

奇異粒子的性質及其产生和衰变*

霍 安 祥

(原子能研究所)

提 要

用一架30厘米×30厘米×10厘米磁场为6200高斯的云室,在海拔3185米的云南落雪高山实验室拍摄了30000对照片,获得105个 V^0 ,而可以进行分类的有43个。其中有26个 θ_1^0 ,16个 Δ^0 和一个 θ_2^0 。本文对 θ_1^0 , Δ^0 和一个 θ_2^0 进行了研究,其结果如下:1) Q 值, $Q_{\Delta^0}=(36.2\pm 2.5)\text{Mev}$, $Q_{\theta_1^0}=(233\pm 11)\text{Mev}$;2) 平均寿命, $\tau_{\Delta^0}=(3.19\pm 0.32)\times 10^{-10}$ 秒, $\tau_{\theta_1^0}=(1.14\pm 0.27)\times 10^{-10}$ 秒;3) 动量分布与以前的工作没有显著差别;4) $N(\Delta^0)/N(\theta_1^0)=0.51\pm 0.22$ (权衡数);5) Δ^0 和 θ_1^0 在质心系的衰变角分布没有明显的不对称性;6) 一个 θ_2^0 在静止坐标系寿命为 $\sim 10^{-9}$ 秒,衰变类型可能为 $\theta_2^0\rightarrow\pi^-+\pi^++\pi^0$ 或者 $\theta_2^0\rightarrow\pi^\pm+\mu^\mp+\nu$ 。

一. 引 言

最近几年,许多实验室对于已经发现的奇異粒子有了更进一步的研究。虽然早几年在宇宙綫方面的工作对这些奇異粒子的性質已获得定性的知識,但是在高能加速器建成后,这些奇異粒子的性質进一步获得了較完美的結果。

最常見的二种 V^0 粒子(Δ^0 和 θ^0)已經确定。其性質如 Q 值,平均寿命等已測得比較精确,各实验組之間的差別不大。但是一般來說,宇宙綫方面所測定的 Δ^0 的平均寿命值比加速器方面的結果要大些。其次許多工作組^{[1-6], [17]}对于 Δ^0 和 θ_1^0 的动量分布,在静止系中的衰变角分布、产生率的比例($N_{\Delta^0}/N_{\theta_1^0}$)等問題都进行了研究,有些組的結果彼此差別相当大。

我們为了对这些粒子的性質做比較精确的測量,和对 Δ^0 和 θ^0 粒子的衰变角分布、动量分布作进一步的探討,在1956年把已制好的一架30厘米×30厘米×10厘米(照明深度7厘米)的云室安置在海拔3185米的云南落雪高山实验室。从已得到的数据对上述問題进行了分析和討論。本工作所得到的 Q 值、平均寿命与各实验室的結果没有什么矛盾之点。 Δ^0 和 θ_1^0 衰变角分布,动量分布, $N(\Delta^0)/N(\theta_1^0)$ 之比值与某些实验室的結果似乎有些差別。在本文最后敘述了一个 θ_2^0 衰变的事例。

二. 仪器及实验安排

用磁通計在云室所佔的全部空間每相隔2厘米測其一点的磁场强度¹⁾。在全部云室的照明区域内,磁场的不均匀性小于5%。为了减少这种不均匀性引起的誤差,我們假定

* 1959年1月23日收到。

1) 該磁通計曾在一個用質子共振法量过的均匀磁場中校正过。

磁場強度在空間的變化可由一個四次方程表述。那麼用最小二乘法即可求出沿徑迹各點的有效磁場強度。這種方法所得到的誤差小於 3%。

磁雲室的主要優點在於它能精確地測量帶電粒子的動量。而測量動量的精確度主要決定於雲室工作時粒子徑迹的情況，也就是通常所謂的徑迹的畸變程度。為了減少這種畸變，我們用穩定的循環水連續流經雲室周圍的恆溫設備。恆溫水的溫度控制在 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以內。在這種條件下，磁場為 6200 高斯時，這架雲室的最高可測動量為 10 Bev/c。

雲室的照明是用充氙閃光管左右各一支，每支所用能量由 $200\ \mu\text{f}$ 的電容器充電到 2000 伏特供給。它通過兩個焦距為 12 厘米的凸透鏡把光變為平行光。用來拍攝雲室的立體照片的立體照相機是由三個鏡頭構成的。其中中間和左邊的鏡頭用於拍攝立體照片。鏡頭的光軸交角為 10.5° ，在照相時通常用 $f/8$ 。

