

Pb 和 Al 中产生的中性超子与重介子*

吕 敏 郑仁圻 李鹤年

(中国科学院原子能研究所)

提 要

从1955年到1957年用多板云室进行了两次 V^0 粒子实验,共得 V^0 约550个。按 α - ϵ 方法分类为 Δ^0 的67个,为 θ^0 的44个。其中产生于Pb板的 Δ^0 58个, θ^0 38个;产生于Al板的 Δ^0 9个, θ^0 6个。对这些 V^0 粒子进行分析,得到下列结果。

1. Δ^0, θ^0 衰变时质心系中衰变角均匀分布。产生面与衰变面的关联角均匀分布。无自旋 $>1/2$ 的迹象。
2. 对Pb核中出来的 Δ^0 衰变看不出因宇称不守恒引起的不对称角分布。Al中产生的 Δ^0 有不对称的倾向。
3. 由动量分布和产生角分布看,在产生重介子与超子时超子多向后去。
4. 得平均寿命 $\bar{\tau}_{\Delta^0} = (3.39 \pm 0.44) \times 10^{-10}$ 秒, $\bar{\tau}_{\theta^0} = (0.86 \pm 0.26) \times 10^{-10}$ 秒。
5. $N(\Delta^0)/N(\theta^0) \sim 1.4$ 。
6. 估计整个奇異粒子产生截面可合 $0.8 mb$ /核子。对Pb, Al都合。
7. 按 V^0 占次粒子总数比例看, Pb原子核对产生 V^0 来讲比Al原子核有效。

引 言

自从1947年到1950年发现了中性不稳定重粒子以后,许多宇宙线工作组都努力来探索新基本粒子的性质。1954年底,我们在落雪高山实验室(3185m)安装了一个多板云室。自1955年4月至11月进行了第一次中性奇異粒子实验,共拍照片约35000对;得 V^0 照片共约220对,其中从Pb板中产生适于测量分析并且已经分类的 V^0 31个。这些数据称为甲组数据,其中几个特例已经分别发表^[1]。

1954年以后陆续有在加速器上工作的实验组发表关于 V^0 粒子的工作。对于某些基本性质如质量、寿命、衰变方式等都得到了相当肯定的结论,但是到1956年初为止,关于 V^0 粒子的产生机构等问题还只有极少数据。关于产生面与衰变面关联角分布等数据则结果分歧[见第三节(1)]。因此我们在1956年初决定进行第二次实验。在云室中放Pb、Al两种板子,专门选择板中产生的 V^0 粒子进行研究,希望得到一些有关产生机构的数据;特别是对轻物质、重物质进行比较。从1956年8月至1957年6月共拍照片约40000对,得到 V^0 粒子329个;其中适合于测量分析并且已经进行分类的 V^0 共80个。这批数据称为乙组数据。

最近两年来,关于 V^0 粒子的研究工作有了很大进展,加速器工作进步特别大。用气

* 1959年1月23日收到。

泡室進行了大量關於產生 V^0 粒子的工作^[21]，得到了許多重要的結果。不過還有許多問題，如輕物質與重物質中產生 V^0 的不同性質等問題實驗數據還不多。現把我們所得的結果寫在第三節中，並尽可能地與其他工作進行了比較。我們的結果列於表 1。

表 1 V^0 數目統計[參看第二節(5)]

	照片對數	V^0 總數	產生於云室外面或產生點不清的 V^0	云室內金屬板中產生的 V^0	A^0	θ^0	V^0 成對出現
甲組數據	35000	約 220	約 120	Pb 約 100	21	10	4
乙組數據	40000	329	198	Pb 107 Al 24	37 9	28 6	4 1

一. 實驗安排

多板云室大小為 $50\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 28\text{ cm}$ 。在實驗過程中，云室上面的鉛層 T 為 10 或 15 cm。計數管選擇系統分 A, B, C 三排。選擇方法為 $A \geq 1 + B \geq 3 - C$ ，即 A 排計數管中至少一個放電，同時 B 排至少三個放電，而 C 排沒有計數管放電。 C 排計數管距云室約 1.5 m。每小時照相約 8 對，每天約 200 對。其中有核作用徑跡的照片約佔 $1/4$ 。有效工作一天平均可得 V^0 粒子約 1.5 個。

第一次實驗中(甲組數據)，云室內放七塊 Pb 板，一部分時間用每塊 0.63 cm 厚的鉛板，大部分時間用 1.2 cm Pb 板。云室照明寬度為 13 cm。

第二次實驗中(乙組數據)，云室內放七塊金屬板，Pb 板與 Al 板交錯置放。大部分時間為四塊 Pb 板三塊 Al 板，也有一部分時間為四塊 Al 板，三塊 Pb 板。Pb 板厚 1.2cm，合 13.6 gm/cm^2 。Al 板厚 1.27 cm，合 3.4 gm/cm^2 。照明寬度為 16 cm。

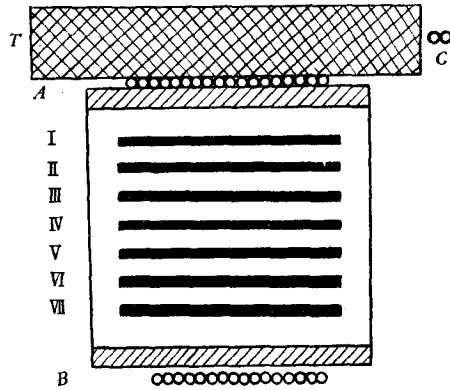


圖 1 云室及計數管選擇系統

二. 測量、分析及基本數據

(1) 選擇事例 用多板云室工作時，粒子的質量難於確定，動量難於測量，只能由射游離比進行估計。對每一個 V^0 事例不能求出其衰變 Q 值。到目前為止，最有效的辦法是用 α - ϵ 的辦法對 V^0 進行分類，並求出其動量^[22]。只有產生 V^0 的核作用源點可以確定時 α - ϵ 才能應用。因此我們專門選擇產生於 Pb 或 Al 板中，並且在云室內衰變的 V^0 進行測量分析。 V^0 是否產生於某個核作用，由共面性決定，不共面角太大的事例不進行計算，選出來的結果見表 1。討論不同的問題，選擇事例的條件略有不同，分別在第三節各段補充。

(2) 角度測量 甲組數據的測量採取了分別測量左右片子的方法。測出左、右二片上各徑跡的 x, y 坐標。用解析幾何方法求出在立體空間中各徑跡的方向余弦，並求出各

种角度、长度。所用方法近似萊頓等所用方法^[3]。这种方法在原理上比較精确,但計算手續繁复,容易发生錯誤;实际应用时誤差并不小。我們曾經在一平板上画了 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 三种角度。把平板放在云室里悬挂于五种不同的方向,拍攝各个方向的照片;测量左右片子上的假徑跡,計算其交角,所得的五种結果互相不同。最大可以差到 1° 。估計发生誤差的主要原因在于测量坐标时不够准确,而左右兩片子的参考点位置(即 x, y 軸方向)的誤差影响尤其大。

乙組数据所用的方法不同。为了提高测量效率,我們設計制造了一架立体投射仪。用灯光將照片上的徑跡投射到幕屏上去,用重合徑跡的方法求立体位置。对每个 V^0 事例测量了 V^0 飞行綫与二衰变分枝徑跡所夾的角度 φ_1 及 φ_2 ,产生面与衰变面关联角 ψ ,产生角 θ ,不共面角 δ 。

测量得到的角度也并不准确。测量上述平板上画的假徑跡得到的結果也不相同。由不同方向的照片所得角度互相可差 1° 以上,在特殊情况下,两个方向测得的角度差达 2° 。我們在每测一次 V^0 分角时都估計了一下誤差,一般在 $1-3^\circ$ 之間。

估計发生誤差的主要原因一方面是徑跡不够細,不容易对重合;另一方面是底片收縮特别是投影时在强光照射下发热收縮。

有些产生 V^0 的核作用是由中性粒子引起的,在这种情形下, ψ, θ 都比較难定;初級粒子的方向只能由此核作用中的簇射粒子方向(或估計簇射軸)判断;或由云室上面发生的初級簇射方向判断。这样誤差就大。因此一部分 V^0 的 ψ, θ 角沒有統計到数据中去。統計了的数据誤差估計不会超过 10° 。

