电子伏的粒子在乳胶和云室中所引起的高能核作用。文中首先提出和討論了在測量上較困难的一些問題,例如,初能量的測量,次粒子的辨認和總質量的估計。一些可能揭示碰撞机构从而显示核子內部結構的物理量的物理意义,也适当地加以討論和闡明。除了不同次粒子的多重性外,主要的物理量是:次粒子的角分布、它們的橫动量和非彈性系数。关于这些量的測量原理,实验准确度和实验結果的物理意义,特别是后面一点,都有了較充分的检查和討論。末了,“一个发射中心”和“两个发射中心”的各种模型也从物理观点作了較定性的描述和討論,并和实验結果作了比較。希望通过这篇文章对高能核作用目前发展的概况、尚存在的問題及今后工作的方向能有一定的了解。

綱 要

- 一、緒言
 - 二、在測量上几个較困难的問題。
 - 1, 初能(E_0)的估計。
 - 2, 總質量 N 的問題。
 - 3, 次粒子性质的測定。
 - 三、一些可能揭示碰撞机构的物理量。
引論。
 - 1, 次粒子的种类及比例。
 - (a) 內錐粒子的研究。
 - (i) π^0 和带电粒子的比例 R 。
 - (ii) 中性和带电次粒子的次級作用的比例 Q 。
 - (b) 外錐粒子的研究。
 - 2, 多重性 n_s 对 E_0 的分布。
 - (a) 实验結果。
 - (b) 解释和討論。
 - 3, 次粒子的橫动量。
 - (a) 測量。
 - (b) 物理意义。
 - (c) 实验結果。
 - (i) 带电次粒子(π^\pm 占很大部分)的橫动量。
 - (ii) 非 π 粒子 x_{\pm}^0 的橫动量。
 - (iii) 光子(π^0)的橫动量。
 - (iv) 今后工作方向。
 - 4, 次粒子在质心系的角分布。
引論。
 - (a) 积分分布。
 - (i) 各向同性和非各向同性。
 - (ii) 高度非各向同性。
 - (iii) 两个中心模型。
 - (b) 微分分布。
 - (i) 高斯分布。
 - (ii) $\text{cosec } \theta^*$ 的平均值。
 - (iii) 用磁云室——“量热器”所測的角分布。
 - 5, 高能碰撞的非彈性系数。
 - (a) 非彈性系数 K 的物理意义。
 - (b) 測量方法。
 - (c) 实验結果和討論。
 - (i) 几个特点。
 - (ii) K_π 的分布(和初能的关系)。
 - (iii) K_π 和 n_s 的关系。
 - (iv) $K_K, K_{N\bar{N}}, K_Y$ 等問題。
- 四、实验总结和理論概况。
 - 1, 实验結果总结。
 - 2, 理論和实验比較。
 - (a) 一个发射中心理論。
 - (b) 二个发射中心理論。

* 1961年5月22日收到。

一、引 言

乳胶技术是目前唯一成功的技术,可以用来直接研究总能量高到 10^{11} 电子伏的个别核作用的细致问题。在这一方面这个技术的长处是:(1)连续灵敏性——宜于长期(月或年)累积稀有事例;(2)高空间辨别力——密度很高的粒子径迹也可以追踪到颇远的距离;(3)轻便——很容易用飞机或气球送到高空,那里超高能粒子的强度比较大得多。但是它也有严重的缺点,主要是:(1)记录事例的灵敏(有效)体积很小,因此就产生了以下的困难:有的次粒子飞出乳胶;离产生点不远地方径迹常过多不易分辨;中性次粒子(如 π^0 , k^0 , γ^0)通过衰变后的事件很难对得上它们的产生点。(2)作用事例通常是在乳胶里产生,但是乳胶是由多种不同原子核组成,因此,颇难定出选择条件来判断事例是由核子与某原子核还是由核子与核子碰撞而产生。

但是,由于乳胶技术适宜于研究超高能粒子的个别作用的优点和近年来对上述缺点作了一些改进,用乳胶做出的研究成果还是很多的,因此说在目前它是给出全面画面的唯一方法。

其实,用云室来研究高能核作用(即所谓贯穿簇射——Penetrating Showers)在历史上比用乳胶要早得多,早在1930年间即已开始。后因云室的确太笨重,不易送到高空,很快就由乳胶来代替。不过,在探测上,云室也有它的许多优点,例如上面所说乳胶的两个缺点就是云室的优点,近年来用云室来研究高能核作用已经再度逐渐开展起来。因此,本文所用的实验数据虽很大部分是由乳胶方法得来的,但是有关的云室工作和结果(文献[2],[7],[8],[9],[10])也要适当地讨论并尽可能和乳胶结果相比较。

本文的论点是围绕核子结构为主题,不少设想是根据较低能(≥ 10 亿电子伏)的研究结果的推论。因此,更多的和更直接的试验,在目前这个阶段是很重要的。

二、在测量上几个较困难的问题

在研究超高能核作用的实验过程中,我们遇见下列三个比较困难的问题:初能量的估计,次粒子种类的审定(辨认)和参加作用的靶是单一粒子或核系(即同时或接连有好几个核子参加碰撞)的判断。目前我们尚没有很好的办法来解决这些问题,而流行的方法都是根据一定的假设来作推测或估计。

1. 初能的估计

入射粒子能量的测量是很重要的。它对碰撞形式有很大影响,因此它是显示碰撞机构的一些物理量中的一个重要参量。又在应用运动学来分析事例时,它也是必须知道的一个量。直接测量,例如用库伦多次散射,是几乎不可能的,因为超高能粒子所引起的多次散射是极小的。

通常方法是测量次粒子在实验室的角分布,通过假定次粒子在质心系有一定的角分布——即前后对称¹⁾和应用罗伦兹关系式[参看三、4节式(11)和(12)] $\gamma_c \equiv \frac{1}{(1 - \beta_c^2)^{\frac{1}{2}}}$ 、

1) 所谓“前后对称”是对垂直于入射方向的平面来说。因此,“前后对称”包括各向同性并集中于垂直平面的前后对称分布(参看三、4节角分布问题)。

可以求出, 这里 β_c 是碰撞系质心在实验室中的速度. 那么, 当 $\gamma_p \gg M, N$, 初能 E_0 就可以通过下式算出:

$$E_0 = (M\gamma_p) \simeq 2N\gamma_c^2, \quad (1)$$

$\gamma_p = \frac{1}{(1 - \beta_p^2)^{\frac{1}{2}}}$, β_p = 入射粒子在实验室的速度 (取 $c = 1$); M, N = 入射粒子和靶系的质量 (以质子质量为单位).

最近二、三年来高能物理工作者还应用另一方法来求 γ_c . 这个方法无需假设在质心坐标次粒子的发射数目是前后对称的. 它是根据在质心系次粒子的总动量的总和等于零, 即动量前后对称 (其实从统计观点看, 数目对称可以等于动量对称). 这样, 即得质心系在实验室的速度 β_c :

$$\beta_c = \frac{c \sum P_i \cos \theta_i}{\sum U_i}, \quad (2)$$

P_i, θ_i 和 U_i 分别是第“ i ”个次粒子在实验室的动量, 发射角和总能量 [$U_i = (c^2 P_i^2 + c^4 m_i^2)^{\frac{1}{2}}$]. 由 β_c 即得 $\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}$. 初能 E_0 或 U_0^* 仍由式 (1) 和 (3) 求出. 用这个方法应注意

下面两点: (1) Σ 是对所有次粒子求和. 但是我们只能看到带电粒子. 应用式 (2) 到带电次粒子上等于说守恒定律适用于带电次粒子而与中性次粒子无关. 当多重性 n , 大的时候, 这假设是一个很好的近似. (2) 要求 U_i , 次粒子的质量 m_i 必须知道. 当 $cP_i \gg m_i c^2$, $U_i \simeq cP_i$. 因此, 我们看出这个方法是较适宜于大事例和高能量的次粒子.

实验初步证明, 在可分析的事例中, 由上面两种方法求出的 γ_c 值, 在实验误差范围内基本上是一致的 (文献 [3]). 碰撞前在质心系的总能量 (包括静能) U_0^* 是

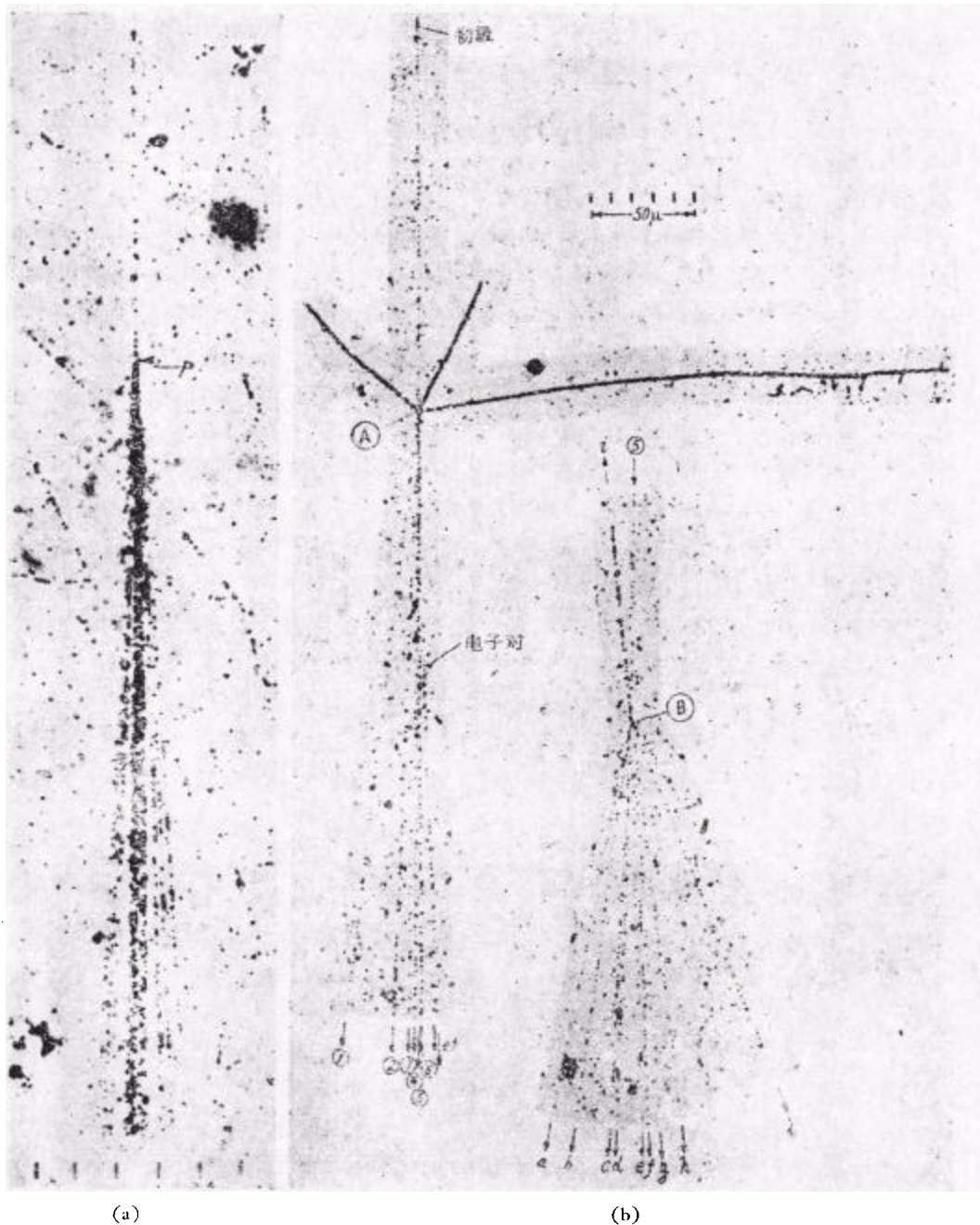
$$U_0^* \simeq 2N\gamma_c, \quad (3)$$

由式 (1) 和 (3) 可以看出, 初能的测量不但要假设次粒子在质心系有一定的角分布, 而且也要假定靶质量 N 有一定值. 在某种选择条件下, N 是假定等于 1 即靶是一个核子 (参看后面). 在同一基础上, 有几个略为不同的办法可以用来求出 γ_c 值, 但是准确度都不高.