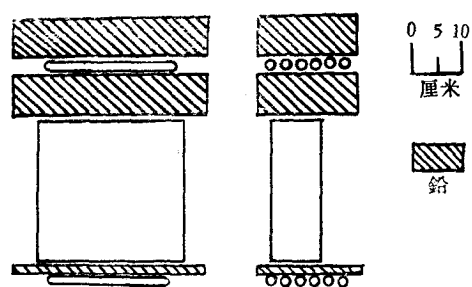


圖 1 雲室，鉛作為產生物和 G-M 計數管的裝置示意圖

實驗的安排如圖 1 所示。在雲室上下各放置一排 G-M 計數管，每排六根，每根長 25 厘米，直徑為 1.8 厘米。在雲室上放有 15 厘米鉛作為產生物，下面放有 2 厘米鉛作為吸收物。（其目的是減少電子簇射和提高選擇能量。）當 A 排中有一個計數管或者多於一個、B 排中有三個計數管或多於三個同時放電時（ $A \geq 1$ 和 $B \geq 3$ ），立體照相機把該事例記錄下來。利用這個選擇方法每小時雲室拍攝照片 6.5 張。（計數率 11/每小時，曾用過 $A=1$ 和 $B \geq 3$ 的選擇方法。計數率 7/每小時。）

從 1956 年 12 月到 1957 年 12 月（實際工作時間約 7 個月），共拍攝了 30000 對照片，其中有 105 V^0 和 21 個帶電粒子在雲室中的衰變。在 105 個 V^0 中可以分類的有 43 個 V^0 ，其中包括 26 個 θ_1^0 ，16 個 A^0 及一個 θ_2^0 。

三. 測量方法

要在磁雲室中直接確認一個 V 粒子的衰變是屬於何種衰變方式，我們必須知道各帶電粒子質量、動量和它們之間的交角。但是在 V 粒子衰變時（雲室內），多半產生快速的次級粒子，因而很難直接測量次級粒子的質量。這時利用 V 粒子衰變的運動學條件來分析該事例就具有很大的意義。這種分析的基礎仍是應用動量守恆定律和能量守恆定律。只須知道帶電粒子的動量和徑迹方向之間的交角就可以確認該事例的衰變方式。下邊簡單地敘述一下本工作測量動量和交角的方法。

由帶電粒子在磁場中的偏轉曲率半徑可求出其動量。利用一双向行動 (ATTECTAT, БМН, № 2536) 大型工具顯微鏡（綫精確度為 0.005 毫米，角度精確度為 $3'$ ，目鏡測角器可到 $1'$ ）。測量照象底片徑迹各點的 x, y 座標，然後用最小二乘法進行處理，使得這些坐標滿足二次方程 $y = a + bx + cx^2$ ，經過計算即可求出底片上的徑迹的曲率。由下式馬上即可得到底片上的曲率半徑：

$$\rho_f = \frac{1}{2c}. \quad (3.1)$$

然后用与 Frotter^[8] 类同的方法求出粒子徑迹在空間的曲率半徑。这样对于帶單电荷的粒子的动量就可由下式求出：

$$P = 300 H \rho_s \sin \alpha, \quad (3.2)$$

其中 P ——粒子的动量 (ev/c); H ——磁場强度 (高斯); ρ_s ——粒子徑迹的空間曲率半徑 (厘米); α ——粒子运动方向与磁場方向之間的角。

为了验证数据計算方法的正确性,我們用特制的伪曲率半徑放在拍照时云室的位置,然后用立体照象机进行拍照,膠片显象后进行测量,其結果列于表 1。由表中可以看出,伪曲率半徑经过测量計算,所得的結果的平均值和真实值非常吻合。

表 1 伪曲率半徑的試驗

鏡 头 位 置	ρ_f (毫米)	放 大 倍 数	ρ_s (厘米)
中	89.6	11	98.6
左	90.0	11	99.0
		平 均 值	98.8
		真 实 值	98.1

在研究 V 粒子时,需要测量的另一参数是二个帶电粒子徑迹的夾角。为了研究 V 粒子的平均寿命和它在云室中的可見几率,必須知道 V 粒子进入照明区、出照明区、产生和衰变等点的位置。

如果要验证 V 粒子是否二体衰变,还必须测量母体粒子飞行綫和其衰变面之間的夾角 δ (通常所謂的不共面角)。以上量的获得,都是利用和立体照相机完全相当的投影器测量的。

用立体投影器將由立体照相机拍攝的二个照片分別投影在屏上的同一坐标紙上,然后用削尖了的鉛笔分別把由中間鏡頭和左边鏡頭投影下来的徑迹細心的描繪下来 (如图 2)。任何空間徑迹上的一点在坐标紙上都有两个位置,它們之間的距离为 Δx 。由 Δx 与粒子徑迹上的相当点的空間坐标的关系式 (假定云室背板上的中心点为原点),即可获得該点在空間的位置 (x, y, z) 。其关系如下式:

$$z = \frac{D \Delta x}{\Delta x + s}, \quad (3.3)$$

$$y = y' \frac{D - z}{D}, \quad (3.4)$$

$$x = x' \frac{D - z}{D}. \quad (3.5)$$

其中 s 为那两个鏡頭中心軸之間的距离, D 为鏡頭主焦面到云室背板的距离, x', y' 为該空間点由中間鏡頭投影原照片在坐标紙上的位置 (原点为中間鏡頭的中心在坐标紙上的投影,也就相当于云室背板的中心)。