(3) 分析方法 用 $\alpha-\epsilon$ 方法进行分析。把 A^0, θ^0 分出来,并求出它們的动量及在質量中心系中的衰变角度。

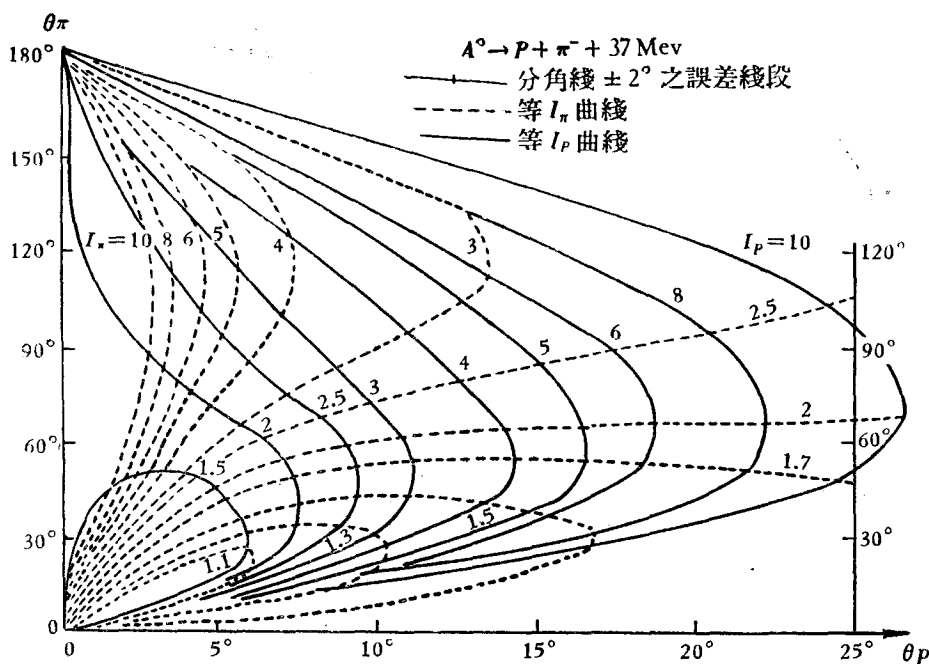


图2 A^0 衰变时在实验室中的等 I_p , 等 I_π 曲线

用 α - ϵ 方法進行分類時誤差不易估計^[2]。很難用公式計算，因為其中有一個步驟是作圖，量長度。但是不知道誤差又較難判斷如此分類是否保證不出錯。為了避免錯誤，我們特地繪制了兩套曲線（見圖 2 和圖 3）。

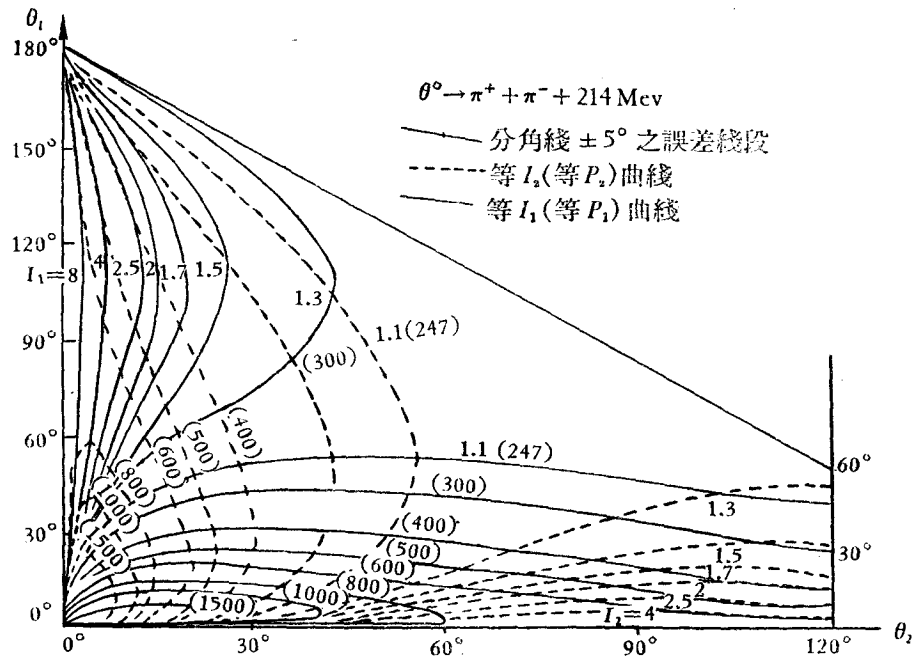


圖 3 θ^0 衰變時在實驗室中的等 I_1 (等 P_1)，等 I_2 (等 P_2) 曲線

圖 2, 3 是用實驗室觀察到的 V^0 衰變徑跡與用 V^0 方向的夾角為坐標。畫出不同的等 I_P ，等 I_x 曲線（或等 I_{π_0} ，等 I_{π_x} ）曲線。由測量出來的分角度可以查出相應的游離比，並且由角度測量的誤差求出相應游離比可能變動的範圍（參看表 2）。

表 2 對 V^0 粒子進行分類的方法：三個實例

號碼	產生點位置		φ_1	φ_2	若為 A^0 計算出游離		若為 θ^0 計算出游離		實驗估計		分類	不共面角 δ
	板數	物質			I_1	I_2	I_1	I_2	I_1	I_2		
68947	V	Pb	15.1±1	39.6±1	1.5-1.6	1.5-5.5	1	1	1	1	θ^0	0±2.5°
81237	VI	Pb	24.1±2	34.2±2	7.5-10	2	1	1.2-1.35	1-2	4	A^0	2.5±2.5°
83741	III	Al	6.3±1	27.6±1	1.4-1.8	1.2	1	1.2-1.5	1	1	1.5 不能分辨	3±3°

為了估計 V^0 粒子動量誤差及質量中心系中的衰變角誤差，我們又繪制了圖 4，圖 5。仍以分角度為坐標，而等 P_{π^0} （或 P_{π^+} ）綫及等 $\theta_{\pi^0}^*$ （或 θ_1^* ）曲線。分角度測量誤差可以以一誤差綫段表示，由外差法可推出 P_{π^0} （或 P_{π^+} ）及 $\theta_{\pi^0}^*$ （或 θ_1^* ）的可見誤差。不過在以後的實驗結果討論中並未把這些誤差計算進去，因為計算手續過於繁複。