2. 靶质量 N 的问题

在高能物理中, 我们研究的重点是放在一个核子 (或一个 π 介子) 与另一个核子 (靶) 的相互碰撞上, 从而希望得到一些关于核子结构的资料. 但如上所述, 乳胶是由各种不同原子核所组成的, 要判断靶是一个核子或原子核是一个很困难的问题.

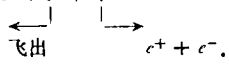
在式 (1) 如初能 E_0 为已知和 γ_c 由分析次粒子角分布而求出 (用上面所提方法), 则靶质量 N 值就可以算出. 这种尝试在高能加速器实验和一些超高能核作用的宇宙綫实验 (如相对散射可以测量) 是完全可能的. 这两类实验都表明: 在那些少黑灰径迹 (小 N_h) 的事例 (黑灰径迹是由原子核蒸发出来的粒子), $N \sim 1$; 但在 N_h 大的事例, $N \geq 2$. 其他的实验分析也给出相似的结果. 因此, 在沒有更准确的证据时, 最妥善的办法是挑选那些小 N_h 的事例为核子-核子碰撞的事例. 至于 N_h 应小到如何地步才可以把 $N = 1$, 这是一个关于严格程度的问题. 布勒斯多 (Bristol) 工作者选 $N_h < 13$ 的事例来进行分析; 有的工作者选低一些的 N_h 上限. 这种选择条件对某些分布都会产生一定的影响. 以后所要讨论的分析都是根据 $N = 1$ 的假说来进行的.



(a) (b)

图1 (a) $(0 + 28\rho)$ 类型的事例(即 $N_h = 0, n_s = 28$, 入射粒子=质子). 很可能在点 P 进行一个 $p-p$ 碰撞. 内锥粒子密度很高, 只有很少粒子可以分开的, 但内外锥的界限是显著的. 初能 $E_0 \sim 30,000$ 亿电子伏.

(b) 一个初能 $E_0 \sim 10,000$ 亿电子伏的粒子在点 A 引起一个作用. 一个次粒子(5号)在点 B 又产生一个次级作用. 如图所示一对 e^\pm 混在初级星内, 这是由 $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$



3. 次粒子性质的审定

在超高能核作用中,大部分次粒子有极大相对論能量(参看图 1)。因此,要通过直接測量它們的质量(例如用散射和顆粒密度)来辨認它們,除了外錐有些粒子外几乎是不可能的。通常辨認这么高能量的次粒子的办法是通过分析它們的衰变或次級核作用的径迹——間接方法。又,如 π^0 介子的辨認是通过它的衰变光子所产生的 e^+ 对(半寿命 $\tau \leq 10^{-16}$ 秒)或簇射的分析¹⁾。因此,每一个事例可以辨認的粒子是不多的。通常都是把所有事例的可辨粒子合在一起而进行分析。这样,是从統計平均的角度来討論每一个事例有几种粒子和这几种粒子的比例是多大。

这个问题将在(三、1节)中的具体事例上作較詳細的討論。

三、一些可能揭示碰撞机构的物理量

在測量上几个較关键的问题,已經簡略地在上面对論过。今后討論的重点要放在实验結果和解释这些結果的物理意义上。当然,我們也将提一提測量的原理和实验的可靠程度。但至于測量的詳細办法,可以参考有关文献,本文就不多談了。

高能物理的主要目的是研究:(1)基本粒子的性质及其内部结构,和(2)基本粒子的相互轉变及相互作用力。研究方法是使一个粒子与另一个粒子相互碰撞,然后由研究所产生的次粒子的性质及其行为,我們可能推出一些有关粒子的结构和相互作用力。这种方法在原子,原子核及低能核子散射領域里是很有效的方法;比如在低能核子散射时,散射粒子的角分布与碰撞粒子的作用力和结构有极明显的直接关系。在高能物理中,目前尚沒有那么成功的分析方法,可以定量地把有关次粒子的性质及行为的物理量和碰撞粒子的作用力及内部结构联結在一起。但是希望总有一天我們可以做到这一地步。

根据这种經驗和推想,在下面所要討論的几个物理量是可以显示碰撞机构,因而显示粒子结构的良好物理量。它們是目前比較流行的。当然,我們應該时时刻刻在設想有没有更有效和更直接的其他物理量,可以显示核子的内在机构。

1. 次粒子的种类及比例

2个超高能粒子碰撞时所产生的次粒子在实验室坐标的分布形成内外錐(参看图 1)。由罗伦茲轉换,内錐相当于在质心系向前的粒子,外錐相当于在质心系向后的粒子。内錐粒子集中在軸附近而能量很高,但外錐粒子則分散在大角度的空間里而能量則較低得多。因此内錐粒子只能用間接方法来辨認(参看上节);外錐粒子的质量有时可以直接測量,而間接的方法在这里倒不适宜。

(a) 内錐粒子的研究

(i) π^0 介子和带电粒子的比例 R 設内錐中有 π^0 介子产生,98% 以上很快地(在平均距离 $\sim 6 \times 10^{-3}$ 厘米)就沿軸衰变为二个光子。这些光子在平均距离 ~ 4 厘米地方就轉换为 e^+ 对。到目前为止,約有 10 組科学工作者在測量和分析这些 e^+ 对。大家所得 π^0 数目与所有带电粒子数目的比例(0.25—0.50)和初能 E_0 (1,000—500,000 亿电子伏)尚

1) 有些超子也能由衰变而产生光子,例如: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, 和带电粒子在庫伦場也能引起致致輻射。但計算和分析証明这两种过程所产生的光子是很少的($\leq 1\%$)。又 $(\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-) / (\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma) \approx 1.4\%$ 。所以在高能核作用中,絕大部分的光子是由 π^0 衰变为两个光子而产生的。

看不出有什么显著的关系。因此暂按计数平均(7组共219对),所得的结果如下:

$$R = \frac{N_{x^0}}{N_{x^{\pm}} + N_{\pi^{\pm}}} = 0.41 \pm 0.03, \quad (4)$$

x^{\pm} 代表除 π^{\pm} 外的带电粒子(非 π 粒子), 设 $\frac{N_{x^0}}{N_{x^{\pm}}} = \frac{1}{2}$, 我们利用 R 值即推得:

$$\frac{N_{x^{\pm}}}{N_{x^{\pm}} + N_{\pi^{\pm}}} = 1 - 2R = 0.18 \pm 0.05, \quad (5)$$

$$\frac{N_{\pi^{\pm}}}{N_{x^{\pm}} + N_{\pi^{\pm}}} = 0.82 \pm 0.05, \quad (6)$$

应该指出, 这些结果是根据很少而又精确度不高的数据而得来的。所以下面的结论也是初步的: (1) R 的值是和核力与电荷无关的概念符合的。(2)在很大的初能范围内(1,000—1,000,000亿电子伏)绝大部分的次粒子是 π 粒子。(3)甚至到最高能量(1,000,000亿电子伏)也没有充分的证据可以表明如费米理论所预料那么多 K 粒子或反核子的产生。今后的工作应该是细致地研究 R 分别与初能 and 多重性的关系, 这样或能得到有关作用力和核子结构的一部分资料。

(ii) 中性次粒子和带电次粒子的次级作用比例 Q 我们已谈过 π^0 介子的电磁衰变是很快的, 即使它产生了核作用在乳胶中也不容易和母星分辨得开。因此, 所有“中性次级星”基本上都是由 x^0 (非 π^0 的中性粒子)粒子所产生。通常是沿轴扫描到几个厘米来寻找“中性次级星”, 虽然在乳胶核作用的平均自由路程是约有32厘米(这值与能量无大关系)。扫描到更远的地方, 因为有其他不利因素引入, 则得不偿失。在这工作中, 主要困难是决定“中性次级星”是否确实由母星的中性次粒子所引起的。普通是由次级星的“轴向”而定, 所以最好选择那些比较大的($n_s \geq 4$)“中性次级星”来进行分析。至于带电次粒子所引起的核作用星是比较容易辨认得多。

这方面的数据在目前还是很少。比较可靠的工作有五组, 共得了23个“中性次级星”和109相应的由带电次粒子所引起的星。

假设核作用平均自由路程与粒子种类和能量都无关, 我们即可写出:

$$Q = \frac{N_{x^0}}{N_{x^{\pm}} + N_{\pi^{\pm}}} = \frac{23}{109} = 0.21 \pm 0.05, \quad (7)$$

利用 R 和 Q , 即推出

$$\frac{N_{x^0}}{N_{x^{\pm}}} = \frac{Q}{1 - 2R} = 1.2 \pm 0.4, \quad (8)$$

$$\frac{N_{x^0, \pm}}{N_{x^0, \pm} + N_{\pi^0, \pm}} = 1 - \frac{3R}{(R + Q + 1)} = 0.24 \pm 0.06, \quad (9)$$

$$\frac{N_{x^0, \pm}}{N_{x^{\pm}} + N_{\pi^{\pm}}} = 1 - 2R + Q = 0.39 \pm 0.08, \quad (10)$$

式(8)和(10)可能有些特殊的物理意义。假使 x 粒子大部分是电荷双重态的粒子, 如核子、反核子、 K 介子、 Σ 超子, 那么应该 $\frac{N_{x^0}}{N_{x^{\pm}}} = 1$; 式(8)的值将近于1, 这似乎显示了这个可能性。式(10)表示 x 粒子占所有带电粒子的百分比是很大的 $\sim 40\%$ 。其实在一个乳胶核中进行超高能碰撞, 只有3—4个核子可能正在入射粒子的射程上, 因而在碰撞后可能与

其他次粒子組成高度細狹的“噴气式”事例。在已进行的工作中所分析事例的 n , 是等于 20—30, 那么由式 (10) 每一个事例平均应有 8—12 个 x 粒子, 因此, 只有一小半的 x 粒子是核子, 一大半应该是 K 介子 (和核子-反核子对 $N\bar{N}$, 超子)。这个結論是和由式 (8) 所推想的大体一致的。当然, 事例还是很少, 所用分析方法又是間接的, 非 π 粒子的性质自难肯定, 所以上面的結論只是初步的。

最近西欧原子核研究中心 (Cern, Cocconi 等, 文献 [6, 8]) 的工作組用由加速器出来的 250 亿电子伏质子束来打鉛靶, 然后用閃爍計数器和电子学方法来研究次粒子的分布。他們的結果如下: 当次粒子的动量 $P_s \simeq 20$ 亿电子伏/ c (通过电磁分解器), $K^+/\pi^+ \simeq 25\%$; 又, 当 $P_s \simeq 20$ 亿电子伏/ c , $\bar{p}/\pi^- \simeq 0.3\%$ 和当 $P_s \simeq 47$ 亿电子伏/ c , $\bar{p}/\pi^- \simeq 1.1\%$ 。 K^+ , \bar{p} , π 分別代表 K^+ 介子, 反质子和 π 介子的数目。在初能为 $\sim 2,000$ 亿电子伏时, 費尔德 (Fretter) 等 (文献 [2, 7]) 用磁云室来辨認次粒子, 所得奇异粒子 (包括反质子) 与所有次粒子的比例也将近于 25%。在 (三、5) 节討論非弹性系数时, 我們將指出实验数据初步显示: 用来产生 K 介子等非 π 粒子的能量可能緩慢地随初能 E_0 增加而增大。因此当 E_0 到超高能时, K^+ , \bar{p} 等非 π 粒子的比例可能要比上面的值大。这个結論是和前面的推論至少不发生矛盾的。希望不久会有更完善的实验結果来証实这一点。

(b) 外錐粒子的研究

上面所用的間接方法若用到外錐来, 則寻找次級事例的扫描工作将非常繁重。又在这么大的空間里, 背景很大, 要决定一个“中性次級事例”确由母星的 π^0 或 x^0 粒子所引起的几乎是不可可能的。

在外錐粒子的能量一般是低的, 有的只有几十亿电子伏 (仍是相对論能量)。在有利条件下, 质量的直接測量 (顆粒密度-多次散射方法) 是有可能的。这个可能性是由利用顆粒密度-动量曲綫的一个特点: 当动量 $P\beta/mc$ 由 ~ 3.5 增大时, 这个曲綫就由最小游离上升約 8%; 到 $P\beta/mc \sim 10-20$ 它就开始变平。在上升阶段, 不同粒子的曲綫有显著的分开; 在平的部分它們就相互靠近。因此, 至少在原則上可以分辨 π 介子, 质子和重粒子到几十亿电子伏的能量。这个方法的主要部分是測量游离的精确度必須很高 ($\lesssim 2\%$)。