由徑迹上的任何兩点的空間坐标即可求出其間的距离和空間方向余弦 (α, β, γ) , 有了每个徑迹的空間方向余弦馬上可由下式求出任何二条徑迹之間的夾角 ϕ 。

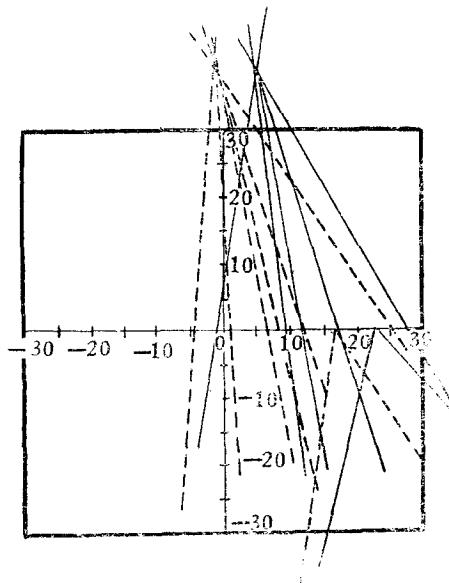


图 2 一个事例投影在坐标紙上的描繪示意图。实条紋和虚条紋分別代表由中間鏡頭和左边鏡頭按原来照相时的情况投影在坐标紙上徑迹的位置。方框代表云室位置的边界

$$\cos \phi = \cos \alpha \cos \alpha' + \cos \beta \cos \beta' + \cos \gamma \cos \gamma'. \quad (3.6)$$

有了任何空间点的坐标,利用简单的立体解析几何的方法,很容易求出以上所述的一些量。

四. 数据的选择和分类

为了保证所确认的粒子不至于由于误差太大而影响到它们的类别,进而影响到所讨论的其他结果的正确性,我们按照下边的标准对 105 个 V^0 粒子进行了选择:

- (1) 每个粒子的径迹在底片上的长度必须大于 5 个毫米;
- (2) 每个粒子的径迹在底片上的弧矢不小于 0.06 毫米;
- (3) 每个事例的次级粒子之间的夹角不小于 10 度;
- (4) 在每个事例中,以至少有三个穿透粒子相交在以半径等于 1 厘米的圆球之内为确定核作用位置的条件;
- (5) 不共面角 δ 不超过 5 度。

事例的分类一般都是由直接测量的 Q 值来区分。在二个次级粒子的游离都是最小,而又不能直接分辨它们是质子或 π 介子时,则假定二者都可能,然后计算其 Q 值。如果 Q 值与 Λ^0 和 θ^0 两者之一相符时,就确认该事例为 Λ^0 或者 θ^0 。如果两者都不相符或不能分辨时,该事例则不包括在数据之内。有些事例的两个次级粒子在云室内径迹虽短,但游离度比较大时,则利用 $\alpha-\varepsilon$ 的方法来分辨。最后由 105 个 V^0 中分辨出 16 个 Λ^0 , 26 个 θ^0 和一个 θ^0_2 的事例。

五. 实验结果和讨论

5.1 Q 值

Λ^0 和 θ^0_1 的 Q 值的工作已有很多组进行了精确的测定。最近几年来无论是利用宇宙线或加速器所获得的结果,互相之间都符合。我们分别对 10 个 Λ^0 和 10 个 θ^0_1 进行了计算,最后取其权衡平均,其结果在误差范围内与最近几年各实验室所得到的结果相一致。在计算 Q 值时大部分都是由二个次级粒子的动量和它们之间的交角直接求出,其中有个别事例是由一个次级粒子的动量,总夹角¹⁾和分角²⁾求出。其结果如下:

Λ^0 的 Q 值为

$$Q_{\Lambda^0} = (36.2 \pm 2.5) \text{ Mev};$$

θ^0_1 的 Q 值为

$$Q_{\theta^0_1} = (233 \pm 11) \text{ Mev}.$$

每个事例的 Q 值的数据表明在表 2 或表 3 中。

5.2 平均寿命

Λ^0 和 θ^0_1 的平均寿命 τ 的测定已经做了非常多的工作。各实验间的结果一般说来差别不算太大,但是对于 Λ^0 的平均寿命还有相当的不同。

例如: Columbia, Pisa 和 Bologna^[12] 等用 12 吋的泡室在加速器上做出的结果为

1) 总夹角为二个次级粒子之间的夹角。

2) 分角是次级粒子与母体粒子飞行线间的交角,其误差必须小于 2.5 度。

表 2 Λ^0 的 Q 值的数据表

号 碼	$I_+/I_{\min}$	$I_-/I_{\min}$	P_+ Mev/c	P_- Mev/c	θ	Q Mev
13612	1	1	935 ± 220	374 ± 13	$14^\circ 18'$	43 ± 13
15305	~ 1.5	1	808 ± 216	260 ± 17	$23^\circ 30'$	40 ± 8
19026	$1.5-2$	1	741 ± 156	128 ± 5	$49^\circ 54'$	34 ± 3.1
19057	1	$1.5-2$	1196 ± 250	96.8 ± 3	$35^\circ 28'$	35 ± 10
25589	1	1	1200 ± 206	215 ± 7	$31^\circ 22'$	35 ± 4.2
27874 ¹⁾	1	1		230 ± 11	$31^\circ 26'$	37 ± 3.8
31003	1	1	1081 ± 200	66 ± 1	62°	43 ± 8
32830	$4-6$	$4-6$	409 ± 31	53 ± 8	126°	37 ± 4
43362	1	1	1206 ± 120	128 ± 18	$40^\circ 56'$	38 ± 6.5
43480	1	1	1360 ± 240	306 ± 12	$10^\circ 12'$	34 ± 7

表 3 θ_1^0 的 Q 值的数据表

号 碼	$I_+/I_{\min}$	$I_-/I_{\min}$	P_+ Mev/c	P_- Mev/c	θ	Q Mev
10693	1	1	1400 ± 500	140 ± 7	$27^\circ 5'$	217 ± 50
16194	1	1	2004 ± 784	1566 ± 612	$14^\circ 14'$	229 ± 79
18903 ²⁾	1	1	1792 ± 520		$15^\circ 24'$	205 ± 50
19747	1	1	1636 ± 380	309 ± 15	$32^\circ 18'$	187 ± 58
21187 ²⁾	1	$1.5-2$	761 ± 98		$77^\circ 21'$	242 ± 41
22924	1	1	216 ± 20	1120 ± 370	$66^\circ 13'$	238 ± 16
25717 ²⁾	1	1	1016 ± 206		$23^\circ 33'$	204 ± 21
28407	1	1	746 ± 278	334 ± 22	$52^\circ 4'$	240 ± 79
35079	1	1	1700 ± 320	323 ± 13	$28^\circ 12'$	242 ± 42
41303	1	$1.5-2$	1630 ± 518	95.2 ± 3	$17^\circ 58'$	232 ± 77

$\tau_{\Lambda^0} = (2.29^{+0.15}_{-0.13}) \times 10^{-10}$ 秒, 而 Berkeley 組用 10 吋的泡室做出的結果为 $\tau_{\Lambda^0} = (3.05 \pm 0.35) \times 10^{-10}$ 秒. 另一方面, 宇宙綫各組普遍地比加速器各組所得到的結果要大些. 以上所述差别的来源很可能是由于选择条件和修正方法的不同而引起的.

在 Wilson^[12,13] 的文章中已經討論过平均寿命的一般性質, 而 Bartlet 的文章对测量的統計性的問題作了最完善的闡明. 后来 Page 和 Newth^[15] 也討論过这些問題.

应用最可几函数法, Bartlet 得出了下式. 由测量的一对对的 t_i 和 T_i 的数值应用下式即可算出平均寿命 τ 值:

$$\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(t_i + \frac{T_i}{e^{\frac{T_i}{\tau}} - 1} \right), \quad (5.1)$$

其中 t_i 是第 i 个 Λ^0 粒子在云室照明区域内衰变前的飞行时间, T_i 是它衰变的潜在时间, 也就是它通过云室照明区域的全部路程所需要的时间. 从上式可以看出, 当 $T_i \gg t_i$ 时, τ 值就可以由 t_i 的簡單算术平均求出:

- 1) 利用总角度、一个次級粒子的动量和母体粒子及其一个次粒子之間的夾角計算 Q 值.
- 2) 与表 2 的註同.

$$\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i, \quad (5.2)$$

t_i 和 T_i 可由以下兩式直接算出:

$$t_i = \frac{L_i M}{P}, \quad (5.3)$$

$$T_i = \frac{L_i M}{P}, \quad (5.4)$$

其中 M 和 P 为 V^0 粒子的質量和动量; L_i 为第 i 个 V^0 粒子在云室照明区内衰变前所行的路程; L_i 为其潜在路程。按照通常求誤差的标准方法, 应用下式即可求出 λ ($\lambda = \frac{1}{\tau}$) 的标准誤差。

$$\Delta\lambda = \frac{1}{\sqrt{I}},$$

表 4 Λ^0 的 T_i 和 t_i 的数据

号 碼	T_i	t_i
12069	10.38	2.51
13612	7.32	4.32
15035	8.70	4.40
16946	8.66	6.36
19026	11.60	6.61
19057	7.95	2.51
27874	4.89	3.42
31232	6.75	3.11
35079 _b	2.57	0.49
29716	4.00	1.95
43480	5.62	0.17
37250	5.12	0.57
43362	4.55	0.85
32832	13.78	1.07

$$I = \frac{1}{\lambda^2} \sum_{i=1}^N \left[1 - \frac{T_i^2}{\tau^2} \cdot \frac{e^{\lambda T_i}}{(e^{\lambda T_i} - 1)^2} \right]. \quad (5.5)$$