(4) 潛長及可見几率 V^0 粒子並不都在雲室的可見區域衰變，因此必須進行可見率修正，並測量每個 V^0 粒子的潛長^[2]。

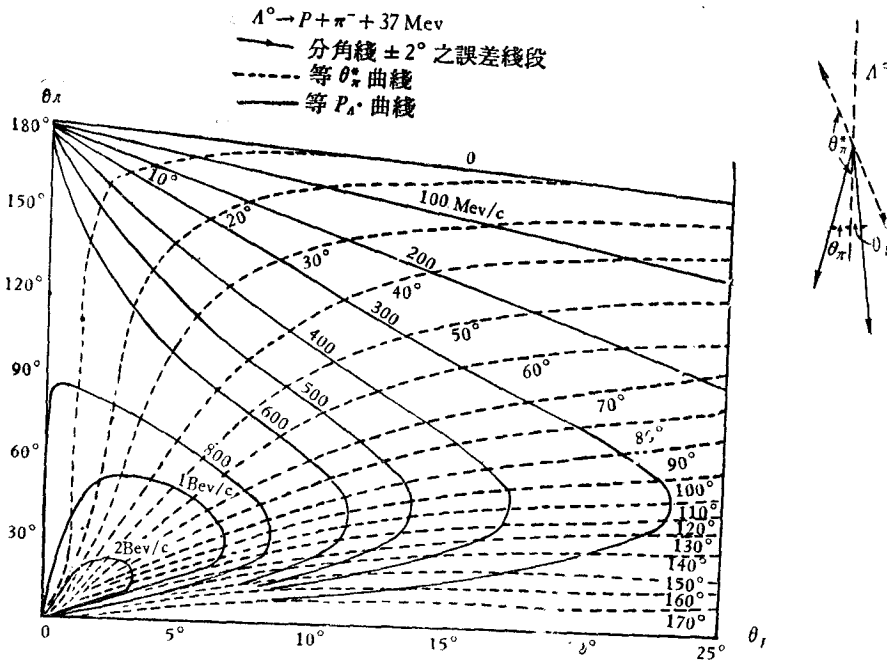


图 4 Λ^0 衰变时的等 θ_{π^*} 及等 P_{π^*} 曲线

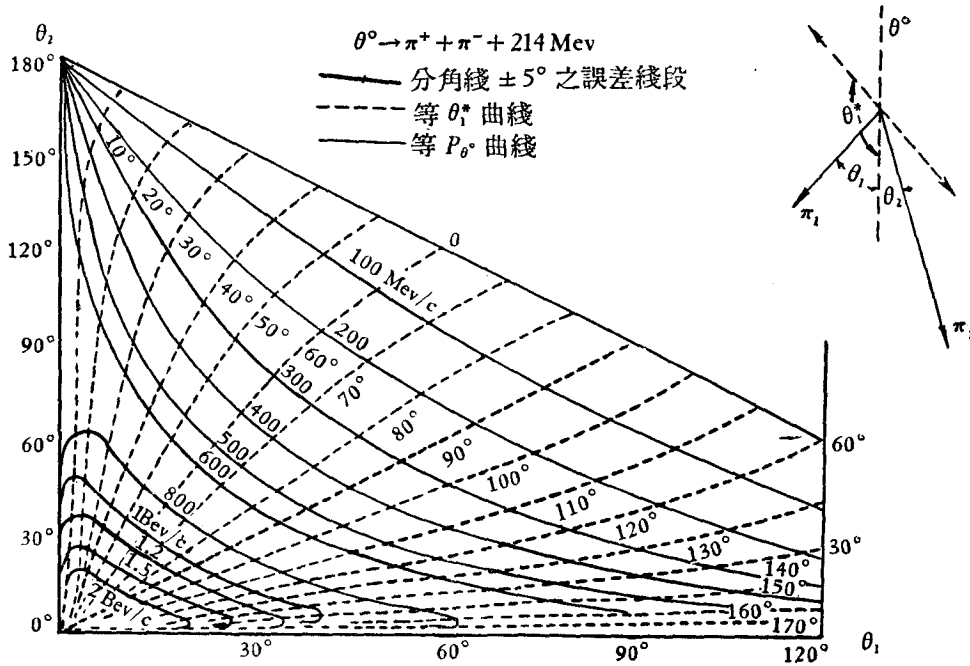


图 5 V^0 衰变时的等 θ_1^* 及等 P_{θ^*} 曲线

按照实验条件，取金属板的上边以上 0.5 cm、金属板下边以下 0.3 cm 之间的范围为可见区域。 V^0 粒子在此区域以外衰变者一律不统计进数据去。而且 V^0 衰变后径迹必须大于 1 cm，否则不计算。我们按上述条件测量了每个 V^0 事例的潜长， T_i, T_i' ；(T_i, T_i' 代表 ST_i 及 ST_i' 的距离)如图 6。计算时用公式：可见几率 $w = e^{-L_1'/x} - e^{-L_2/x} + e^{-L_2'/x} -$

..... $e^{-L_{22}/s}$ ，其中 $s = \tau P_{V^0}/M_{V^0}c$ 。 τ 為 V^0 粒子的平均壽命。 M_{A^0} 取 1115 Mev， M_{θ^0} 取 494 Mev。 $L'_1 = T'_1 + 0.3$ cm， $L'_2 = T'_2 + 0.3$ cm，。 $L_2 = T_2 - 0.5$ cm，。 $L_{22} = T_{22} - 1.0$ cm。 計算出的 w 一般都在 0.6—0.3 範圍內[參看第三節(4)]。

在統計數據需要修正時，每一事例相當 $\frac{1}{w}$ 個計算。 我們採用了一種典型的幾何位置，計算了不同動量的 A^0 及 θ^0 的可見幾率。 結果如圖 15。

(5) 基本數據 V^0 數目的統計見表 1。 由表 1 可見，真正選用的數據只佔 V^0 總數的一小部分；甲組數據中比例尤其小。 在測量甲組數據時只選用了一些易於測量的照片(如能量較低，衰變後衰變分枝游離比較大者， V^0 夾角較大者)。 估計在沒有測量分析的照片中還有一些可以進行分類。 顯然這樣選擇會有一定偏見。 因此在一些統計性結果中沒有考慮這部分數據(如產生動量譜、角分布； A^0 、 θ^0 數目比較等)。

在處理乙組數據中注意了這個問題，盡量避免偏見。 在雲室中產生的 V^0 中除已分類(見表 1)的 V^0 外，尚有大量未分類的 V^0 。 未分類的 V^0 包括：(i) 一部分由 α - ϵ 方法不能進行分類的事例(A^0 、 θ^0 都可能，見表 2)；(ii) 一部分按運動學不合 A^0 也不合 θ^0 者；(iii) 一些小角度測不準的事例[我們只選擇總角度大於 15° 的事例進行測量]；(iv) 一些因為幾何形狀對測量極為不利的事例(例如：當一個衰變分枝運動方向幾乎垂直於雲室面時，徑跡粗而短，很難測準)[參看第三節(6)]。 我們相信，這種選擇方法不致於產生大的偏見，可以採用這樣選擇出來的數據進行各種統計分析。

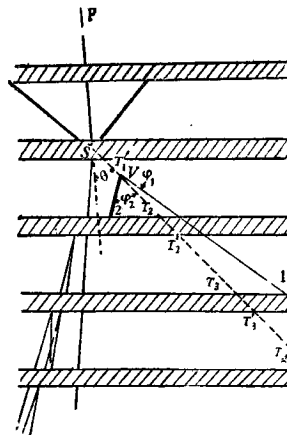


圖 6 一個 V^0 事例的素描圖。 標明測量潛長用的各個位置

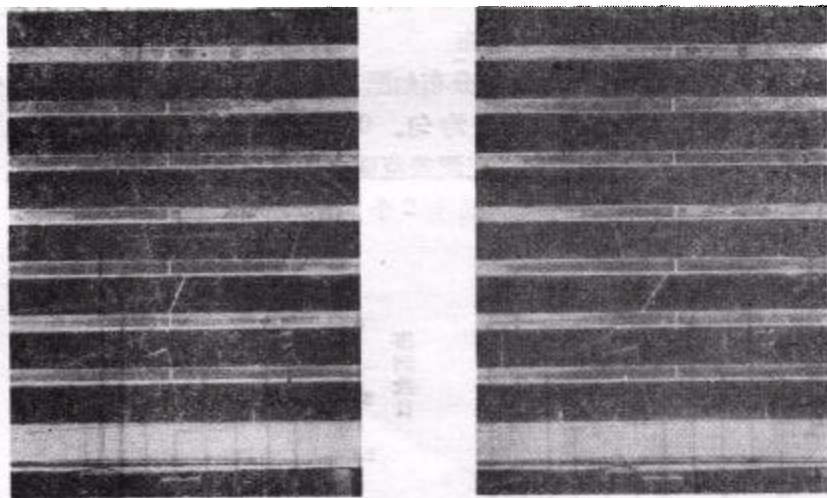


圖 7 一個有成對 V^0 出現的實例。 靠上的一個為 θ^0 ，靠下的一個為 A^0 。 產生這一個對 V^0 粒子的核作用不大，除 V^0 外只有一支強游離次粒子