爱德华 (Edwards) 等人最近改进这个方法來研究外錐粒子 (由质子和 α 粒子 $E_0 > 10,000$ 亿电子伏/核子所引起的核作用)。他們測量游离密度的統計誤差小于 2%。結果如图 2 所示。除了质子和 π 介子外, 实验还显示有 K 粒子存在。但是定量的比例是得不出来的。如果在质心系次粒子是前后对称地被发射, 外錐粒子的

成分应与內錐相同。不过这点必須由实验直接証明。要做更好的实验, 上面的方法应该改进; 要不然必須設計新方法能明确分辨能量到几十亿电子伏的粒子。

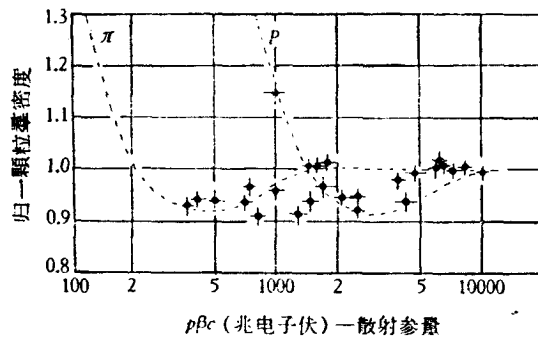


图 2 归一颗粒密度对散射参量 $p\beta c$ (兆电子伏) 的关系曲线, 是由星的外錐粒子測量得到的。星是由 p 或 α 粒子 ($E_0 > 10,000$ 亿电子伏/核子) 所引起的。用的是无背板乳胶 (Stripped Emulsions)。統計准确度較一般高得多。

在用云室来研究 V^0 粒子[10]时,为易于观测計一般是挑选离軸較远的事例来进行分析. 这些 V^0 粒子(大部分是 θ^0 和 Λ^0 粒子)可以說是属于外錐的. 谷伯达等(Gupta et al. [10a])在約 25 个核作用事例中看到一個 V^0 粒子衰变. 經 V^0 观察效率的修正和事例多重性的考虑,即得

$$\frac{N_{V^0, \pm}}{N_{\pm} + N_{V^0, \pm}} \sim 10\%$$

这里我們假定 $N_{V^0, \pm} \sim N_{V^0}$. 这比值似乎小于內錐的比值,但是它們是同一个数量級,因为这个估計也是粗糙的.

2. 多重性 n_s 对 E_0 的分布

(a) 实验結果 上面我們已經談过,如果一个事例的“重电离”粒子数 N_h 小的話,这个事例很有可能是由入射粒子只与乳胶核中的一个核子碰撞而产生. 又,由上节我們知道,一个事例的“近最小电离”粒子数 n_s 的大部分是 π 介子(其余部分有 K 介子等,但这部分應該再进行較精密的研究). 假使能找出多重性 n_s 与初能 E_0 的关系,这将是很有物理意义的. 图 3 是表示 n_s 对 γ_c [$E_0 = 2N\gamma_c^2$, 式(1)]的分布. 入射粒子大部分是核子,一小部分是 α 粒子. 这些数据只包括那些进行过系統扫描的工作和 $n_s \geq 4$ 的事例. 总的統計数据还是很少(只有一百多一点事例),不过可以看出下列几点趋势:

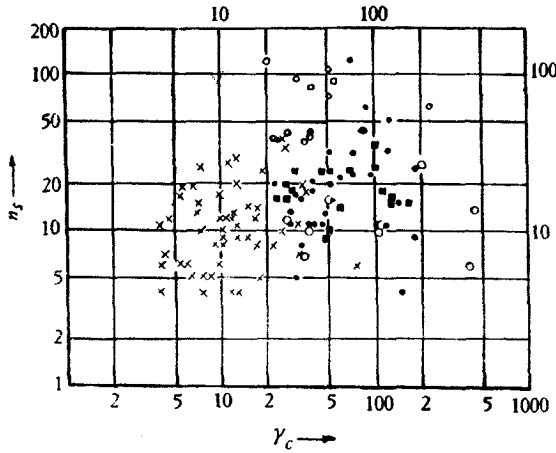


图 3 $n_s \cdot \gamma_c$ 关系图. 实验室初能 $E_0 = 2\gamma_c^2$, 或质心系初能 $U^* = 2\gamma_c$, 設靶质量 $N = 1$ (单位是核子质量).

- 入射粒子是质子, 作用产生在乳胶.
- 入射粒子是 α 粒子, 作用产生在乳胶.
- 质子初粒子, 作用产生在黄銅片.
- α 初粒子, 作用产生在黄銅片.
- × 次級星的 $n_s \cdot \gamma_c$ 关系.

(1) 平均多重性 \bar{n}_s 随初能 E_0 很缓慢地增长. 比如由质子所引起的事例中, 在 $E_0 \sim 50,000$ 亿电子伏, $\bar{n}_s = 23$; 但在次級星中当 $E_0 = 3,000$ 亿电子伏, $\bar{n}_s = 13$.

(2) 在一定的初能下, n_s 的涨落很大. 标准偏差 $\geq 50\%$.

(3) n_s 随 N_h 增加. $\bar{n}_s(N_h > 2) / \bar{n}_s(N_h \leq 2) \sim 2$.

(4) 在初級星中, 約有 50% 的事例是 $N_h \leq 2$, 但次級星只有 30% 的事例是 $N_h \leq 2$.

(5) 如入射粒子是 α 粒子, $\bar{n}_s = 47 \pm 9$; 如它們是质子, $\bar{n}_s = 23 \pm 4$.

$$\text{平均比: } \frac{\bar{n}_s(\alpha)}{\bar{n}_s(p)} = 2.0 \pm 0.5.$$

实验結論(1), (2)和(5)是比較有意义的.

(b) 解释和討論 多重性 n_s 和初能 E_0 的分布是几个比較有希望指示碰撞机构的路径之一。上面的实验結果可以用“隧道”($E_0 \geq 10,900$ 亿电子伏)或“漏斗”($E_0 < 10,900$ 亿电子伏)模型作初步的解释。按这个模型,在一个原子核中初級碰撞所产生的次級 π 介子(和一个核子)将在剩余核物质打穿一个“隧道”或“漏斗”;在它們的射程上所有的核子将被击出。击出的核子数 $N = \pi \rho l \times \left(\frac{\hbar}{m_s c}\right)^2$, ρ = 核子平均密度, l = “隧道”的长度。

我們假設这些核子将等效地产生三級 π 介子。这样,可以証明, n_s 是与 $E_0^{1/4}$ 成正比(可和結果(1)比較)。又,在同一初能 E_0 下,如入射粒子穿过原子核的边緣, $N \sim 1$, 因而 n_s 将很小;但如沿核的直径穿过, N 将等于 2、3 或 4 (参看 1(a)节), 因此 n_s 也将变大。这样,可以定性地解释实验結果(2)和(3)。

上面的模型有两个与事实不符的缺点: (1)在这个模型我們必須假設核子-核子碰撞截面 $\simeq \pi(\hbar/m_s c)^2$, 这是比直接测量值(在 10—1,000 亿电子伏)大三倍多。(2)实验[布勒斯多的資料最多]充分显示:大部分事例是由于入射粒子只与原子核中的一个核子作有效碰撞,即 $N \sim 1$, 这是和上面模型所假設的相违背。第二个困难或能定性地克服,如果附加以另一个假設:介子产生的多重性 n_s 增加得很快,当核子-核子的冲击参量 γ 減小的时候; n_s 和 γ 的关系是有一定的单一性。如是,当入射粒子沿核半径穿过,虽然参加碰撞的核子可能有 2 或 3 个,但有效地产生介子的核子基本上只有一个(γ 特別小),其他的 1、2 个核子可能只被击出而不(或很少)产生介子。当与核作用近于边緣碰撞时,参加碰撞的核子的 $N \simeq 1$, 又 γ_r 可能大于对心碰撞的 γ_c 因而 n_s 也比对心碰撞的小。这样实验結果(1),(2),(3)都可以粗糙地解释,上面所提的第二种困难也可以克服。但是第一种困难目前还是存在的。

关于結果(5)的解释似乎会很自然的,假如我們把入射 α 粒子的作用看作它的 4 个核子的作用的迭加。那么,实验比值 $\frac{\bar{n}_s(\alpha)}{\bar{n}_s(p)} = 2.0 \pm 0.5$ 自然显示:平均来說,4 个核子中有

2 个参加碰撞。个别来說,1 个核子参加碰撞而其余 3 个作为一个单位(如 He^3 或 H^3)脱射出来的事例也会有的。在 $E_a \sim 100$ 亿电子伏时,实验証明,7% 的事例有 He^3 发射出来。在超高能(图 3 中)也有 2 个这种事例。

总之,在这个問題上(和这篇文章所要談的其他問題一样),我們首先需要更多更精确的数据,然后才可能产生更好更定量的理論。

3. 次粒子的横动量

(a) 測量 动量測量在上面也稍为提了一些。現在简单地总結一下(关于詳細办法,可参考有关文献。因 $mc^2 \ll cP$, 能量和动量的关系 $E \simeq cP$): (1)带电粒子——能量在 1,900 亿电子伏以下,可以用庫伦多次散射。通常这种方法在有玻璃背板的乳胶可以量到 1,000 亿电子伏。但在无背板乳胶只能量到几十亿电子伏。能量在 1,000 亿电子伏以上,即由二級次粒子的角分布求一級次粒子的 γ_c (参看二、1 节),一級次粒子的能量 $E \simeq 2N\gamma_c^2$ 。(2) π^0 介子——由測量(多次散射等方法) e^\pm 对或 e^\pm 簇射的能量来推出光子从而定出 π^0 的能量。(3) x^0 粒子——由測量它所引起的次級作用的粒子能量(多次散射或角分布方法),可以估計 x^0 的能量。次粒子的横动量 $P_T = P \sin \theta$; P 是它的总动量, θ 是次粒子与

入射方向所成的角度。

(b) 物理意义 实际上每个事例能够测量和分析的次粒子只是一小部分。通常是大量积累不同事例的能够测量的次粒子在一起来进行统计性的某种分析。因此,最好选出一个对事例有共同性的参量(即随事例变化不大)来标记这些次粒子。实验初步证明横动量 P_T 就是这么一个参量。同时 P_T 是罗伦兹不变量——在所有沿入射方向的运动坐标 P_T 都是一样的——用起来有它方便的地方。

目前所有实验(参看下面)似乎很明确地显示这两点: P_T 的平均值随(1)初能 E_0 和(2)发射角 θ 变化都很小(所谓“平均”是指对不同粒子即发射角 θ 或不同事例即初能 E_0 的平均)。根据这些事实和测不准原理,人们不免要作如下的设想; P_T 可能是衡量一个次粒子在母体(靶粒子)里的领域范围,因此它可能是次粒子在母体里一个固有的物理量;初能 E_0 对它只能起微扰作用。如果这种想法是正确的话,深入研究不同类的次粒子的 P_T 值(当然,只能从统计观点看)会有深远的物理意义。它可能会显示核子结构如壳层性质的一些有关资料。

(c) 实验结果

(i) 带电次粒子(π^\pm)的横动量 图4表示横动量 P_T 对次粒子在质心系的发射角 θ^* 的分布(包括所有初能和一些 π^0 及 π^0 粒子)。这是布勒斯多的结果。其他实验室的数据很少,总和也不如布勒斯多的多。但是一般趋势是与图4符合的。在 $0^\circ \leq \theta^* \leq 90^\circ$ (观测的内锥),动量(或能量)是由次级核作用的二级次粒子的角分布求到的,所以准确度低。在 $90^\circ \leq \theta^* \leq 180^\circ$ (外锥),动量是由测量多次散射得到的,所以较高动量 P (因而