我們应用(5.2)式先求出平均寿命 τ 值的第一級近似, 然后再將其值代入(5.1)式求出平均寿命 τ 值, 最后应用(5.5)式求出标准誤差。应用这种办法对 14 个 Λ^0 和 24 个 θ_1^0 的平均寿命 τ 值进行了計算, 其結果如下:

$$\tau_{\Lambda^0} = (3.19 \pm_{0.92}^{2.42}) \times 10^{-10} \text{ 秒},$$

$$\tau_{\theta_1^0} = (1.14 \pm_{0.27}^{0.49}) \times 10^{-10} \text{ 秒}.$$

每个事例的 t_i 和 T_i 的数据見表 4 和表 5。

表 5 θ_1^0 的 T_i 和 t_i 的数据

号 碼	T_i	t_i	号 碼	T_i	t_i
9121	2.25	1.15	21187	5.05	2.40
10677	9.93	0.41	22745	1.21	0.61
10693	2.69	1.35	22124	3.41	0.89
11101	13.14	0.14	23007	5.56	3.24
13055	2.67	0.70	24901	1.60	0.37
13147	7.23	2.68	25155	3.81	1.09
14714	2.69	0.98	25170	4.33	0.82
15325	1.1	0.30	25717	2.24	0.40
16035	0.78	0.46	32189	1.04	0.75
16194	1.22	0.42	35079 _a	1.38	0.24
18903	1.37	1.02	41313	2.37	0.52
19747	2.18	0.33	44931	1.87	0.72

5.3 动量分布

測量 V^0 粒子的微分动量譜时, 必須要考慮云室选择事件的能量和可見几率的修正。

因此各實驗室所獲得的結果很難進行比較。其次由於小角度的 V^0 粒子, 也就是動量比較大的粒子, 測量非常困難, 因而很難進行分類。這樣就引起微分動量譜在高動量方面非常不準確。

每個 V^0 粒子由於它在雲室中可見几率不同, 因而我們在繪 V^0 粒子的微分動量譜時就必須考慮每個粒子的權衡因素。圖 3 和圖 4 分別代表 42 個 A^0 (真正觀察到的是 12

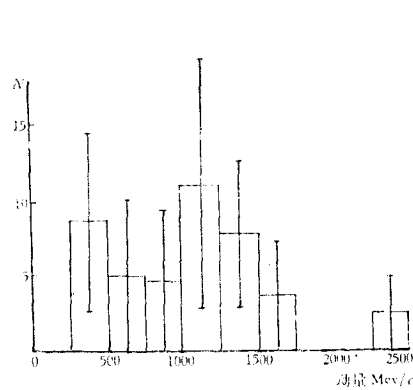


圖 3 A^0 的動量分布, 直綫段代表標準誤差。

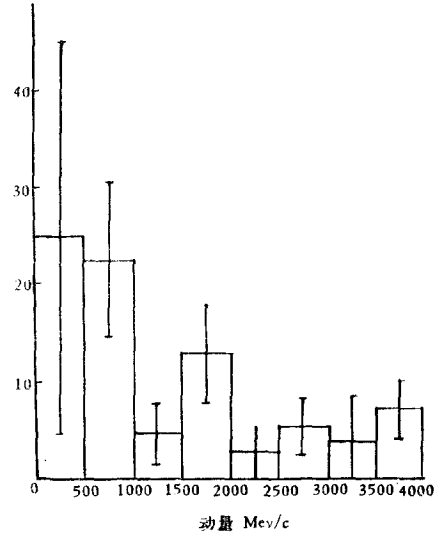


圖 4 θ_1^0 的動量分布, 直綫段代表誤差

個)的微分動量譜和 83 個 θ_1^0 (真正觀察到的是 24 個)的微分動量譜。其中直綫綫段代表標準誤差。誤差由下式計算出:

$$\Delta = \sum_i (w_i^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.6)$$

其中 w_i 是第 i 個粒子的權衡因素, 它可由下式算出:

$$w = e^{-T_1/\tau} - e^{-T_2/\tau}, \quad (5.7)$$

其中 T_1 是一個粒子從產生點到該粒子進入雲室照明區域邊界點的飛行時間; T_2 是該粒子進入照明區域邊界點到出照明區域邊界點的飛行時間, 也就是所謂的潛在時間。

在所獲得的 A^0 的數據中, 它的動量從 360 Mev/c 到 2500 Mev/c。由動量分布圖可以看出, 似乎在 1000 Mev/c 到 1200 Mev/c 有一個小高峯, 以後隨動量的增加而下降。在所獲得的 θ_1^0 的數據中, 它的動量從 400 Mev/c 到 4000 Mev/c。由動量分布圖可以看出, 在分布的開始時, 似乎有一個高峯, 以後隨動量增加而下降。但因數據的統計數量太少, 不能太嚴格地看待這些結論。比較二個分布圖可以說 θ_1^0 的動量一般都比 A^0 的動量高。由下式可算出 A^0 和 θ_1^0 的平均動量。

$$\bar{P} = \frac{\sum_{i=1}^N P_i w_i}{\sum_{i=1}^N w_i} \quad (5.8)$$

其結果 Λ^0 的平均动量为 1059 Mev/c, θ_1^0 的平均动量为 1374 Mev/c.