三. 實驗結果及討論

(1) 衰變角分布 假如超子或重介子的自旋 $> \frac{1}{2}$ ，而且產生時在 V^0 運動方向極化，

則質量中心系中衰变角度將不是均匀分布。若在产生面极化，則产生面与衰变面应有角关联。这两种角分布不必加可見几率修正。

(i) 質量中心系衰变角 θ^* 分布

Δ^0 : 由 Pb 中产生的 56 个 Δ^0 粒子 (甲、乙兩組数据) 衰变角分布均匀。質子向前的 29 个, 向后的 27 个, 其分布見图 8。

9 个由 Al 板中产生的 Δ^0 衰变中, 4 个質子向前, 3 个質子向后, 2 个在 90° 附近 (3° 以內), 沒有显著的不均匀現象。

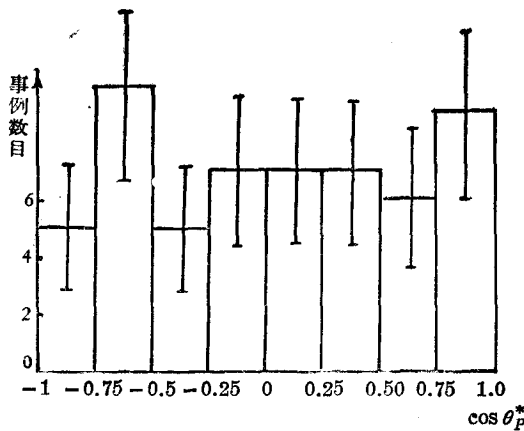


图 8 Δ^0 衰变的角分布

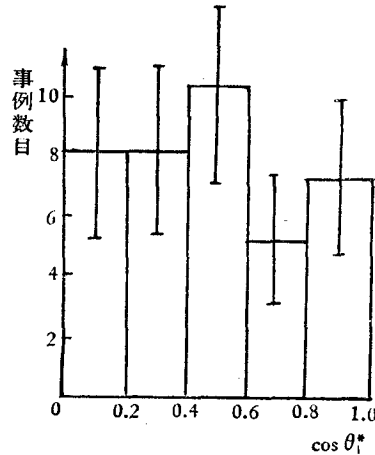


图 9 θ^0 衰变的角分布

θ^0 : 由 Pb 板中产生的 38 个 θ^0 (甲乙二組数据) 的衰变角分布看来, 角分布均匀 (見图 9)。Al 中产生的 θ^0 衰变时質子在 $0-60^\circ$ 三个, $60-90^\circ$ 三个也合于均匀角分布。

(ii) 产生面与衰变面的角关联 ψ 分布

Δ^0 : 由 Pb 板中产生的 47 个 Δ^0 所得分布如图 10 (甲、乙二組数据, 有一部分 ψ 角不能量的数据取消了。) 关联角分布不完全均匀。 $0-30^\circ$ 19 个, $30-60^\circ$ 12 个, $60-90^\circ$ 16 个; 但并无显著可見的不均匀傾向。在誤差范围之內可以当作均匀分布看待。

Al 中出的 8 个 Δ^0 中, ψ 在 $0-30^\circ$ 間有 2 个, 在 $30-60^\circ$ 間 2 个, $60-90^\circ$ 間 4 个;

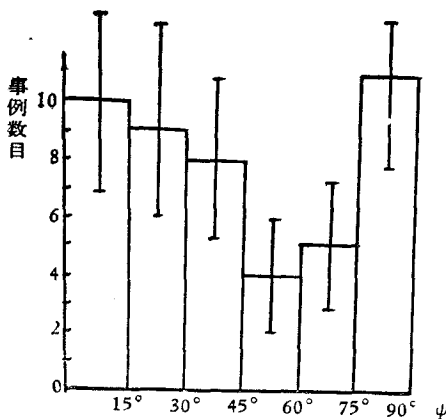


图 10 Δ^0 产生面与衰变面的角关联

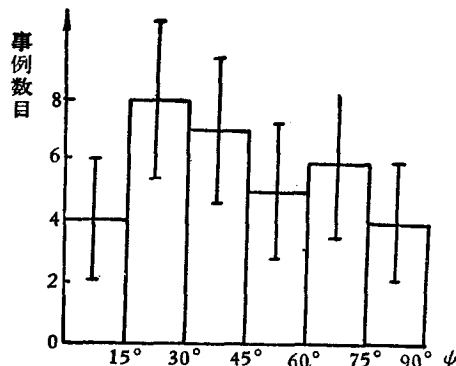


图 11 θ^0 产生面与衰变面的角关联

合于均勻分布。

θ^0 : 由 34 個 Pb 板中產生的 θ^0 的關聯角分布如圖 11。 ψ 在 $0-30^\circ$ 間 12 個, 在 $31-60^\circ$ 12 個, 在 $61-90^\circ$ 10 個; 合于均勻分布。 Al 板中出來的 5 個 θ^0 略有不同, ψ 在 $0-30^\circ$ 間有 4 個, ψ 正好為 60° 時有 1 個, 似乎角度小的較多。 但統計數字太少。

(iii) 討論 從我們的數據看來, Δ^0 , θ^0 的自旋都不大於 $\frac{1}{2}$, 或者在產生時不發生極化。 但是 Al 中產生 θ^0 關聯角有小的傾向, 不能肯定在輕物質中產生的 θ^0 沒有不對稱現象。

無論在宇宙綫或加速器的實驗中都做了許多關於 θ^0 , Δ^0 的自旋的工作。 結果分歧相當大。

Δ^0 衰變角 古柏等^[63]的結果, 在質量中心系中質子向後比向前的要多得多, 他們並且綜合了其他兩組的實驗結果^[6,7], 得 36 個質子向前, 61 個質子向後 (都是宇宙綫工作的結果)。 他們認為由統計起伏引起這樣的差別只有 1.1% 的機會。 假如把我們的數據加進去, 則向後與向前的比為 88:65。 差別就不如他們所想象的那么大了。 這也許是因為事例選擇標準引起的差別。 假如多選低能質子徑跡就有可能多選出質子在質量中心系向後衰變的事例。 古甫達等^[8]的結果也是質子向後的多, 而作者也認為可能是由實驗選擇引起的。 加速器上做的工作也有不同結果, 輕物質做的 (H_2 泡室) 工作結果, 向前向後對稱, 而重物質做的却反而有前、後不對稱的現象^[9,10]。 後一工作的作者也認為不對稱性可能是由觀測偏差引起的。

θ^0 衰變角 古甫達^[8]的結果說: θ^0 的自旋大於零。 照我們的結果看, 在 θ^0 質量中心系中, 衰變角並無顯著的不均勻性。 由其他的方法考慮也指出 θ^0 自旋應為零^[16]。

ψ 關聯角 過去開始用擴散室做奇異粒子時, 認為在產生面與衰變面之間有強烈的角關聯^[11,12]。 但是在以後氣泡室所做的工作中得到均勻分布的結果^[13]。 宇宙綫工作中也有不同結果; 德意志曼等^[14]解釋為產生時有角關聯, 但在重核中破壞了。

其他數據 最近在加速器上工作的泡室研究組又研究了質量中心系中質子方向與入射 π 粒子束的交角關聯。 有一組^[9]得 Δ^0 自旋為 $\frac{3}{2}$; 另一組^[15]得 Δ^0 自旋為 $\frac{1}{2}$ 。

由上述各種數據可以看出, 有關 Δ^0 , θ^0 自旋的問題尚未最後定案。 從現有的數據比較, 都支持自旋不大於 $\frac{1}{2}$ 的假設, 我們的數據也支持這種假設。

(2) 由 Δ^0 衰變中的宇稱不守恆引起的不對稱係數 γ 假如 Δ^0 自旋為 $\frac{1}{2}$, 衰變時宇稱不守恆, 則可以利用一種角分布求得極化程度與宇稱不守恆引起的不對稱係數^[16]。 取 ζ 為產生面法綫 $\mathbf{P} \times \Delta_0$ 方向與質量中心系中質子的方向的夾角。 \mathbf{P} , Δ_0 分別為核作用初級粒子與 Δ^0 粒子的飛行方向。 角分布微分譜應為: $N(\zeta) d\omega \propto (1 - \bar{P}\gamma \cos \zeta) d\omega$, 取近似

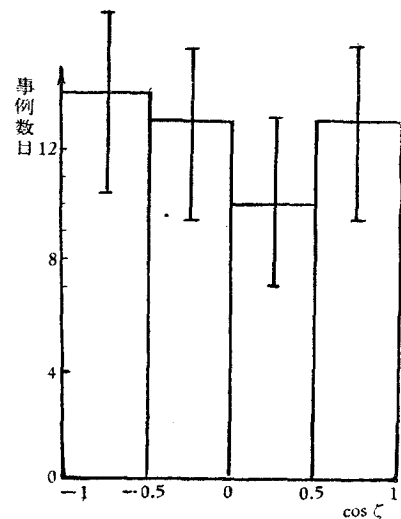


圖 12 $\mathbf{P} \times \Delta^0$ 與質量中心系中質子方向的交角分布 (鉛中產生的 Δ^0)

值 $\bar{P}\gamma = \frac{3 \sum_{i=1}^N \cos \zeta_i}{N} \pm \sqrt{\frac{3}{N}}$, 其中 \bar{P} 为 Δ^0 产生时在 $\mathbf{P} \times \Delta_0$ 方向的极化程度, γ 为 Δ^0 衰变时的不对称系数. 因此测量 ζ 角度分布可以求出有关超子衰变中的宇称不守恒性质.