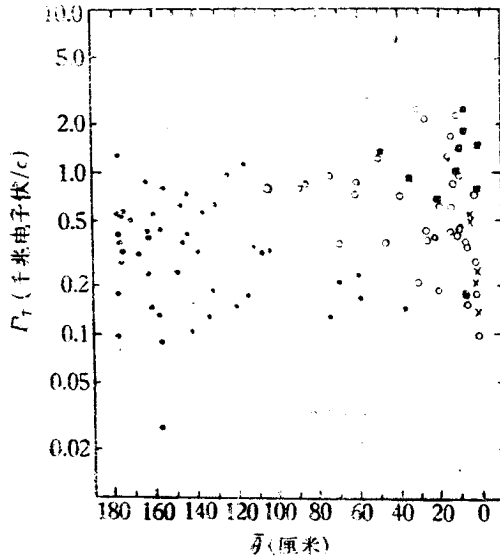


图4 次粒子横动量 P_T 与质心系发射角 θ^* 的关系图。大部分初能 $> 10,000$ 亿电子伏/核子。
 ● 在大角度粒子进行散射测量。
 ○ 由带电粒子所产生次级星的粒子角分布。
 ■ 由中性粒子所产生次级星的粒子角分布。
 × 由 $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ 的两个光子的夹角。

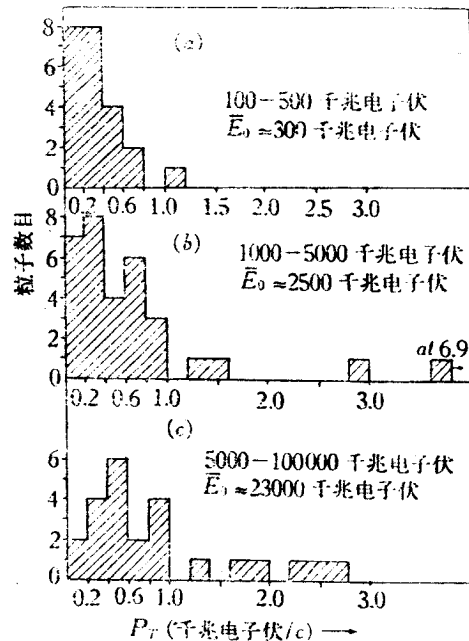


图5 在三个不同初能 E_0 下,次粒子横动量的分布。图5a的数据全由散射测量得到的。

P_T) 的粒子是会被丢掉的。但是总的趋势还是很明显的: P_T 的平均值随 θ^* 的变化是很小的。就在一定 θ^* 值下, 个别次粒子的 P_T 值对它们的平均值 \bar{P}_T 涨落也不大 (~1 个数量级), 虽然次粒子的总动量 P 变化很大——差别因数 ~10⁴ 数量级。初能 E_0 也是在这么大 1,000—500,000 亿电子伏/核子的能区里。

图 5, a、b、c 是在三个不同初能区 P_{\perp} 的分布。可以看出, 初能的范围是很不同的 (1,000—5,000, 10,000—50,000, 50,000—1,000,000 亿电子伏), 但是 P_T 的分布是很相似的, 三个初能区的分布平均值 \bar{P}_T 都将近于 5 亿电子伏/c。图 5 的数据大部分是根据图 4 的事例, 所以都是布勒斯多工作者的结果。其他实验室数据够多可以做分布的只有四组, 但是数据还是太少不能分初能区做分布。其中两组统计数较高都是和布勒斯多结果相符合, 其他两组的 \bar{P}_T 稍偏低。

由上面的实验结果, P_T 似乎是可以看为一个内在的物理量, 它的变化可能是: (1) 由于它自身的统计涨落和 (2) 受到初能 E_0 的微扰。在 (b) 节中的一些想法主要是根据这一点。

(ii) 非 π 粒子 $x^{\pm,0}$ 的横动量 直接测量和间接论据都指明, 上面次粒子的很大一部分是 π 介子。如果 P_T 的物理意义确如上节所说, 其他次粒子即 $x^{\pm,0}$ (K, N, \bar{N} 对或超子) 的 P_T 测量是非常重要的。这方面的数据还是很少。图 6c 是 9 个 x^0 次粒子的 P_T 分布 (P_T 是由分析 x^0 所引起次级星的粒子角分布得到的), $\bar{P}_T(x^0) = 1.4$ 亿电子伏/c。这个值显然比上面 (i) 节所得到的大约大三倍。图 6b 是 36 个带电次粒子的 P_T 分布 (P_T 的求法和 x^0 的 P_T 同) $\bar{P}_T = 8.4$ 亿电子伏/c。由 (1a) 节我们知道 36 个中子约有 1/5 是 x^{\pm} , 4/5 是 π^{\pm} 。假使 x^{\pm} 是相当于高 P_T 值的粒子, 我们即得 $\bar{P}_T(\pi) = 5$ 亿电子伏/c 和 $\bar{P}_T(x) = 15$ 或 20 亿电子伏/c。这两个值是和上面所得到的 $\bar{P}_T(\pi)$ 和 $\bar{P}_T(x^0)$ 相符合的。

图 6a 是 47 个外锥带电次粒子的 P_T 分布 (P_T 是由测量多次散射得到的)。我们预料这些粒子中也应该有 x^{\pm} 粒子。假使 x 的 \bar{P}_T 与 π 的 \bar{P}_T 有显著的不同, 6a 分布图应与 6b 相似。但是 6a 分布是不同的, 它的平均值 $\bar{P}_T = 4.1$ 亿电子伏/c。当然, 这或许是由于所用的测量方法——多次散射, 如上所述这个方法所测 P_T 值一般是偏低的。但是最近费尔德 (Fretter) 等用磁云室在初能 $E_0 \sim 2,000$ 亿电子伏下测量次粒子的横动量, 他们的结果如下: 重粒子 (质子, K 介子等) 的平均横动量 $\bar{P}_T = (310 \pm 44)$ 兆电子伏/c 和 π 介子的 $\bar{P}_T = (307 \pm 26)$ 兆电子伏/c; 在统计误差内, $\bar{P}_T(x) \simeq \bar{P}_T(\pi)$ 。所以重次粒子横动量的值, 目前还是不可靠的, 尚有很大的分歧。今后在这方面应该积累更多更精确的数据, 因为 P_T 看来是很有用的物理

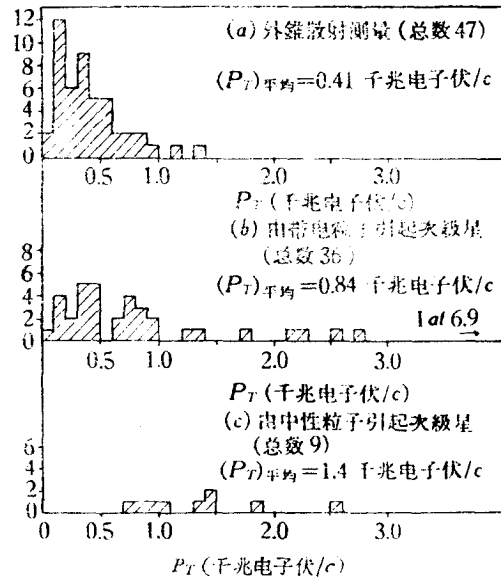


图 6 次粒子横动量的分布。(a)的能量是根据散射测量,(b)和(c)是由次级星的粒子角分布推算。

量,当然是从核子结构的观点出发的.

(iii) 光子(π^0)的横动量 前面已经提过, π^0 的动量是由分析它的衰变光子所产生的 e^+ 对或 e^- 簇射而得到的. 在这一方面工作过的有好几组;不过数据较多而结果较可靠的要算布勒斯多和日本两组. 前者共得80对,所得 $\bar{P}_T(\pi^0) = (5.2 \pm 1.6)$ 亿电子伏/c;后者有47对, $\bar{P}_T(\pi^0) = (3.9 \pm 0.2)$ 亿电子伏/c. 因测量方法关系,日本组的值可能偏低. 其他组的 $\bar{P}_T(\pi^0)$ 值误差大,可靠性小. 上面这两个 $\bar{P}_T(\pi^0)$ 值是与 $\bar{P}_T(\pi^\pm)$ 值大致符合的.

(iv) 今后工作方向 今后的工作由目前的情况看,应分为二方面:(1)积累更多更精确的数据,特别是关于重次粒子 $x^{\pm 0}$ (即K和超子等)的横动量.(2)作微分分析. 譬如 $P_T = P_T(E_0, \theta^*, n_s, \dots)$,或者可能只是 P_T 的变化部分是 $E_0, \theta^*, n_s, \dots$ 的某种函数. 所谓微分分析是指在,譬如说,一定的 θ^* 和 E_0 值下,看 P_T 与 n_s 有什么细致的关系. 这样, P_T 的真正意义——它到底能揭示核子结构的那些方面——才可能看得出来. 微分分析在其他物理量上也是需要的.

4. 次粒子在质心系的角分布

次粒子角分布的物理意义在前面已经谈过,在这里我们不再讨论. 它的意义在质心系比较容易揭示出来. 在实验室所测量的角度 θ 要转换为质心系的角度 θ^* ,可以通过下面的关系式计算:

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta^*}{\gamma_c \left(\cos \theta^* + \frac{\beta_c}{\beta_r^*} \right)}, \quad (11)$$

或

$$\tan \theta^* = \frac{\sin \theta}{\gamma_c \left(\cos \theta - \frac{\beta_c}{\beta_r^*} \right)}, \quad (12)$$

这里 β_r^* 是次粒子在质心系的速率,其他量的意义如前. 在高初能的情况下, $\beta_c/\beta_r^* \approx 1$.

在这个转换时必须知道 γ_c . 前面已经说过,有两种方法可以求出 γ_c :(1)通过次粒子数目在质心系前后对称的假设;(2)根据次粒子在质心系的顺动量总和=0(即动量前后对称,参看二,1节),而无需粒子数前后对称的假设. 如果 γ_c 是由第一种方法求出,那么我们是在次粒子数目前后对称的假设下来讨论次粒子的角分布(已有一定的限制). 在绝大部分的乳胶工作中, γ_c 就是这样求得的. 假使 γ_c 是由第二种方法求得,那么,我们甚至可以验证粒子数前后对称的假定是否正确. 但是到目前为止,第二种方法用得很少,因为在实际使用这方法时困难较多. 因此,在下面讨论时如无特别提出, γ_c 都是由第一种方法求得的.

通常是用积分和微分分布来表示角分布. 在原则上微分角分布揭示碰撞机构是会比较明显的,但是当统计数据少因而统计涨落大的时候,它的好处是不易显出的. 因此,在高能物理研究中积分和微分分布有时候都用.

(a) 积分分布(适宜于个别事例)

(i) 各向同性和非各向同性 使 $F =$ 在实验室角度 θ (或质心系 θ^*)内的次粒子数目的百分比. 设在质心系的角分布是各向同性,那么

$$F = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta^*); \quad \frac{F}{1-F} = \left(\frac{\sin \theta^*}{1 + \cos \theta^*} \right)^2,$$

利用式(12)使 $\theta^* \rightarrow \theta$ ，在实验室的角分布即为

$$\frac{F}{1-F} = (\gamma_c \tan \theta)^2, \quad \text{或} \quad \log \left(\frac{F}{1-F} \right) = 2 \log \gamma_c \tan \theta. \quad (19)$$

如是，若画出 $y = \log \left(\frac{F}{1-F} \right)$ 对 $x = \log \gamma_c \tan \theta$ 的曲线，这条曲线应是一条梯度等于 2 而通过原点的直线。图 7a 就是代表这么一条直线。