由于我們的实验安排的原因, 我們所获得的 Λ^0 的动量一般比別的工作結果要更高些.

5.4 θ^0 和 Λ^0 的比例

θ^0 和 Λ^0 产生比例的問題在实验中是一个相当复杂的問題, 它牽涉到实验的安排、产生能量、云室中可見几率的修正等問題. 由于这些条件的差異就会影响到所得的結果, 因而各实验室的結果也就有所不同, 如表 6 所表明. 我們的結果也在表中給出.

表 6 各实验室 $N(\Lambda^0)/N(\theta_1^0)$ 表

	$N(\Lambda^0)/N(\theta_1^0)$	
	在 鉛 中	在 鋅 中
Blumenfeld ^[4] 等	1:0.26	1:0.8
Cooper ^[5] 等	1:1(在銅中)	1:2
Gupta ^[17] 等	1:2	
呂敏 ^[6]	1.4:1	1.6:1(在鉛中)
我們的結果	1:2	

表 7 Λ^0 和 θ_1^0 的数据表

	实际观察数目	修正后的数目
Λ^0	12	42
θ_1^0	24	83

表 6 給出可以計算可見几率的 Λ^0 和 θ_1^0 的实际观察的数目和修正后的数目. 未修正的比例为 $N(\Lambda^0)/N(\theta_1^0) = 0.58 \pm 0.15$, 修正后的比例 $N(\Lambda^0)/N(\theta_1^0) = 0.51 \pm 0.22$.

在上述的結果中未考虑 Λ^0 和 θ^0 的中性衰变. 在 Eister 等的工作中发现 $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$ 衰变約佔 Λ^0 全部的 $\frac{1}{3}$, Glaser 等的表中給出 θ_1^0 佔全部 θ^0 的 $\frac{1}{2}$, 理論上也曾預言过, 而 $\theta^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ 又佔全部 θ^0 的 0.14 倍. 因此上述的数目对 Λ^0 应乘 1.5 倍, 而对 θ^0 应乘 2.3 倍, 則其比例就变为 $N(\Lambda^0)/N(\theta^0) = 1/3$.

一般來說, 我們的結果与其他实验室的結果有比較大的不同. 这个差別可以由下列原因来解釋.

1. Λ^0 和 θ^0 在联合产生的質心系中, Λ^0 向后的比向前的多. 由于我們的实验选择使其在实验室系統中 Λ^0 和 θ^0 向后飞行衰变的全部事例不能观察到, 因而实际上观察的 θ^0 比 Λ^0 要多些.

2. 由于我們的实验安排使得事例的产生能量一般比較高, 而 $\pi + N \rightarrow N + K + \bar{K}$ 和 $N + N \rightarrow N + N + K + \bar{K}$ 的反应截面是随着产生事例的能量增加而增大, 所以由于这种原因也增加了 θ^0 的数目.

5.5 Λ^0 和 θ^0 的衰变产物在質心系的角分布

如果 Λ^0 和 θ^0 的自旋分別是 $\frac{1}{2}$ 和 0, 那么 Λ^0 和 θ^0 在質心系的衰变角分布是各向同性, 因而研究它們在質心系的衰变角分布对于确定它們的自旋有密切的关系. 表 8 和表 9 是 12 个 Λ^0 和 24 个 θ_1^0 在質心系的角分布.

在 12 个 Λ^0 的数据中, 有 5 个 Λ^0 在質心系衰变后的質子的放射角向前半球发射, 也就是 $\cos \theta^{(1)}$ 具有正值. 7 个質子的放射角向后半球发射, $\cos \theta^{(1)}$ 具有負值. 如果用权衡数

1) 如 V^0 的自旋是沿飞行綫极化, 亦使分布不均匀, 但在宇宙綫試驗情况下, 极化可能性不大, 不过在討論分布时应注意这一点.