我們測量了 ζ 角分布. 由 Pb 板中产生的 Δ^0 的 ζ 角分布如图 12. 由图可見, 虽然 $\cos \zeta$ 为負值的事例較多(共 27 个負值, 22 个正值), 但在誤差范围之內可以看作对称分布. 計算結果: $\sum_{i=1}^{49} \cos \zeta_i = -0.71$, 所以 $\bar{P}\gamma = 0.04 \pm 0.25$. 在 Al 板中产生的 8 个 Δ^0 事

例中, $\cos \zeta$ 为正值的 2 个, 負值的 6 个. $\sum_{i=1}^8 \cos \zeta_i = -1.62$, 得 $\bar{P}\gamma = 0.61 \pm 0.61$. 有明显的不对称性, 但統計起伏很大, 在誤差范围之內也可以講它是完全对称的.

从我們的数据看, 最好解釋为: 在 Δ^0 产生时几乎完全极化于 $\mathbf{P} \times \Delta^0$ 方向, 衰变时宇称不守恒, 不对称系数大. 但是因为 Δ^0 产生于原子核中, Δ^0 受其他核子散射会失去极化. 因此在 Al 中还能看出不对称的傾向, 而在 Pb 核出来的 Δ^0 則完全退极化了. (我們看到的 Δ^0 中有一部分由 $\Sigma^0 \rightarrow \Delta^0 + \gamma$ 及 $\Sigma^- + P \rightarrow \Delta^0 + n$ 或 $\Sigma^+ + n \rightarrow \Delta^0 + P$ 引起, 这部分 Δ^0 应该是不极化的. 这也会抵消不对称的傾向.)

这个結果与其他工作組所得的大致相同. 在宇宙綫工作中还没有討論过这个問題. 加速器工作中对重物質来講 $\cos \zeta$ 对称分布^[10]对輕物質来講則有显著的不对称值. 埃斯勒等^[17]得 $\bar{P}\gamma = 0.40 \pm 0.11$, 萊普勒等^[9]得 0.5. 最近有实验得 $\bar{P} > 0.85$ ^[18]. 理論計算結果表明, $|\bar{P}|$ 应与 $|\gamma|$ 等值, 并等于 0.89^[19].

(3) 动量分布与产生角分布

(i) 动量分布 图 13, 14 是 Pb 板中产生的 Δ^0 和 θ^0 的动量分布. 画有斜綫的部分为实际观察到的事例, 空心部分为可見几率修正 [見第二节 (6) 242 頁] (乙組数据). 由图可見, Δ^0 的动量分布在 0.2—0.6 BeV/c 的范围內呈現显著的峯值, 几乎不存在高能

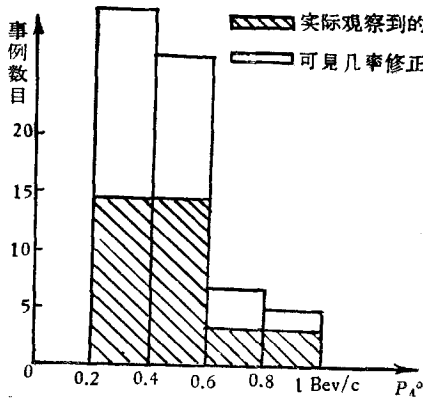


图 13 Pb 中产生的 Δ^0 动量分布

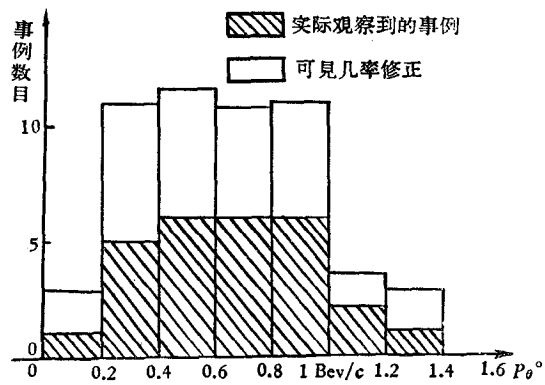


图 14 Pb 中产生的 θ^0 动量分布

量的 Δ^0 . θ^0 的分布則不同, 在 0.2—1 BeV/c 的事例較多, 但整个說来峯值較緩和, 平均动量較 Δ^0 高許多.

Al 板中产生的 Δ^0 中有 6 个在 0.2—0.6 BeV/c 間, 3 个在 0.6—1.1 BeV/c 間. Al 板中产生的 6 个 θ^0 都在 0.6 BeV/c 以上.

動量分布受可見幾率的影响比較大，與選擇事例的標準关系也大。因此分布圖中沒有包括甲組數據。照甲組數據看來， Δ^0 、 θ^0 的動量分布大体上與圖 13, 14 相同。 θ^0 的動量分布更偏向高能部分。

我們考慮了可見幾率與事例選擇、 $\alpha-\epsilon$ 分類法對動量分布的影响，我們取一種典型幾何位置：即 V^0 沿飛行方向前進，可經過兩塊金屬板然後出照明範圍，飛行方向與金屬板垂直。在這種條件下潛長一定，我們計算了不同能量的 Δ^0 、 θ^0 粒子的可見幾率（見圖 15），圖中 w 為可見幾率分布。幾何條件如本文所述。曲線按 Δ^0 所做，若用於 θ^0 則動量坐標應乘 1.3 倍。

J_{θ^0} 、 J_{Δ^0} 代表 θ^0 、 Δ^0 粒子衰變後在實驗室系統中夾角 $(\varphi_1 + \varphi_2) > 15^\circ$ 的幾率。凡夾角小於 15° 的事例我們未進行分析。

由圖可見， w 在 P_{Δ^0} 約 450 Mev/c（或 P_{θ^0} 約 600 Mev/c）時最大。但往高能延伸時下降較慢，到 3 Bev/c，幾率尚有極大時的一半（0.30）。由此估計 Δ^0 、 θ^0 動量分布的情況不會受可見幾率影响太大。

由圖中 J_{Δ^0} 的曲線可見，在 Δ^0 動量 > 1 Bev/c 以後，衰變徑跡夾角小於 15° 的事例所佔比重逐漸增加。因為只有張角大於 15° 才進行分析，高能 Δ^0 、 θ^0 （大於 3.5 Bev/c）不可能進行測量分析。又高能量 Δ^0 、 θ^0 衰變時用 $\alpha-\epsilon$ 方法很難區分。這兩種效應也將降低動量譜中的高能部分。在圖 13, 14 所代表的乙組數據中共包括 6 個 Δ^0 、 θ^0 不可能區分的事例，包括 13 個夾角小於 15° 的事例 [見表 3 及第三節 (6)]。而圖中共包括 34 個 Δ^0 27 個 θ^0 。所以這兩種效應不可能改變動量譜的基本特征。