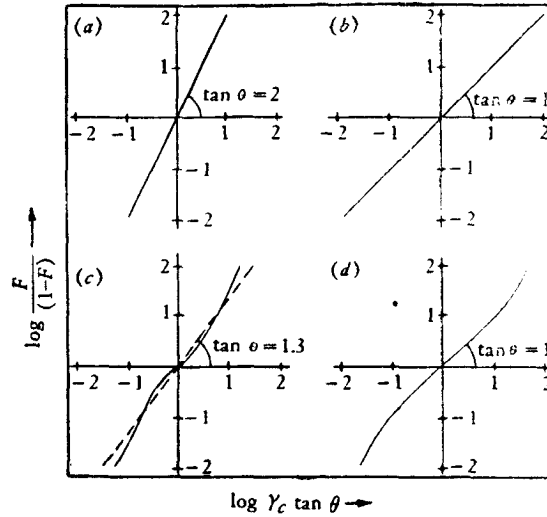


图 7 不同理论的积分角分布图。

(a)各向同性分布。(b)海森伯理论。(c)费米理论，中间值的冲击参数。
(d)兰道理论， $E_0 > 100,000$ 亿电子伏。参看文中的第四部分。

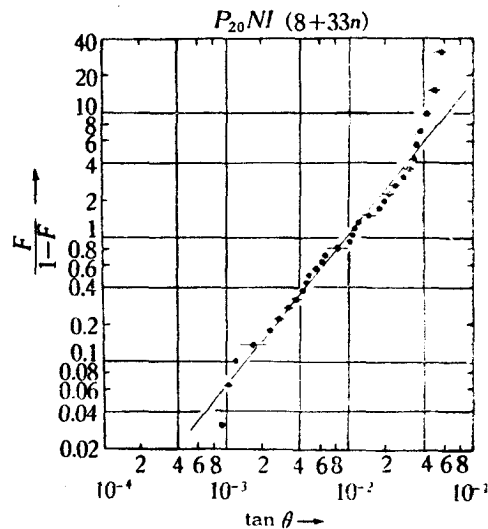


图 8 布勒斯多的 $P_{20}NI(8+33n)$ 事例的积分角分布。 $\gamma_c \sim 120$, $N_A = 8$, $n_c = 33$, 初粒子=中子。大部分实验点落在梯度=1.25 的一条直线上。

如在质心系次粒子的角分布是沿垂直方向突出, 这直线的梯度应大于 2. 到目前为止, 尚没有这种很可靠的实验结果. 如沿前后突出但在 $\theta^* \sim 90^\circ$ 次粒子数 $\neq 0$, 这条曲线仍是一条直线, 唯其梯度应小于 2. 所以梯度的值是非各向同性的指标. 图 7b-d 是代表三种理论曲线 (Heisenberg, Fermi 和 Landau), 这三条直线的梯度都小于 2. 图 8 是一个实验分布 (实验室), 由布勒斯多事例 $P_{20}NI (8 + 33n, \gamma_c = 120)$ 分析得来的, 这里梯度 = 1.25, 可以和费米分布 (梯度 = 1.3) 比较的. 一般说来, 实验资料是这样: 当 γ_c 愈小, 梯度愈近于 2, 即分布愈近于各向同性. 但也有不少事例的情况不是那么简单的. 例如在同一数量级的 γ_c , 有些事例的积分分布曲线可以不是一条 (而是二条) 直线的 (参看下面).

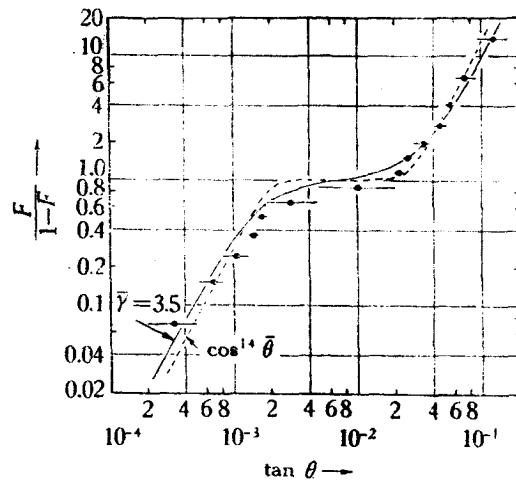


图 9 芝加哥“S”星的积分角分布. 因为中间部分的梯度 ~ 0 , 这指明在 $\theta^* \sim 90^\circ$ $n_s \sim 0$. 虚线表示 $dN/d(\cos\theta^*) \approx \cos^{14}\theta^*$; 实线是由“两个发射中心”理论推算出来的, 取 $\bar{\gamma} = 3.5$ (参看第四部分(b)节).

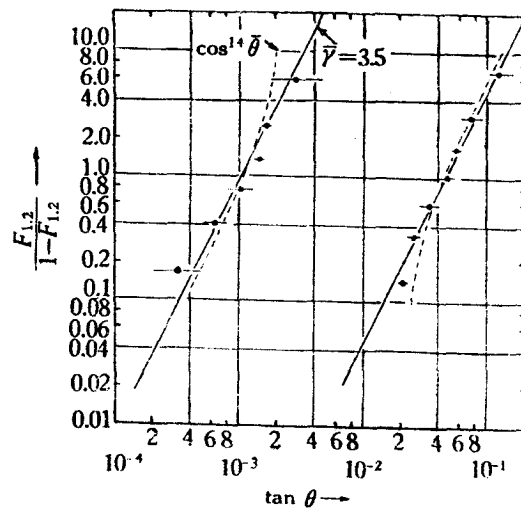


图 10 芝加哥“S”星的内 ($\theta < 10^{-2}$) 外 ($\theta \geq 10^{-2}$) 分离的积分角分布. 这两个分布是和两个中心各自发射各向同性粒子的理论一致的.

(ii) 高度非各向同性 在高度非各向同性的情况下,可以用这种形式 $\cos^m \theta^* z(\cos \theta^*)$ 来描述一个事例的角分布, 指数 m 是偶数, 使 $B = (\gamma_c \tan \theta)^2$, 那么

$$F = \frac{1}{2} \{1 - [(1 - B)/(1 + B)]^{m+1}\} \quad (14)$$

m 是非各向同性的指标, 当 $m = 0$, 分布即退化为各向同性(式(13)), 图 9 是芝加哥的 S 星的角分布 ($\gamma_c = 140$), 在源的附近这条曲线的梯度 = 0(相当于在 $\theta^* \sim 90^\circ$, 次粒子数 = 0), 在较远的左右边即退化为二条直线, 每条梯度都等于 2, 可以证明这两条直线在 $x = \pm \log \sqrt{m+1}$ 割 x 轴, 约 86% 的次粒子落在 $x > + \log \sqrt{m+1}$ 和 $x < - \log \sqrt{m+1}$ 的角度区, 所以这个 S 星的内外锥是十分明显的, 取 $m = 14$, 式(14)可以和实验结果一致, 虚曲线就是由式(14)推出的, 但也有些事例不能这样分析的.

(iii) 两中心模型(参看第四部) 近年来有的高能工作者把内外锥的次粒子分开来进行分析, 发现有一些事例的数据是和下面的假说一致的: 碰撞后, 有两个中心发射介子.

在大质心系中, 这两个中心是沿前后方向(对入射方向说)飞行的, 并且每个中心在它自己的坐标中发射各向同性的介子, 可以想象在大质心系(因而在实验室)的总角分布应和 $\bar{\gamma}$ 有直接关系, $\bar{\gamma}$ 是每个中心对大质心系的罗伦兹系数: $\bar{\gamma} = 1/(1 - \beta)^{\frac{1}{2}}$. 例如上面的 S 星也可以用这样的模型分析的, 图 9 的实曲线是根据这个假说(取 $\bar{\gamma} = 3.5$)而得到的, 图 10 是代表 S 星内外锥分开的积分角分布, 它们是和两个中心各有各向同性发射的假说符合的.

(b) 微分角分布

(i) 高斯分布 三度空间的微分角分布在平面上可近似于高斯分布, 高斯分布的标准偏差 σ 可以用来衡量非各向同性的程度, 设在质心系的角分布是各向同性, 可以证明在平面上相应的微分分布为 $f(x) =$

$$2 \cdot \frac{10^{2x}}{(10^{2x} + 1)^2}, \text{ 如前, 这里}$$

$$x = \log \gamma_c \tan \theta \left(\text{或 } \log \cot \frac{1}{2} \theta^* \right).$$

这个分布的标准偏差 $\sigma = \pi \log e / \sqrt{12} = 0.39$. 一般说来, 如积分分布 (y, x) 近似于一条直线, 它的微分分布 $f(x)$ 的标准偏差 $\sigma = (0.78) / (\text{直线的梯度})$. 所以

表 1 标准偏差在不同初能下, 理论值与实验值的比较

初能 (10 ¹⁰ 电子伏)	10—100	100—1,000	1,000—10,000	10,000—100,000
σ (测量)	0.46	0.53	0.66	0.96
σ (兰道)	0.43	0.56	0.70	0.87

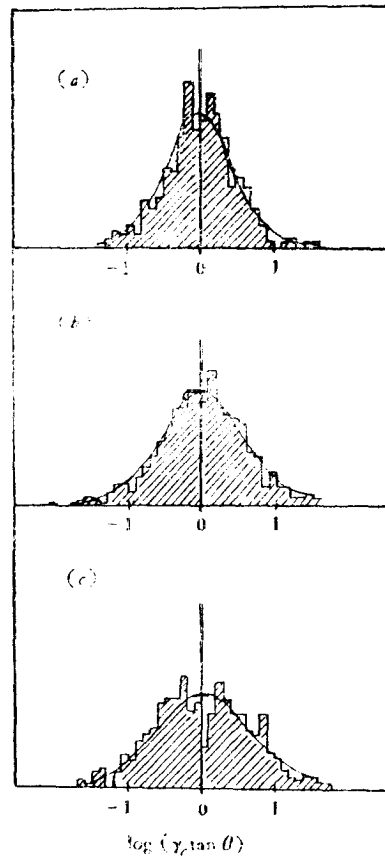


图 11 $x = \log(\gamma_c \tan \theta)$ 的微分分布, 长格图是代表由不同初能区的事例所得到的总结: (a) $E_0 = 100-1,000$ 亿电子伏(38 事例); (b) $E_0 = 1,000-10,000$ 亿电子伏(42 事例); (c) $E_0 = 10,000-100,000$ 亿电子伏(29 事例), 曲线是代表在这三区的高斯分布(参阅表 1).

σ 越大于 0.39, 分布越非各向同性. 图 11 a、b、c 代表在不同初能区的次粒子微分角分布. 每区的分布是由许多事例组合的. 可以看出 σ 随初能增大. 这是与兰道理论一致的. 表 1 给出 σ 的实验值和理论值的比较. 当初能很大 ($>10,000$ 亿电子伏) 时, 实验角分布和高斯分布有所差别, 用 σ 来表示非各向同性就没有多大意义. 在这种能区, 必须选择别的参量. 在下面就要讨论这一点.

(ii) $\text{cosec } \theta^*$ 的平均值 按定义我们有

$$\Sigma P = \Sigma P_T \text{cosec } \theta^* = n_s \bar{P}_T \overline{\text{cosec } \theta^*}, \quad (15)$$

所以,

$$\overline{\text{cosec } \theta^*} = \Sigma P / n_s \bar{P}_T. \quad (16)$$

实验示出 $\bar{P}_T \sim$ 常量, 所以 $\overline{\text{cosec } \theta^*}$ 是衡量一个次粒子所带的平均能量. 从物理含义考虑, 可以看出, 当这个平均能量越大 (比如 γ_c 恒定, n_s 小时; 或 n_s 恒定, γ_c 大时), 非各向同性的程度越高. 其实 $\overline{\text{cosec } \theta^*}$ 和上面的指数 m 可以联结在一起. 设在质心系的角分布有这种形式 $\cos^m \theta^* d(\cos \theta^*)$, 可以证明当 m 大时,

$$\overline{\text{cosec } \theta^*} = \frac{\pi(m+1)!}{2^{m+1}(\frac{1}{2}m)!} \approx m + \sqrt{\frac{\pi}{2m}} \approx \frac{5}{4} m. \quad (17)$$

图 12 代表 $\overline{\text{cosec } \theta^*}$ 和 γ_c/n_s 的关系. 实验点 (相当于不同事例) 是有一定的分散. 但 $\overline{\text{cosec } \theta^*}$ 随 γ_c/n_s 增加是明显的. 从 $\overline{\text{cosec } \theta^*}$ 的物理意义看, 这种关系是不难了解的.