表明以上的結果, 則 Λ^0 在質心系衰变的質子向前半球发射的有 16 ± 6.5 个, 向后半球发射的有 27 ± 12 个。在实验誤差範圍內, Λ^0 在質心系的衰变角分布沒有显著的不对称性。在 Gayther 等, Budde^[16] 等和呂敏^[6] 的实验結果中分布具有对称性, 而在 Cooper

表 8 Λ^0 在質量中心系統衰变的角分布

度	实际观察数	权 衡 数
0—60°	4	11.6 ± 4.8
60—90°	1	4.5 ± 4.5
90—120°	3	16.5 ± 10
120—180°	4	10.3 ± 6.7

表 9 θ_1^0 在質量中心系統衰变角分布

度	实际观察数	权 衡 数
0—60°	12	51.4 ± 20
60—90°	12	31.6 ± 8.8

等和 Gupta^[17] 等工作实验結果中則具有明显的不对称性。以上所述几組的工作除了 Budde 外, 都是宇宙綫方面的工作。表 9 表明 θ_1^0 在質心系的衰变角分布具有均匀对称性。此結果与 Gupta 等的实验結果不同。由于我們的数据太少, 还不能下肯定的結論。

5.6 一个 θ_2^0 的衰变

在我們研究奇異粒子的产生和衰变的工作过程中, 观察到一个 θ_2^0 的衰变。图 5 是这个事例的照片。根据次級粒子的动量和游离, 得到它們的質量是輕子 (π 介子或者 μ 介子)。事例的全部数据給出在表 10 中。用第二节的方法計算出該事例的不共面角 δ 为 23 度。同时由二个次級粒子的动量和交角 (假定二个次級粒子都是 π 介子) 計算出 Q^* 为 24 Mev (Q^* 称为表观 Q 值)。因此这个事例很明显地用三体衰变解释最为恰当。根据表 10 中給出的数据, 应用能量和动量守恒定律进行計算所得到的衰变型式可有以下二种:

$$\theta_2^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu$$

或

$$\theta_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \text{ Lande}^{[18]} \text{ 等和 Fry}^{[19]} \text{ 等工作已經証明了 } \theta_2^0 \text{ 的存在。其質量与}$$

表 10 41791 事例数据表

事例	动量 (Mev/c)	$I/I_{\min}$	m	θ 次級粒 子交角	δ 不共面 角	Q^* (Mev)
41791	$+77.4 \pm 3$	2—4	輕子	141°	23°	24
	-48.1 ± 2	4—6	輕子			

十倍。在云室中 26 个 θ_1^0 的平均潛在時間为 5.6×10^{-10} 秒。如果假定 θ_1^0 和 θ_2^0 的数日相等, 那么这一个 θ_2^0 粒子的相应寿命为 $26 \times 5.6 \times 10^{-10}$ 秒 $= 1.5 \times 10^{-8}$ 秒。这个数值与 Bardon^[20] 等工作 $\tau_{\theta_2^0} = (0.8 \pm 0.4) \times 10^{-7}$ 秒不矛盾。

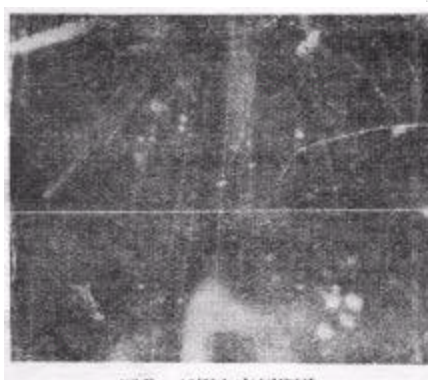


图 5 41791 事例照片

θ_1^0 相同, 平均寿命为 $\sim 10^{-7}$ 秒, 衰变型式为三体衰变 (包括上述二种型式)。

这个事例在靜止坐标系从产生到衰变的飞行時間为 10^{-9} 秒。这比 θ_1^0 的平均寿命約大

六. 結 論

在 105 个 V^0 中可以进行分类的有 43 个, 其中有 16 个 Δ^0 , 26 个 θ_1^0 和一个 θ_2^0 . 在这些数据中对下列几方面进行了测定和讨论.

1. 对 10 个 Δ^0 和 10 个 θ_1^0 的 Q 值进行了计算, 其结果与最近几年来其他实验室所得到的结果没有显著的差异. 最后结果如下:

$$Q_{\Delta^0} = (36.2 \pm 2.5) \text{ Mev},$$

$$Q_{\theta_1^0} = (223 \pm 11) \text{ Mev}.$$

2. 用通常各实验室所采用的方法, 也就是最可几函数法, 对 14 个 Δ^0 和 24 个 θ_1^0 的平均寿命 τ 值进行了计算. 结果如下:

$$\tau_{\Delta^0} = (3.19^{+2.42}_{-0.92}) \times 10^{-10} \text{ 秒},$$

$$\tau_{\theta_1^0} = (1.14^{+0.49}_{-0.27}) \times 10^{-10} \text{ 秒}.$$

3. Δ^0 和 θ_1^0 的微分动量谱似乎都各有一个高峰, Δ^0 的微分动量谱的小高峰在 1000 Mev/c 到 1250 Mev/c 之间, θ_1^0 的高峰在分布的开始. 它们的动量平均值分别为:

$$\bar{P}_{\Delta^0} = 1059 \text{ Mev/c},$$

$$\bar{P}_{\theta_1^0} = 1374 \text{ Mev/c}.$$

4. 考虑了 Δ^0 和 θ_1^0 在云室中的可见几率后得到 $N(\Delta^0)/N(\theta_1^0) = 1/2$.