從以上的考慮我們認為：在 V^0 粒子產生時動量分布是有不同。 P_{Δ^0} 在 200—600

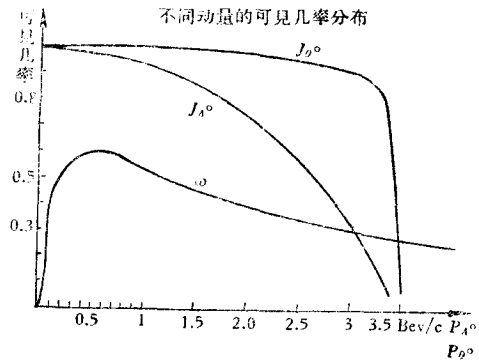


圖 15 不同動量 V^0 的可見幾率分布

表 3 乙組數據中 V^0 粒子分類

	總數 ^[1]	已經分類者			未能分類者			反常 ^[3]
		Δ^0	θ^0	成對出現	張角 $< 15^\circ$	Δ^0, θ^0 都合 ($\alpha-\epsilon$ 法)	其他原因 ^[2]	
Pb	96	31 (63.3)	23 (45.0)	4	13	6	15	8
Al	24	9 (17.4)	6 (10.8)	1	2	2	3	2

括號內為經過可見幾率修正後的數字。

- (1) 總數與表 1 略有不同。這裡我們沒有選用在最下面一塊鉛板中產生的 V^0 ，因為它們的探測幾率、照相質量都不相同，往往歧變較大，徑跡游離度也較難估計。
- (2) 這項包括的 V^0 大多數因為 V^0 徑跡質量不夠好而未能測量、計算、分析者；如徑跡向前後方向走者；如歧變大者；如 V^0 徑跡與其他徑跡重合者等。
- (3) 在反常項中真正屬於反常衰變的所佔比例不大，其中大部分誤差較大。有一些反常事例可能由產生點定錯而引起。

Mev/c 之內特多。 P_{θ^0} 的峯值較緩和，在 0.2—1 Bev/c 範圍內多，高能部分較 Δ^0 多。但是實際產生 Δ^0 的動量不會如圖 13 所示在高于 1 Bev/c 後就完全切斷

(ii) 产生角分布 Pb 中 Δ^0, θ^0 的产生角分布如图 16, 17. Δ^0, θ^0 的分布大致相同. 在向后方向 Δ^0 较多, 但并不显著. 甲组数据未统计在内, 总的趋势相同.

Al 中产生的 Δ^0, θ^0 也未统计在内. 8 个 Δ^0 中有 1 个向后 ($\theta > 90^\circ$). 6 个 θ^0 产生角都小于 60° .

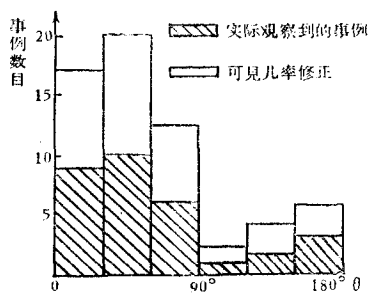


图 16 Pb 中 Δ^0 产生角分布

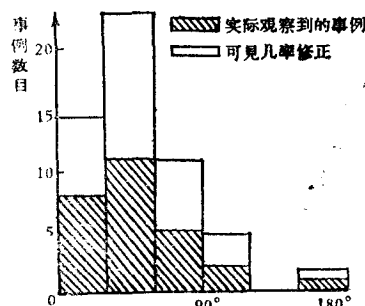


图 17 Pb 中 θ^0 产生角分布

(iii) 讨论 假如 Δ^0 与 θ^0 是在核作用时协同产生的, 而且只产生这二粒子, 并且角分布均匀, 则 Δ^0, θ^0 在实验室的平均动量应该相近. 高能量的 Δ^0 不应该比 θ^0 少. 从我们的实验数据来看, Δ^0 的动量显著较 θ^0 动量小, 角分布也是 Δ^0 向后的比 θ^0 向后的多. 因此可以推测产生机构并非完全均匀分布(即 S 波型), 而 Δ^0 向后多, θ^0 向前多. 与加速器所得结果相同^[20,21].

在我们的结果中 Δ^0 并不单纯, 一定有许多是 Σ^0 衰变后产生, 又有的是 Σ^\pm 与 Pb 核内核子作用产生, Δ^0 本身也可以在 Pb 核内散射, 所有这些效应都是使 Δ^0 的动量减低, 并且使角分布变得较平.

(4) 寿命 关于 Δ^0 与 θ^0 的寿命已经有许多工作发表. 最近的结果中 Δ^0 寿命有较大的分歧^[18].

我们用的计算方法如下: 设第 i 个粒子的可见几率为 w_i [参看第二节(6)及图 7]. N 个粒子衰变时间各为 t_i 的总几率应为

$$P = \prod_{i=1}^N e^{-t_i/\tau} \frac{\Delta t_i}{\tau} w_i,$$

由

$$\frac{\partial \ln P}{\partial \lambda} = 0 \text{ 得}$$

$$\bar{\tau} = \frac{\sum t_i}{N} + \frac{1}{N} \sum \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln w_i,$$

其中 $\lambda \equiv \frac{1}{\tau}$, $\bar{\tau}$ 为平均寿命. 标准误差

$$\frac{1}{(\Delta \lambda)^2} = \frac{-\partial^2 \ln P}{\partial \lambda^2} = N \bar{\tau}^2 + \sum \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \ln w_i.$$

由这样计算的结果, 我们对甲、乙二组数据综合得

$$\bar{\tau}_{(\Delta^0)} = (3.39^{+0.63}_{-0.44}) \times 10^{-10} \text{ 秒} \quad \text{共 62 事例,}$$

$$\bar{\tau}_{(\theta^0)} = (0.86^{+0.23}_{-0.16}) \times 10^{-10} \text{ 秒} \quad \text{共 42 事例.}$$

在計算過程中我們用了一個近似：即在最後求數字時 $e^{-L/\lambda}$ 中的 x 以 $\tau_0 P_{V^0}/M_{V^0} c$ 代入（因為指數中含有未知數 τ 時，數據無法求解）。 τ_0 取加速器中所得的數字^[47]， $\tau_{0(A^0)} = 2.77 \times 10^{-10}$ 秒， $\tau_{0(\theta^0)} = 0.95 \times 10^{-10}$ 秒。對平均壽命講， $\frac{1}{N} \sum \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln w_i$ 一項所佔比重約 10%，而 τ_0 與 $\bar{\tau}$ 之差對 Δ^0 及 θ^0 分別為 26% 及 10%；因此我們估計因為以 τ_0 代替指數中的 τ 引起的誤差小於 2—3%。對於所給的標準誤差中也有相當影響，誤差值可能有 10% 左右的錯誤。取用 τ_0 的方法並不是絕對的，選用我們自己的一次近似數值 $\frac{\sum t_i}{N}$ 也可以。

一般用雲室求壽命時都以 V^0 開始進入照明區的時間為零點計算。我們都以核作用發生點算起。原則上沒有多大區別。我們覺得在我們的情況下，自 V^0 真正開始誕生時算起比較好。

我們所得的壽命與以前實驗所得者相合^[18,22]。值得注意的是：宇宙綫實驗所得的結果 Δ^0 壽命幾乎都在 2.8×10^{-10} 秒以上；我們同實驗室的磁雲室所得的結果為 3.2×10^{-10} 秒^[23]。而加速器工作結果中有的相同，但是有的組求得的壽命竟低至 $(2.1-2.3) \times 10^{-10}$ 秒，而且統計事例數字都相當大；差別不能解釋為統計起伏^[18]。

(5) Δ^0 , θ^0 比例，對產生問題

乙組數據的詳細分類見表 3。Pb 中產生確定了的 Δ^0 31 個、 θ^0 23 個。 $N(\Delta^0):N(\theta^0) \sim 1.4$ 。加上可見几率修正後各為 63.3 及 45.0 個，其比例仍為 1.4。Al 板中產生確定了的 Δ^0 9 個、 θ^0 6 個。 $N(\Delta^0):N(\theta^0) = 1.5$ （加修正後為 1.6）。比例與 Pb 中產生的 V^0 相似。這個結果與古柏等^[5]所得不同。古柏等得 $N(\Delta^0):N(\theta^0)$ 在 Cu 與 C 中分別為 1 及 0.5。雖然我們所得到的數據數量少、統計起伏大，但是這結果說明 Pb, Al 中產生的 Δ^0 , θ^0 比例並無顯著分歧。這個結果比較容易理解。