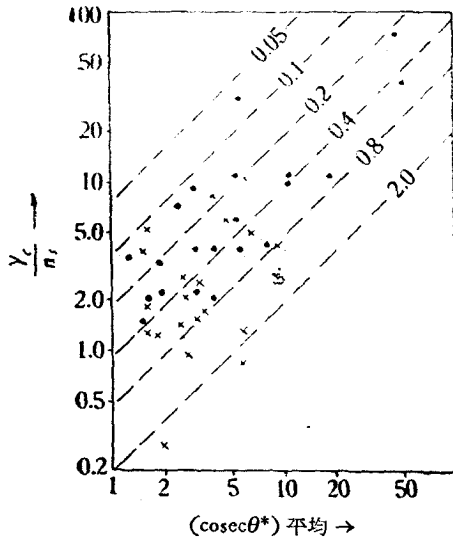


图 12 质心系非各向同性的指标, $\overline{\text{cosec } \theta^*}$, 与 γ_c/n_s 的关系图. 虚线代表 $K_* =$ 常量的曲线, 取 $P_T = 5$ 亿电子伏/c, 因为 $K_* \sim 1.5 P_T \Sigma \text{cosec } \theta^* / 2\gamma_c = 1.5 P_T n_s \overline{\text{cosec } \theta^*} / 2\gamma_c$. “.”代表初级作用, “x”代表次级作用. 参看第四部分 b 节的“火球”讨论.

这里我们举布勒斯多的两个事例来说明当 $\gamma_c \sim$ 恒定时, m 或 $\overline{\text{cosec } \theta^*}$ 和 n_s 有很大关系: $P_{20} \text{NI} \text{---} \gamma_c = 160, n_s = 4, m \approx 2000$ 和 $P_{20} \text{NI} \text{---} \gamma_c = 120, n_s = 33, m \approx 2$. 两个初能相近的事例有完全不同的角分布, 设若 n_s 不同的话, 图中的虚线是代表 π 介子的非弹性系数 $K_* =$ 恒定值的曲线 (取 $P_T = 5$ 亿电子伏/c), 因为 $K_* \approx CK$, 总非弹性系数

$$K = \frac{1.5 P_T \Sigma \text{cosec } \theta^*}{2\gamma_c} = \frac{1.5 P_T n_s \overline{\text{cosec } \theta^*}}{2\gamma_c}. \quad (18)$$

下面我们就要讨论这个问题.

在不同 γ_c 值之下, m 与 n_s 的细致关系的研究将是今后较有意义的工作. 它比 P_T 与 K 或者更可能提供关于碰撞机构 (从而核子结构) 的有用资料.

(iii) 磁云室——“量热器”所测角分布 格里戈洛夫等 (文献 [2]) 用磁云室和由游离室-吸收板组成的“量热器”来测量所有次粒子的能量, 从而定出了初能 E_0 或 γ_c 值 ($E_0 \sim 1,000 \text{---} 3,000$ 亿电子伏). 他们用的靶是 LiH. 用这种直接测量 γ_c 的办法, 就不受这些假设——次粒子的数目或动量在质心系前后对称

一一的限制。如果一个事例的 γ_c 可以用“量热器”直接测量,那么当次粒子在实验室所观测的角分布转换到质心系(参看式(11),(12))时,这个质心系的角分布在原则上应是一个真实的角分布。格里戈洛夫等分析了八个最可靠的事例,发现当中有四个事例是完全不对称的——其中二个事例所有的次粒子都是向前的,另两个事例的次粒子是完全向后的。其余四个事例基本上是对称的。图 13 是描繪这八个事例的次粒子分布。关于测量 E_0 (即 γ_c) 的误差和这误差对质心系角分布的影响,是值得注意和分析的。最近他们又分析了较多的事例,但是结果是差不多的(文献[8])。

如果这四个完全不对称的事例是正确的话,通常流行的单一激发和单一发射中心的理论(参看第四部)很难解释这一种现象。但是,如果假设两个核子碰撞后,有时候只有一个核子的一部分 π 介子云被激发,因而成为一个发射中心(不被激发的核子仍在相反的方向运动),不过有时候这两个核子的部分介子云都被激发成为两个在相反方向运动的发射中心,被激发的介子云可能与母体分离而有不同速度。在这种情况下,在质心系前者则产生不对称发射,而后者则产生对称发射。这样,上面的八个事例至少定性的可以用这个模型解释。作者们还通过这八个事例的非弹性系数计算了碰撞时靶粒子的有效质量。在四个对称事例和两个不对称事例中,靶粒子的有效质量近于一个 π 介子的质量(可以说相当

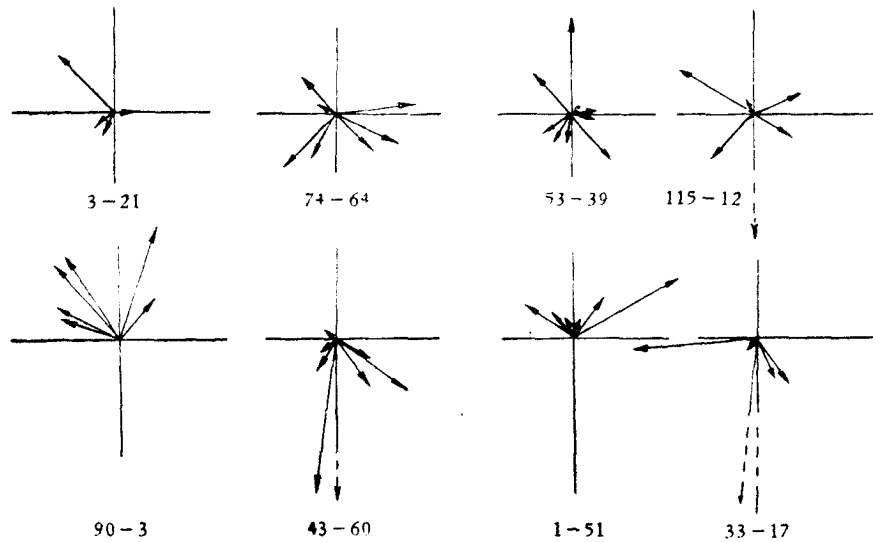


图 13 格里戈洛夫等用磁云室和“量热器”所得八个事例的角分布。有四个完全不对称。 γ_c (即初能 E_0) 是由“量热器”直接测量的。

于边缘碰撞),但在其他两个不对称事例中,靶的有效质量 $\sim (3-4)m_\pi$ (近于对心碰撞)。

通过 γ_c (即初能 E_0) 的直接测量来研究次粒子在质心系的角分布,可以说是一个新而又重要的方向(如能用 H_2 (氢气)靶和有更有效的辨认次粒子的方法更好,参看第二章)。格里戈洛夫等人的工作只是一个开始。希望很快会有更多更细致的实验;这样已产生的问题就可以澄清,新奇的问题也可以继续发现。我们记得次粒子的角分布是显示碰撞机构很有力的物理量。

5. 高能碰撞的非弹性系数

(a) 非弹性系数 K 的物理意义 在质心系中两个粒子碰撞前的总动能在碰撞后转换

为新生粒子的那一部分能量,就叫做非弹性系数 K , 即 $K \equiv \frac{\Delta U_0^*}{U_0^*}$ (参看式(3)), 我們可以証明, 只当次粒子的动量很高(即 $\beta^* \simeq 1$, $\cos \theta^* \simeq 1$)时, 质心系的非弹性系数才近似于实验室的非弹性系数(即 $\frac{\sum E_f}{E_0}$). 在計算 K 值时, 能量最大的次粒子不算在内, 因为它被认为是原入射粒子脱离出来的. K 的值在核理論中是非常重要的, 因为不論从力場的观点看或从粒子的物理結構观点看, 它都是可以显示粒子内部情况的物理量. 从力場观点看, K 的值是直接和圍繞核子中心的場能的空間分布有关系. 从物理結構观点看, K 的值可能显示核子是否有密度大(硬)的中心部分和密度小(疏- π 介子云)的邊緣部分. 所以研究 K 值在一定 γ_c 值下与 n_s 的关系或在一定 n_s 值下与 γ_c 的关系会很有意义的.

(b) 测量方法 两个粒子在质心系相互碰撞的总非弹性系数 K 是等于所产生各种不同次粒子的非弹性系数 K_i 的总和, 即 $K = K_\pi + K_K + K_{N\bar{N}} + \dots$, K_π, K_K, \dots 分别是 π, K 介子, \dots 的非弹性系数. 因此, 要对 K_π, K_K, \dots 从而 K 做較好的估計, 我們必須: (1) 辨別所有次粒子; (2) 測量它們的能量(化到质心系)和(3)測量碰撞前在质心系的总能量 ($U^* = 2N\gamma_c$, 見式(3)). 实际上, 可以这样处理的事例是非常少的. 普通处理办法可約分为两类: (1) 辨別事例中的某些次粒子和測量它們能量和角度. 当許多这样的事例积累起来, 我們就可以从統計角度看出能量在不同种类的次粒子中的分配. (2) 不能測量次粒子的能量, 但角分布是可以測量的. 这里在計算非弹性系数时須假設橫动量 P_\perp 有一恆定值(参看三, 3 节). 这种办法的准确度較差, 但是几乎所有的事例都可以用这种办法分析的. 因此, 通过这办法, K 与初能和与碰撞形式的关系大概可以看出来. 在这两种求 K 的办法中, 一般无须分別測量 γ_c , 因为它已包含在角度測量里. 如(三, 1)节所說, 在次粒子中 π 介子的数目是占大部分的. 又 π 介子的測量和分析是比較容易的, 所以如下面所要討論 K_π 的数据是比 K_K 等的要多的多. 上面只談到測量方法的大意, 关于詳細办法可以参看有关文献.

(c) 結果和討論

(i) 几个特点 引起初級核作用的粒子通常是核子, 但有时候也有 α 粒子(在計算 K_s 时假設 α 粒子中只有一个核子发生作用). 这些入射粒子的初能是在很广的能区里 10,000-1,000,000 亿电子伏. 由上面所提过的各种不同方法来估計 K_s 都給出 $K_s \sim$ 初能的 30% 的数量級, 不論初能在上面的能区里有那一个值. 当次粒子的能量可以直接測量的时候, 实验表明: 每一个次粒子所带出的能量只是初能的很小一部分, 但是不少时候会有一个次粒子带出的能量是初能的一半以上的值. 我們有一定的理由来認為这样高能量的粒子是原来的入射粒子, 因此, 在上面我們提过, 在計算 K_s 时它的能量不算为轉化部分.

分析次粒子(大部是 π 介子, $E_s \gtrsim 1,000$ 亿电子伏)所引起的次級核作用的粒子角分布显示: 在次級作用中, 入射粒子(即上面的初級作用的次粒子)丢失它的大部分能量来产生新的粒子(即大 K_s, K_K 等); 这些新生粒子不是核子, 核子所带走的能量只是总能的一小部分. 这里 $K_s \lesssim 1$.

除了上面(5b 节)所提过的办法外, 由測量粒子的吸收平均自由路程 λ_a 和核作用平均

自由路程 λ , 可以估计总非弹性系数 K . 用这种方法所得的 K 值, 当初能只有几十亿电子伏为 $K \sim 0.7$, 但当初能为 10^1 — 10^8 亿电子伏为 $K \sim 0.4$ (根据实验显示: 在 10^1 — 10^8 亿电子伏, $\lambda_1 \approx 130$ 克厘米 $^{-2}$, $\lambda_2 \approx 80$ 克厘米 $^{-2}$, 两者几乎恒定). 在这两个能区里, K 值和上面的 K_{π} 值并不矛盾: 不过这些结果似乎显示: 当初能 E_0 增加时, K_{π} 减少得较快, 而 K 减少得较慢.

(ii) K_{π} 的分布 图 14 表示 K_{π} 与 γ_c 的关系. 碰撞前在实验室的初能 $E_0 = 2\gamma_c^2$ 或在质心系的总能 $U_0^* = 2\gamma_c$ (取 $N = 1$, 参看式(1)和(3)). 所以图 14 是表示 K_{π} 与碰撞能量的关系. 看来由各种不同方法求出 K_{π} 的值有粗糙的一致, 因为所有实验点有一个平滑的分布.