5. 对 12 个 Δ^0 和 24 个 θ_1^0 进行修正后, 得到它们在质心系的衰变角分布没有显著的不对称性.

6. 一个 θ_2^0 在静止坐标系的寿命为 10^{-9} 秒, 它的衰变类型是 $\theta_2^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu$ 或者是 $\theta_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

本工作是由张文裕先生和萧健先生具体领导的, 同时还与吕敏等同志进行了多次讨论. 在工作过程中, 秦荣先、王璈同志也参加了部分工作.

参 考 文 献

- [1] James, G. D., *Suppl. Nuovo Cimento* **4** (1956), 325.
- [2] Gayther, D. B. and Butler, C. C., *Phil. Mag.* **46** (1955), 467.
- [3] Gayther, D. B., *Phil. Mag.* **46** (1955), 1362.
- [4] Blumenfeld, H., Chinowsky, W. and Lederman, L. M., *Nuovo Cimento* **8** (1958), 296.
- [5] Cooper, W. A., Filthuth, H., Montanet, L., Newth, J. A., Petrucci, G., Salmeron, R. A. and Zichichi, A., *Nuovo Cimento*, **8** (1958), 471.
- [6] 吕敏, 本期物理学报第 230 页.
- [7] Leighton, R. A., Wanlass, S. D. and Anderson, C. D. *Phys. Rev.* **89** (1953), 148.
- [8] Fretter, W. B. and Friesen, E. W., *R. S. I.* **26** (1955) 703.
- [9] Thompson, R. W., Burwell, J. R. and Huggett, R. W., *Suppl. Nuovo Cimento* **4** (1956), 286.
- [10] Dandlan, C., Armenteros, R., Astier, A., Destaeble, H. C., Gregory, B. P., *Nuovo Cimento* **6** (1957), 1135.
- [11] Glaser, D. A., Good, M. L. and Morrison, D. R. O., Cern 1958 国际高能会议论文集, 265.
- [12] Wilson, J. G. and Butler, C. C., *Phil. Mag.* **43** (1952), 993.
- [13] Bartlett, M. S., *Phil. Mag.* **44** (1953a), 249.
- [14] Bartlett, M. S., *Phil. Mag.* **44** (1953b), 1407.
- [15] Page, D. I. and Newth, J. A., *Phil. Mag.* **45** (1954), 38.
- [16] Badde, R., Chretien, M., Leitner, J., Samios, N. P., Schwartz, M. and Steinberger, J., *Phys. Rev.* **103** (1956), 1827.

- [17] Gupta, I. C., Chang, W. Y. and Snyder, A. L., *Phys. Rev.* **106** (1957), 141.
 [18] Lande, K., Booth, E. T., Impeduglia, J. and Lederman, L. M., *Phys. Rev.* **103** (1956), 1901.
 [19] Fry, W. F., Sehrops, J. and Swami, M. S., *Phys. Rev.* **103** (1956), 1904.
 [20] Bardon, M., Fuchs, M., Lande, K., Lederman, L. M., Chinowsky, W. and Tinlot, J., *Phys. Rev.* **110** (1958), 730.

THE PROPERTIES, PRODUCTION AND DECAY OF STRANGE PARTICLE

HO AN-SHING

(Institute of Atomic Energy Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

The cloud-chamber has a volume $30 \times 30 \times 10 \text{ cm}^3$ in a magnetic field of 6200 gauss, which is operated at a 3185m mountain altitude. In a set of 30000 pairs of photographs taken, 105 events of the decay of neutral V particles and 21 of the decay of charged particles were observed. It is seen that 16 events have been classified as due to the decay of Λ^0 particles, 26 as due to the decay of θ_1^0 particles, one as decay of a θ_2^0 particle and 62 as nonclassified. We have studied the following properties of the Λ^0 and θ^0 particles, the results of which are summarized as follows:

- 1) Q values $Q_{\Lambda^0} = (36.2 \pm 2.5) \text{ Mev}$,
 $Q_{\theta_1^0} = (233 \pm 11) \text{ Mev}$;
- 2) mean lifetimes $\tau_{\Lambda^0} = (3.19^{+2.42}_{-0.92}) \times 10^{-10} \text{ sec}$,
 $\tau_{\theta_1^0} = (1.14^{+0.49}_{-0.27}) \times 10^{-10} \text{ sec}$;
- 3) The Momentum distributions found for Λ^0 and θ^0 particles have no appreciable difference with earlier results;
- 4) $N(\Lambda^0)/N(\theta_1^0) = 0.51 \pm 0.22$ (corrected number in lead);
- 5) The angular distributions of the decay products of the Λ^0 and θ^0 particles in the rest system have no marked asymmetry;
- 6) The lifetime of one θ_2^0 particle is estimated to be 10^{-9} sec . in the rest system. The decay mode of this θ_2^0 particle is probably

$$\theta_2^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0 \text{ or } \theta_2^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu.$$