我們的結果是 Δ^0 數目大於 θ^0 的數目，這和一些宇宙綫實驗相同，但和另一些實驗不同。如古甫達^[8]所得的結果與本研究室的磁雲室工作^[23]中都是 θ^0 的數目比 Δ^0 多。我們只選取了在雲室內 Pb, Al 板中產生的 V^0 事例，板子也比較薄，選擇的 V^0 能量比較低，因此相信我們的數據不應包括太大的偏差。

根據奇異數守恆的規律，超子應該和重介子協同產生。但是在宇宙綫的實驗中，成對出現的 V^0 事例很少，而 Δ^0 與 θ^0 的數目也不相等。這個現象可以用下面所講的方法解釋。

按照蓋爾曼“混合粒子”理論，中性重介子應分為短壽命 θ_1^0 及長壽命 θ_2^0 ；長壽命的 θ_2^0 在雲室中很少衰變，即使衰變也因為是三體衰變難於辨認。假設重介子產生時，帶電與中性的各佔一半（ K^+ 佔一半），則總共 4 個重介子中有一個 θ_1^0 。而衰變為正、負 π 介子的又只有其中的 86%^[24]。總的結果是產生 4.6 個重介子中有一個是按照可見的 θ^0 方式衰變。

Δ^0 的情況有些不同。超子中分 Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Λ^0 四種； Σ^0 又衰變成 Δ^0 。按照加速器的數據， Δ^0 的產生截面比 Σ^0 的截面還大一些^[21]。因此超子產生後有一大半作為 Δ^0 進入雲室。 Δ^0 中有 $1/3$ 按照 $\Delta^0 \rightarrow n + \pi^0$ 衰變，實驗上探測不出^[24]。因此平均來講，每產生 3 個超子就有一個以上可以看見的 Δ^0 進入雲室。這個比例與 θ^0 不同，其相差倍數為 1.5，恰好足以解釋 Δ^0 , θ^0 出現數目的差別。

上面敘述的理由並不嚴格，許多效應（如 Σ^+ 在核內作用產生 Δ^0 等）都沒有考慮進去。

但这样考虑定性地解释 Δ^0, θ^0 比数是可以接受的。

同样按照这个原理可以估计成对出现的几率。当我们看见一个 Δ^0 时, 应该同时有一个 K 介子产生, 照上面的推论, 这个 K 介子作为 $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 衰变的机会只有 $1/4.6$, 而这种衰变方式在云室中的可见几率平均为 0.50 (θ^0 可见几率的平均值为 0.50)。

假如这种推论合乎事实, 我们每看见 9.2 个 Δ^0 应该可以看到一次 Δ^0, θ^0 共同出现。实验结果如表 3。我们一共看到 40 个 Δ^0 , 共五次看到 Δ^0, θ^0 在同时产生, 比例约为 8 ± 4 , 与上面的可以符合。

其他一些宇宙线实验结果大体也相同, 即总的 V^0 数与成对出现的比例在 20 左右 (包括 Δ^0 及 θ^0)^[23, 25]。

(6) Pb 和 Al 中奇異粒子产生截面

如表 4 在 Pb 中共观察到 3842 个核作用与核散射。与此相应, 看到 31 个 Δ^0 事例。

表 4 观察到的核作用、核散射总数及相应的 V^0 数

	核作用与核 散射总数	强游离次粒 子总数 N_h	最低游离次 粒子总数 N_s	V^0 总数	已经分类的 V^0 事例	未分类的 V^0 事例	Δ^0	θ^0
Pb	3842	8924	5450	96	54	34	31(63.3)	23(45.0)
Al	1782	3197	2203	24	15	7	9(17.4)	6(10.8)

(1) 括号中为按可见几率修正后的事例数目。

(2) 无论核作用总数或 V^0 数目都不包括云室内最下面一块 Pb 板中的事例, 以避免发生偏差。

经可见几率修正后为 63.3 个。未分类的事例在 Pb 中占已分类事例的 63% 。我们又粗略地假设这些没有分类的事例中, Δ^0, θ^0 比例与已分类的 Δ^0, θ^0 比例相同。最后估计在 Pb 中, 一共应该产生 103 个 Δ^0 。核作用与核散射的截面应当与几何数值相同^[23] (我们所得 Pb, Al 中的核作用事例总数之比合乎几何截面之比), 即 1860 mb。这样得 Δ^0 的产生截面为 50 mb, 合每个粒子 0.24 mb; 可能误差为 $\pm 18\%$ 。

用同样的方法推算, 在同样的照相期间应该产生 θ^0 73.4 个。得 θ^0 的产生截面为 35.6 mb, 合每个核子 0.17 mb; 可能误差为 $\pm 21\%$ 。

Al 中产生的 V^0 中未分类的占已分类的 62.5% , 用同样的方法得出在这一个期间总共应该产生 Δ^0 28.3 个、 θ^0 17.5 个。Al 的几何截面为 478 mb。所以得 Δ^0 的产生截面为 7.6 mb, 合每个核子 0.28 mb; 可能误差约为 $\pm 33\%$ 。 θ^0 的产生截面为 4.7 mb, 合每个核子 0.17 mb; 可能误差约为 $\pm 41\%$ 。与 Pb 中所得完全符合。

由上面所得的数据看来, 无论 Pb 或 Al 所得 Δ^0, θ^0 的截面都与核子数成正比。与古柏等^[6]和布鲁门菲尔得等^[10]所得的结果不同。他们的结果中, θ^0 的产生截面并不与 Δ^0 核子数 A 成正比。

按照上节的考虑方法, θ^0 衰变仅为 K 介子中的 $1/4.6$ 。所以按照我们的数据考虑, K 介子的总产生截面为 0.78 mb/核子, 可能误差约为 $\pm 19\%$ 。对 Al, Pb 都适合。这个结果与加速器工作者符合。

(7) 奇異粒子佔核作用次級粒子的比例

由表 4 可见 Pb 和 Al 中所得的核作用与核散射总数及其次级粒子的总数。由这个

數據可得次級粒子與 V^0 的比例如下：

$$\begin{array}{ll} \text{Pb: } \frac{N_h}{N_{A^0}} = 86.5 & \frac{N_h}{N_{\theta^0}} = 122 \\ \frac{N_s}{N_{A^0}} = 53.0 & \frac{N_s}{N_{\theta^0}} = 74.3 \\ \text{Al: } \frac{N_h}{N_{A^0}} = 113 & \frac{N_h}{N_{\theta^0}} = 182 \\ \frac{N_s}{N_{A^0}} = 78.0 & \frac{N_s}{N_{\theta^0}} = 126 \end{array}$$

其中 N_h, N_s 分別代表強游離次級粒子和最低游離次級粒子的總數。

由動量分布中看 [第三節(3)] A^0 峯值為 0.4 BeV/c, 相當於 β 為 0.34; 而 β 為 0.34 的帶電粒子游離度約為 5.5 倍最低游離值。 θ^0 峯值在 0.6 BeV/c 附近, 相當於 β 為 0.78; 而 β 為 0.78 的帶電粒子游離度約為 1.3 倍最低值。由這個數值很容易引起注意, 因為按運動速度的觀點看來, A^0 粒子與強游離粒子即核子相當, 而 θ^0 與最低游離粒子即介子相當。假如按照這樣的觀點看, 似乎在不同的物質中, A^0, θ^0 出現的幾率應該分別和 N_h, N_s 成比例, 但是由實驗所得的結果否定了這一點。

由上面所給出的幾種比例數字來看, 無論由哪一種比例出發, Pb 核比 Al 核產生 A^0 或 θ^0 都較為有效, 相差約為 1.5 倍, 並不和 N_h 或 N_s 成比例。這說明在 V^0 的產生機構不這麼簡單。

曾經有人認為產生 V^0 的機構主要是依靠第一次核作用產生的 π 介子, 由這些 π 介子在同一個原子核內產生 V^0 (實驗已經肯定 π 介子比核子更容易產生奇異粒子)^[21, 27]。這種看法可以解釋為什麼 Pb 核比 Al 核更容易產生奇異粒子 (從 V^0 佔次級粒子的比重看)。這種看法也比較合乎 V^0 粒子產生截面與原子數成比例而不與幾何截面成比例的結果。