这个图显示了两点: (1) 在一定的 γ_c 值下, K_{π} 值的涨落很大. 涨落的一部分可能是真的, 因为如果粒子有结构的话, 在一定的初能下碰撞形式可以不同, 从而所传递的动量(用来产生新粒子)也可以不同. 但是应该记得, 在测算 K_{π} 时, 我们是取 P_{\perp} 和 $N_{\pi,0}/N_{\pi,\pm}$ 等于一定值. 但实际上在不同事例中这两个量都有统计涨落(参看三, 1, 2, 3 节). 又在估计软部分的总能量时, 误差也是大的. 这些原因都可能使实验点在同一 γ_c 值下有很大的分散. 因此很难估计有多大一部分是真实的涨落. (2) K_{π} 值随 γ_c 值增加而减少, 不论核作用是由那一种粒子所引起的. 这种 K_{π} 随 γ_c 增加而衰减, 有一部分可能是为事例的选择条件所引起的. 这些选择条件的引入都是有一定的理由的. 图 14 的初级和次级作用都是 $n_{\pi} \geq 4$ 的事例. 又在挑选初级事例时, 我们只取 $N_{\pi} \leq 13$ 和光子(研究 π^0 时)的能量 \geq 一定值的事例. 但是从各方面考虑, 这些条件所引起的影响是有限的, 是不能导致图上所示的 K_{π} - γ_c 的关系. 还有一个更基本的问题是在求 γ_c 和 K 时所作的假设: 入射粒子只和一个核子 ($N = 1$) 碰撞; 在质心系中次粒子的发射是前后对称的. 如果这两个假设是不正确的话, 可能引起 K_{π} - γ_c 的假关系. 不过我们有一些数据初步显示这些假设的正确性, 但须更好的澄清.

总之, K_{π} 的平均值随 γ_c 增加而减少的实验结果很可能是真实的. 那么, 图 14 表示 K_{π} 的最可几值几乎是

随 $1/\gamma_c$ 变化 (或 $K_{\pi} \sim \frac{1}{E_0^{1/2}}$); 即能量转换为 π 介子在质心系中几乎是恒定的, 因为

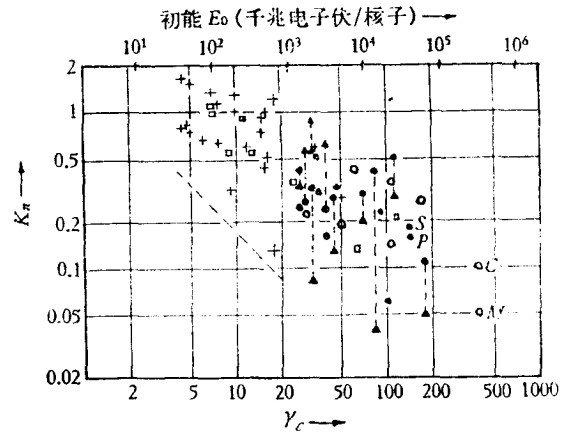


图 14 K_{π} 与 γ_c 的关系图. 大部分 K_{π} 值是根据测量簇射粒子的角分布.

- 由质子产生作用星.
 - 由 α 粒子产生作用星.
 - + 由带电次粒子产生作用星.
 - 由中性次粒子产生作用星.
 - ▲ 分析软部分估计的 K_{π} .
- 垂直虚线表示 K_{π} 值由两个方法估计.
- S—芝加哥“S”星(2 + 15p)
 P—布勒斯多 P₂₀(0 + 4p)
 M—峨尼索达星(1 + 6 α)
 C—毕沙星(0 + 14 α)
- 斜直虚线表示事例在这条直线下不能被观测到因为选择条件 $n_{\pi} \geq 4$ 所引起的偏见.

$K_x \equiv dU_0^*(\pi)/U_0^* \simeq dU_0^*(\pi)/2\gamma_c \sim \frac{1}{\gamma_c}$, 所以, $dU_0^*(\pi) \sim \text{常量}$. 这和上面所提由吸收及

核作用的分别自由路程求出的 K 与 E_0 的关系是不矛盾的. 由测量 γ 射线积分能谱的指数也可以推出 K_x 与 γ_c 的关系, 因为 γ 射线和 π^0 介子是有母子关系. 有两组(布勒斯多, 1959, 和日本, 1959) 工作者测得这个指数在 1,000—5,000 亿电子伏近于负 1.8 和在 10,000—100,000 亿电子伏近于负 2.8—3.5. 由这两个指数值 1.8 和 3.5, 推出 $dU_0^*(\pi) \sim \text{常量}$, 与上面的结果是一致的. 但是也有一些工作者(Barett 等, 1952 Cornell 组; Григоров 等, 1959 莫斯科组), 在这两个能区测量得出的指数都将近于负 1.8. 所以由 γ 射线的能谱推出 K_x 与 γ_c 的关系是应该有保留的.

(iii) K_x 和 n_s 的关系 从理论上来看, 在一定 γ_c 值下 K_x 和 n_s 应该有一定的关系. 因为如果粒子有一定的结构, 碰撞形式会有“对心碰撞”和“边缘碰撞”之分. “对心碰撞”时, 动量的传递因而所产生的新粒子数 n_s 可能会大; 相反的, “边缘碰撞”时, 动量的传递因而 n_s 可能会小. 所以一般说来, 在 γ_c 有一定值下, K_x 可能随 n_s 而增大. 在上面我们也提到这个可能性. 但是, 目前仅有分析过的几个事例完全显示不出来这种关系. 我们记得, 在上面讨论图 14 的第一点时, 提到三个可以引起 K_x 涨落的因数. 这种涨落很容易把 K_x 和 n_s 的真实关系掩蔽起来. K_x - n_s 关系的研究工作, 今后很值得重视, 但是可以引起 K_x 涨落的因数必须有充分的考虑.

(iv) $K_K, K_{N\tilde{N}}$ 等 在三, 1 节中我们提到, 目前实验数据提供这么一个结果: 非 π 粒子即 x 粒子约占所有次粒子的 1/5; 只有一小半的 x 粒子是核子, 一大半是 $K, N\tilde{N}$, 超子. 产生一个 K 介子(或一个超子, 一对 $N\tilde{N}$) 所需要的能量要比产生一个 π 介子所需要的多得多. 因此, 平均来说, 在每一个事例它们的数目虽较小, 但是用来产生它们的能量百分比, 即 $K_K, K_{N\tilde{N}}$ 等并不会太小. 目前关于 $K_K, K_{N\tilde{N}}$ 等的实验数据非常之少. 根据仅有的数据所得的粗糙结果是 $K_x \sim K_x$. 当初能 E_0 增大时, 如上面所说, K 的减少好象比 K_x 来得缓慢; 因此, 用来产生 K 介子等非 π 粒子的能量似应随 E_0 增加而增大(相对于 K_x). 不同次粒子的非弹性系数即 $K_x, K_K, K_{N\tilde{N}}, K_y$ 等的比较, 很可能如 5(d) 节所讨论提供关于核子结构的有用资料. 因此, K_x 的精确测量, $K_K, K_{N\tilde{N}}, K_y$ 等的数据累积是有一定意义的.

四、实验总结, 理论概况

1. 实验总结

由第三部分我们看出, 超高能核作用有许多细致问题尚待深入钻研和阐明, 但是上面所描述的实验工作同时也为下列几点提供了充分的证据:

(a) 非弹性系数 在初能量 $\geq 1,000$ 亿电子伏, $K_x \leq 0.8$. 当初能增大时, $K_x \sim \frac{1}{\gamma_c}$ (或 $K_x \sim \frac{1}{E_0^{1/2}}$). 在初能 $\leq 10^5$ 亿电子伏, 核子的相互作用近于弹性, 入射粒子脱出时带

走的能量 \sim 初能的 70% 的可能性是不小的, 所以在这么高的初能, $K_x \sim 0.3$.

(b) 次粒子的种类及比例 大部分的次粒子(约 80%) 是 π 介子, 它们的速度很少(或根本没有) 大于入射粒子的速度. 其他的次粒子可能是 K 介子, 核子, 超子和它们的反

粒子; 关于这些粒子的相对产生几率, 目前实验资料是非常缺少, 文中所提的粗糙数字 ($N_0(K) \sim$ 所有次粒子的 25%) 是有保留的. 实验显示总的非弹性系数 $K(=K_x + K_K + K_{N\bar{N}} + K_{y\bar{y}})$ 似乎不随初能 E_0 增加而减少(或很慢地减少). 因此, 当初能 E_0 增高时, 它的较大部分应转换为新生粒子: $K, N\bar{N}, y\bar{y}$, 因为 $K_x \sim \frac{1}{E_0^{1/2}}$.

(c) 次粒子的横动量 P_{\perp} 横动量 P_{\perp} 和初能 E_0 及发射角 θ 几乎没有关系. π 介子的横动量为 $\bar{P}_{\perp} \sim 5$ 亿电子伏/ c . 生命足够长可以引起次级作用的中性粒子的横动量 $\bar{P}_{\perp} \sim 10$ — 20 亿电子伏/ c (这值尚需澄清).

(d) 多重性 n_s 在同一初能下, n_s 在不同事例中变化非常大(或与不同碰撞形式相对应). n_s 的平均值很缓慢地随初能 E_0 增大而增加.

(e) 角分布 次粒子在质心系的角分布当 n_s 大时近于各向同性, 当 n_s 小时近于前后突出而对称. 如描绘 $\log \tan \theta$ 分布即得一条直线(相当于在 $\theta^* \sim 90^\circ, n_s \neq 0$); 梯度 ~ 2 相当于各向同性, 梯度 < 2 相当于前后对称, 但有约 30% 的事例(特别是小 N_h 的星), 其 $\log \tan \theta$ 的分布不是一条直线(相当于在 $\theta^* \sim 90^\circ, n_s = 0$), 而是两条梯度相同的直线(在源附近梯度 ~ 0). 两个发射中心似乎可以解释这种实验现象. 莫斯科工作者得到了一些完全不对称的事例.

2. 理论概况

目前流行的介子多重产生理论, 大部分是根据模型假设和统计方法的半唯象理论. 可分为两类, 即一个发射中心和两个发射中心. 两个发射中心理论似乎能够解释较多的现象, 特别是有些事例的角分布(高度非各向同性). 不过应该指出目前没有一个理论可以成功地解释所有的现象, 然而每个理论都有和实验相符合的地方.

(a) 一个发射中心的理论 在介子发射过程中, 碰撞核子的相互作用在质心系中是看为一个单一系统. 下列三个理论在这方面是有代表性的, 它们有共同的出发点, 但也有不同的论据.

在质心系围绕每个运动核子的虚介子云将是椭球形的. 在垂直方向的半径 $r_0 \sim \hbar/m_\pi c$, 半厚度 $= r_0/\gamma c$.

(i) 费米统计理论

模型假设——(1)当两个介子云重叠时, 在质心系统所有的动能就立即集中在半径 r_0 和半厚度 $r_0/\gamma c$ 的一个盘内; 同时全部能量就分配给次粒子. 原来的核子也参加了能量的统计分配. (2)紧接着, 代表介子的波包就开始膨胀(发射), 所有作用(包括次粒子间的)就停止; 因此, 相当于冲击时所得到的高能量密度的热平衡就在这时候被“冻结”. 通过统计计算或由模型假设就得到下面的结果.

结论——(1)这个小体积好象一个黑体在高温辐射, 新生次粒子数目 $n_s \sim E_0^{1/4}$ (和实验符合). 高能量的次粒子是比较少的. (2)在对心碰撞时, 介子由作用体积往几乎无规则的方向蒸发, 因此在质心系的角分布将近于各向同性. 当冲击参量 γ 不等于零时, 角分布即移向前后突出(因为要满足角动量守恒), 同时次粒子 n_s 也减少. 但是, 在理论中对不同冲击参量 γ 没有规定有什么不同的作用, 就产生了下面的一些结果: 除了稀有的极偏心碰撞外, 角分布前后突出并不显著(比实验少的多); 多重性 n_s 和非各向同性指标 m 在

同一初能下涨落不大(与实验不符)。(3)在同一冲击参量 γ 下,质心系的角分布与初能无关,设 β^* (次粒子在质心系的速度)有相对论值。(4)非弹性系数 $K \sim 1$ 。这个结果也与实验不符合。(5)任何一种强作用次粒子的产生几率与它的质量无关,只与自旋-电荷态的总数(例如 π 介子有 3, $N\bar{N}$ 对有 8, K 介子有 4)有关。又,所有不同类的次粒子的平均能量是差不多一样的。这些结论都是因为冲击时所得的很高能量密度所导致的后果。然而这两点都与实验不符合[参看文中和费尔德(Fretter)等的工作]。(6)次粒子的横动量 $P_T \sim$ 几十亿电子伏/ c , 最大值在 $\theta^* \sim 90^\circ$, $P_T \sim E_0^{3/4}$ 。都与实验不符合。

(ii) 兰道流体力学模型

模型假设——(1)如同费米,兰道假设当两个核子冲击时,所有能量都集中在一小体积里。原来的核子也将参加能量的统计分配。(2)和费米不同,他觉得包含能量的体积在介子发射前就大致沿核子的共同运动方向膨胀。当与这体积联系的冲击波前前进时,介子场即发热因而即膨胀(发射)。(3)流体流动是片流而不是湍流的,因此低能量的介子就不存在(和海森伯的相反)。

结论——(1)角分布在质心系前后突出较显著(和实验较近,与费米不同)。(2)介子的横动量 P_T 是 4 亿电子伏/ c 的数量级, P_T 与 θ^* 无关,但 $P_T \sim E_0^{1/2}$, 几乎与 E_0 无关(和实验符合)。(3)非弹性系数 $K \sim 1$ (和费米同,和实验不符)。(4)和费米大致相同,最大能量的次粒子的性质只由统计考虑而定,它们有同样可能作为 π 介子、核子、 K 介子,或其他粒子(与实验不符)。(5)和费米一样,多重性 n_s 和非各向同性指标 m 在同一初能下无大涨落(和实验不符)。

(iii) 海森伯模型

模型假设——(1)如同费米和兰道模型,这个模型也是假设能量是由一个高度集中(很小)的体积解放出来;但是原来的核子在还没有到达末态之前就由作用区逃脱出来,所以它们在考虑能量分配时并没有包括在内。这三个理论所不同的地方是在于采用不同的统计模型来讨论这能量如何转换为新生粒子。(2)与费米不同,海森伯假定产生新粒子的作用时间比撞击时间大得多。因此,当碰撞体积膨胀时,能量密度很快下降,陆续产生的粒子其能量也就挨次减低。这如同当冲击波(大部能量集中在波前)在质心系向前后展开时,介子就在冲击波后面的湍流中产生。这与兰道的片流假设当然是不同的。

结论——(1)许多慢介子(动量 $\sim m_\pi c$)将在质心系按各向同性发射。在初能 $\sim 100,000$ 亿电子伏,介子的平均数目近于费米的理论值(19 与 12 之比);但在质心系的平均能量要低得多(6 亿电子伏与 100 亿电子伏之比),所以和实验差得很远。此外,尚有一小部分高能介子(动量到 $\sim \gamma_e m_\pi c$)沿与运动方向成一角度 $\sim \frac{1}{\gamma_e}$ 的方向射出。当初能很高

($\sim 10^{13-14}$ 电子伏),这部分高能介子的数目增大。因此在实验室次粒子就成为集中的内锥和扩散的外锥。这图画很近于(除了过多的慢介子)实验图画。但是按海森伯理论角分布不可能与非弹性系数 K 有很大的关系;这点似乎与实验结果有出入(参看图 12)。(2)对心碰撞时所有能量都转换为新生粒子,所以 $K \sim 1$ 。但在距离碰撞时,转换为新生粒子的能量比即 K 相当于重迭体积除以两核子的罗伦兹收缩场的体积之和。那么, $K \sim e^{-\gamma}$, 这里 γ 代表冲击参量, K 的最小许可值相当于 1 或 2 个介子的产生。因为距离碰撞的几

率比对心碰撞的几率大得多,非弹性系数的平均值 \bar{K} 是小的. 又, \bar{K} 将随初能 E_0 增大而减小(主要是重迭場体积相对地随 E_0 增大而减小); 例如 \bar{K} 由 ~ 0.6 降到 ~ 0.1 , 当 E_0 由 100 亿电子伏升到 100,000 亿电子伏. 所以 K 的结果大致与实验相符合. (3) 次粒子横动量 P_T 与 θ^* 无关(和实验符合).

在角分布和非弹性系数这两方面,海森伯理论比费米和兰道的理论大体说来是好些. 但如前所说,有些事例(高度非各向同性,例如角分布前后非常突出,在 $\theta^* \sim 90^\circ$ 粒子数 ~ 0) 的角分布连海森伯的模型也是不可能解释的,不过两个中心的模型都可以大致描绘(参看三, 4a iii 节)这一类的事例. 下面我们较简单地谈一谈两个激发中心的模型.

(b) 两个发射中心模型 这个模型是通过不少科学工作者的努力而发展出来的(参看后面的理论文献). 至少在某些事例中它比较能代表物理过程的真实性[参看三, 4a iii 和 三, 4b iii]. 目前尚在继续改进中.

模型假设——当两个“核子盘”碰撞时,没有介子发射;不过每一个核子都受到了高度的激发. 激发态的寿命是足够长的,所以每一个核子在衰变(通过介子发射)前有充分时间来脱离作用区而往相反方向飞行. 此后每一个激发核子即各自发射介子,介子的数目决定于激发程度,后者又取决于这两个核子的相对反冲动量(与相对相向动量之比). 当然,激发能是一个可变量,假使它很小的话,产生介子就很少,那么这两个核子就带走了总能量的绝大部分. 这个模型主要是由克拉沙和马克斯(Kraushaar and Marks)建议的.

结论——这个模型的优点是能给出角分布的非各向同性程度和非弹性系数的单一关系方程. 这样就容易和实验比较. 我们可以证明下面的关系式:

$$K \sim 1 - \frac{2\bar{\gamma}}{\gamma_c}, \quad (19)$$

$$(\tan \theta_{3/4} / \tan \theta_{1/4}) \sim 4\bar{\gamma}^2, \quad (20)$$

如前, $\bar{\gamma}$ = 每一个激发核子对总质心系的罗伦兹系数, γ_c = 总质心系对实验室的罗伦兹系数. $\theta_{3/4}$, $\theta_{1/4}$ 分别代表在实验室总次粒子的 3/4 和 1/4 所占的角度. 式(20)的左边代表非各向同性程度,它和 K 的关系是通过 $\bar{\gamma}$. 在一些特殊事例,由实验估计的角分布及非弹性系数分别代入式(19)和(20)所得 2 个 $\bar{\gamma}$ 值很相近;例如有一事例,由测量的角分布得 $\bar{\gamma} \sim 50$, 由实验估计的 K 值($\sim 20\%$)也得 $\bar{\gamma} \sim 50$. 但也有不少事例由角分布仅得到 $\bar{\gamma} = 2$ 或 3, 但用 $\bar{\gamma} = 2$ 或 3 由式(19)计算 K 即得 $K \sim 1$, 这和实验值完全不符合.

改进(火球模型)——要解决上面所提的困难事例,可可尼(Cocconi), 斯欧克(Ciok)等作如下的假定(改进):在碰撞后每一个激发核子的发射中心即与核子的核心分离;如是在碰撞后能量在质心系中分为 4 个区,即两个运动方向相反而又速度较高的核子和两个尾随着而速度较低的“火球”;每一个“火球”在自己的中心是按各向同性发射介子,那么在总质心系的角分布是这两个各向同性的角分布的重迭. 用这种改进的模型,上面的矛盾问题就可以较完满地解释. 详细内容可参考斯欧克等的原文.

按照“火球”模型,可以证明:

$$K_* = \frac{3}{4} \bar{\gamma} \bar{E}_{ns} / \gamma_c, \quad (21)$$

\bar{E} = 每一个“火球”在总质心系的平均发射能量. 如假设 $\frac{3}{4} \bar{\gamma} n_s / \gamma_c$ 的最大观测值是相当于

$K_n \sim 1$, 斯欧克等则估计得 $\bar{E} \sim 4$ 亿电子伏/c (与 P_T 的测量值相符合). 那么, K_n 和 γ_c 的关系可以描绘出来, 所得曲线与图 14 的实验曲线很相似. 又, 如认为

$$\bar{\gamma} \bar{E} = \bar{P}_T \operatorname{cosec} \theta^*, \quad (22)$$

那么

$$K_n = \frac{3}{4} \frac{n_s}{\gamma_c} \bar{P}_T \operatorname{cosec} \theta^*, \quad (23)$$

式(23)可以描绘图 12 的实验曲线—— $\operatorname{cosec} \theta^*$ 与 n_s/γ_c 的关系, K_n 当为一个参量.

本文中有不少观点是由常和许多同志, 特别是王淦昌, 肖健, 王树芬, 霍安祥, 郑吉姆, 王祝祥等同志讨论, 或在学术讨论会上大家磋商或通过私人谈论而形成和澄清的. 特向诸位同志表示衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] D. H. Perkins, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, (1960), Vol. 5 (N.—Holland Publ. Co, Amsterdam).
- [2] G. B. Zhdanov (Chief Editor), *Proc. IUPAP Conf. Cosmic Rays*, (1959), Vol. I, Moscow.
- [3] B. Ferretti (Editor), *Proc. Cern Conf. on High Energy Physics*, (1958), pp. 75—80; pp. 309—322.
- [4] C. F. Powell, E. L. Feinberg, *Proc. Kiev Conf. on High-Energy Physics, Plenary Sessions VI—IX*, (1959), pp. 321—407.
- [5] C. F. Powell, et al., *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method* (Pergamon Press) (1959), pp. 519—577.
- [6] V. T. Cocconi et al., *Phys. Rev. Letters*, **5** (1960), 19; 又文献[8].
- [7] W. B. Fretter and L. F. Hansen, *Phys. Rev.*, **118** (1960), 812; 又文献[2].
- [8] *Proc. the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester*, pp. 799—840.
- [9] a) L. Fussell, *Phys. Rev.*, **51** (1936), 1005.
b) B. P. Gregory and J. H. Tinlot, *Phys. Rev.*, **81** (1951), 667; 675.
c) W. Y. Chang, et al., *Phys. Rev.*, **84** (1951), 582; 584; **89**, (1953), 408.
d) C. C. Butler and K. H. Barker, *Proc. Phys. Soc.*, **A64** (1951), 4.
e) A. Iovani et al., *Nuovo Cim.*, **8** (1951) 271.
- [10] a) I. C. Gupta, W. Y. Chang and A. L. Snyder, *Phys. Rev.*, **106** (1957), 141.
b) Lü Min, et al., *Scientia Sinica*, **8** (1959), 485; *Science Record*, **3** (1959), 72.
c) Ho An-Shiang, *Scientia Sinica*, **8** (1959), 468; 和周佩珍, 卢全昌, 核作用初步研究 (磁云室照片分析), 未发表.

理 论 参 考 文 献

一个激发中心文献

- [11] E. Fermi, *Progr. Theor. Phys.*, **5** (1950), 570.
- [12] W. Heisenberg, *Z. Physik*, **133** (1952), 65.
- [13] L. Landau, *ДАН СССР*, **17** (1953), 51.

两个激发中心文献

- [14] H. Lewis et al., *Phys. Rev.*, **73** (1948), 127.
- [15] S. Takagi, *Progr. Theor. Phys.*, **7** (1952), 123.
- [16] H. T. Bhabha, *Proc. Roy. Soc.*, **A 219** (1953), 293.
- [17] Kraushaar and Marks, *Phys. Rev.*, **93** (1954), 326.
- [18] 胡宁, *物理学报*, **10** (1954), 320.
- [19] Ciok et al., *Nuovo Cim.*, **10** (1958), 741.
- [20] G. Cocconi, 文献[3] (1958), pp. 75—80.

JETS INDUCED IN EMULSIONS AND CLOUD CHAMBERS BY COSMIC RAY PARTICLES OF ENERGY(10^{11} — 10^{14} eV)

W. Y. CHANG

ABSTRACT

This paper intends to give a comprehensive survey of the high energy nuclear interactions produced in emulsions and cloud chambers by particles of an energy in the range 10^{11} to 10^{14} eV. The more difficult problems of measurement, such as determination of the primary energy, identification of the secondary particles and estimation of the target mass, are first brought up for discussion. Effort has been made to explain whenever possible the physical meaning of the quantities, which may give information concerning the collision mechanism and hence the internal structure of the colliding particles. The main quantities of these are the angular distribution, the transverse momentum and the inelasticity, in addition to the multiplicities of the different kinds of the secondary particles. For these quantities, the principle of measurement, the accuracy of experiment and the meaning of the results, particularly the latter, have been emphasized and discussed in some detail. Finally, the various models of the "one emitting centre" and of the "two emitting centres" are discussed entirely from the physical point of view and are compared with the experimental results. It is hoped that this paper may present a general picture of the recent development of the high energy nuclear interactions and indicate the problems still remained to be solved.