(8) 產生奇異粒子的核作用大小

把所有的核作用大小進行統計平均。取 \bar{n}_h 為平均每個核作用發出強游離粒子數, \bar{n}_s 為最低游離粒子數。得到的結果為

$$\begin{array}{l} \text{Pb} \left\{ \begin{array}{ll} \text{所有核作用平均} & \bar{n}_h = 2.5 \quad \bar{n}_s = 1.5 \\ \text{有 } V^0 \text{ 的核作用平均} & \bar{n}_h = 3.0 \quad \bar{n}_s = 1.6 \end{array} \right. \\ \text{Al} \left\{ \begin{array}{ll} \text{所有核作用平均} & \bar{n}_h = 1.8 \quad \bar{n}_s = 1.3 \\ \text{有 } V^0 \text{ 的核作用平均} & \bar{n}_h = 2.0 \quad \bar{n}_s = 1.5 \end{array} \right. \end{array}$$

從上述平均數字看, 產生 V^0 的核作用比所有核作用平均所得稍大, 但並不顯著。 V^0 粒子本身未統計在內, 若統計在內, 至少應增加次級數目 2。從這些數字至少可以看出: 入射粒子能量對 V^0 產生截面影響不很顯著。這點和過去的實驗完全相同。

由核作用次級粒子數目估計, 在我們的實驗中, 產生 V^0 的核作用能量約為 2—5 BeV 的範圍內。

四. 結 語

总结上述結果,虽然数据不够多,但可以定性地給出下面几条: 1. 質量中心系中, Δ^0 , θ^0 的衰变角分布以及产生面与衰变面的关联角分布都合乎均匀分布. 沒有說明 Δ^0 , θ^0 自旋大于 $1/2$ 的跡象. 2. 由 Pb 中产生的 Δ^0 , $|\bar{P}\gamma|=0$, 定不出宇称不守恒不对称系数, 可能 Δ^0 在 Pb 核中出来时已經退极化了. Al 中出来的 Δ^0 衰变 ζ 角有不对称現象, 但数据太少. 3. 由动量分布和产生角分布的情况看, 在产生 K 介子与超介子对时, 超子多向后去, 4. 得平均寿命: $\bar{\tau}_{\Delta^0} = (3.39 \pm 0.68) \times 10^{-10}$ 秒, $\bar{\tau}_{\theta^0} = (0.86 \pm 0.26) \times 10^{-10}$ 秒. 5. 得 $N_{(\Delta^0)}$: $N_{(\theta^0)} \sim 1.4$, Pb 及 Al 中結果相似. 可以用协同产生, 而超子、 K 介子中 Δ^0 , θ^0 佔不同比例解釋. 用同样的方法也可以解釋成对出現为什么特別少. 6. 估計整个奇異粒子的产生截面約为 0.8 mb/每核子. 对 Pb, Al 都相同. 7. Pb 核作用的次級粒子中, V^0 所佔比例較 Al 核作用中所佔比例大. 似乎重原子核对 V^0 的产生更为有效. 8. 产生截面随能量的改变不大.

我們研究的核作用能量估計在 2—5 Bev 範圍內. 高能加速器的粒子能量已經超过这个範圍. 因此想象起来, 我們得到的結果应该不会超出加速器工作之外, 而实际結果与加速器工作所得結果相符. 但是精确度和統計数字則比加速器实验所得相差甚远. 以后在这个能量範圍內的宇宙綫奇異粒子工作可以考虑减少.

本实验先后由王淦昌、張文裕先生負責指导. 蕭健先生、霍安祥同志等經常参加討論.

参 考 文 献

- [1] 王淦昌、蕭健、郑仁圻、呂敏, 物理学报, **11** (1955), 493; 郑仁圻、呂敏、蕭健、王淦昌, 物理学报, **12** (1956), 376; 王淦昌、呂敏、郑仁圻, 科学记录, **1** (1957), 21.
- [2] Podolanski, Armenteros, *Phil. Mag.* **45** (1954), 13; Gayther, *Phil. Mag.* **45** (1954), 570.
- [3] Leighton, Wanlass, Anderson, *Phys. Rev.* **89** (1953), 148.
- [4] Gell-Mann, Rosenfeld, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* (1957), 407.
- [5] Cooper, Filthuth, Montanet, Newth, Petrucci, Salmeron, Zichichi, *Nuovo Cimento* **8** (1958), 471.
- [6] Bridge, Peyrou, Rossi, Safford, *Phys. Rev.* **91** (1953), 362.
- [7] Fretter, May, Nakada, *Phys. Rev.* **89** (1953), 168.
- [8] Gupta, Chang, Snyder, *Phys. Rev.* **106** (1957), 141.
- [9] Leipuner, Adair, *Phys. Rev.* **109** (1958), 1358.
- [10] Blumenfeld, Chinowsky, Lederman, *Nuovo Cimento* **8** (1958), 298.
- [11] Fowler, Shutt, Thorndike, Whittemore, *Phys. Rev.* **98** (1955), 121.
- [12] Walker, Shephard, *Phys. Rev.* **101** (1956), 1810.
- [13] Budde, Chretien, Leitner, Samios, Schwartz, Steinberger, *Phys. Rev.* **103** (1956), 286.
- [14] Deutschmann, Cresti, Greening, Guerriero, Loria, Zago, *Nuovo Cimento* **8** (1956), 566.
- [15] Eisler, et al., *Nuovo Cimento* **7** (1958), 222.
- [16] Lee, Steinberger, Feinberg, Kabir, Yang, *Phys. Rev.* **106** (1957), 1367 [物理譯报, **5** (1958), 323].
- [17] Eisler et. al, *Phys. Rev.* **108** (1957), 1353. [物理譯报, **5** (1958), 412].
- [18] Glasser, 1958 Annual International Conference on High Energy Physics, 265.
- [19] 陈中謨、何祥麻、洗鼎昌、朱洪元, 科学记录, **3** (1959), 31.
- [20] Walker, Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics **4** (1958), 73.
- [21] Steinberger, 1958 Annual International Conference on High Energy Physics, 147.
- [22] Thompson, Progress in Cosmic Ray Physics, **3** (1956), 253 [物理譯报, **4** (1957), 195].
- [23] 霍安祥, 本期第 219 頁.

- [24] Eisler, Plano, Samios, Schwartz, Steinberger, *Nuovo Cimento* 5 (1957), 1700.
 [25] Trilling, Leighton, *Phys. Rev.* 104 (1956), 1703.
 [26] 吕敏, 科学记录 3 (1959), 58
 [27] Orear, Proceedings of Annual Rochester Conference, V-16 (1957).

A STUDY OF Λ^0 AND θ^0 PARTICLES PRODUCED IN Pb AND Al

LÜ MIN CHENG JEN CHI LI HO NIAN

(*Institute of Atomic Energy Research, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Two experiments on V^0 particles were carried out with a multiplate cloud chamber during 1955—1957. A total of 550 V^0 particles have been found. 67 Λ^0 and 44 θ^0 particles are classified according the α - ϵ method. Of them 58 Λ^0 and 38 θ^0 were produced in Pb, 9 Λ^0 and 6 θ^0 were produced in Al. The following results have been obtained: (1) The decay angle in the center of mass system of Λ^0 or θ^0 is uniformly distributed. The correlation angle between the production plane and the decay plane is distributed also uniformly. No information can be obtained that the spin of the V^0 particles are larger than $1/2$. (2) No asymmetry of angular distribution is seen thus showing nonconservation of parity for the decays of the Λ^0 particles produced in Pb. For Λ^0 produced in Al some indication of asymmetry is noted. (3) The hyperon tends to go backward in the associated production process from the consideration of the momentum spectrum and production angular distribution. (4) The following lifetimes are obtained:

$$\tau_{\Lambda^0} = (3.39^{+0.63}_{-0.44}) \times 10^{-10} \text{ sec}, \tau_{\theta^0} = (0.86^{+0.23}_{-0.16}) \times 10^{-10} \text{ sec}.$$

(5) $N_{(\Lambda^0)} : N_{(\theta^0)} = 1.4$. (6) The total cross section for strange particle production is estimated to be of the order of 0.8 mb/nucleon, both for Pb and Al. (7) The Pb nucleus is more effective than the Al nucleus for producing a V^0 particle, when we consider the percentage of the V^0 with respect to the total number of secondary particles.