

高能带电粒子直接产生电子对*

王 傲 李鹤年 簡而智 蕭 健

提 要

本文叙述利用场强为 6200 高斯的磁云室, 对级联簇射中的能量大于 30 兆电子伏的电子在铝中直接产生电子对的平均总截面进行了测量。实验上总共找到真正由电子产生的电子三岔 8.1 个, 相应于三岔产生的平均自由路程为 672 ± 585 厘米或平均总截面为 $(0.25 \pm 0.22) \times 10^{-25}$ 厘米²。在数据处理中, 对假三岔数目的除去作了应有的适当考虑。此外对 Bhabha^[8] 及 Murota^[11] 等的总截面公式也作了适合于我们实验具体情况的修正, 并算出总截面值, 最后将它同实验值作了比较。结果我们认为实验上测得的值和 Murota 等的总截面值较为接近, 但也不与 Bhabha 的截面值矛盾。

一、引 言

高能带电粒子同核库伦场相互作用时, 按电磁作用理论可以产生一对正负电子。现象本身包括一个入射相对性带电粒子(在我们实验中是电子)径迹和三根放射出来的带电粒子径迹(如图 1)。一般将此现象简称为三岔。

在宇宙线中已有不少利用乳胶来研究三岔的工作^[1-7]。这些工作都是研究被电子引起的三岔, 并且入射电子的能量在 1 亿电子伏—1000 亿电子伏范围内。在这能量区域内三岔产生的总截面值, 不同作者所得到的结果不尽与 Bhabha^[8] 的理论截面相一致。例如 Kaplon 和 Koshiba^[1] 及 Naugle 和 Frier^[2] 在乳胶中得到当入射电子能量在 20 亿电子伏—1000 亿电子伏时, 实验上的结果比 Bhabha、Racah^[9] 等的理论值至少要大 2 倍。Block^[4] 等也从乳胶实验中得到在入射电子能量为 1 亿电子伏—100 亿电子伏时, 实验上测定的值和 Bhabha (或 Racah) 的理论值相符合。对实验和理论间存在差异的原

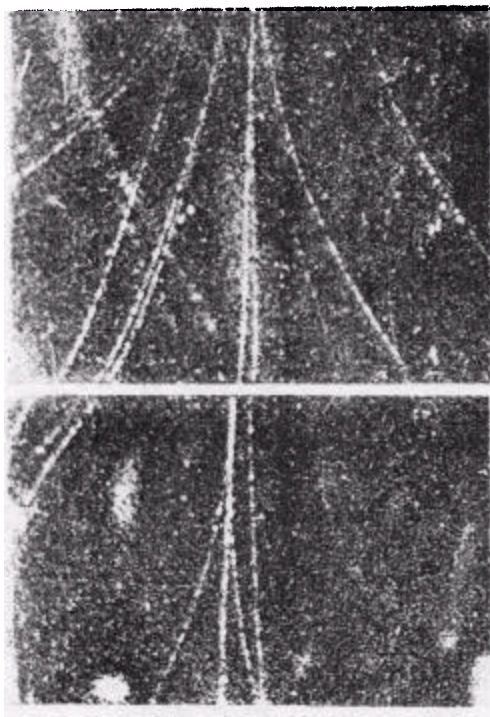


图 1 电子三岔照片

* 1961 年 3 月 17 日收到。

因,一般认为主要是:(1)对假三岔的处理不当;(2)实验中的系统误差导致对入射电子能量的估计过低. 近来 Туманян^[7] 利用了用 Monte Carlo 方法计算假三岔的结果^[10]来处理假三岔,得到入射电子能量在 10 亿电子伏—1000 亿电子伏间时,三岔产生截面和 Murota^[11] 等的理论计算值相符. 但在 1 亿电子伏—10 亿电子伏的能量范围内,实验值又小于 Murota 等的理论值;但他们认为这差别可能是由于 Murota 等的计算结果不能用到能量在 10 亿电子伏以下的情况所致.

我们利用一个带有磁场的云室,对级联簇射中能量大于 30 兆电子伏的电子在铝片中产生三岔的截面作了测量. 在数据的处理中,对假三岔的除去也作了应有的适当处理. 并把结果同 Bhabha 截面和 Murota 等的截面作了比较.

二、实验安排和事例选取标准

实验仪器是装置在海拔 3184 米的高山实验室的 $30 \times 30 \times 10$ 厘米³ 的磁云室,磁场强度为 6200 高斯. 在云室中装有 0.15 厘米厚的铝片一块作为电子产生三岔的产生物. 实验的总体安排如图 2 所示,在云室上面 5 厘米处放有厚 0.5 厘米铅板一层,铅板下面放一排 G-M 计数管,紧靠云室下面放第二排 G-M 计数管,在这排计数管下放 8 厘米铅,铅下面再放第三排计数管. 三排计数管的选择要求是:第一排 $A \geq 1$;第二排 $B \geq 2$;第三排 $C \geq 2$,在一部分实验过程中

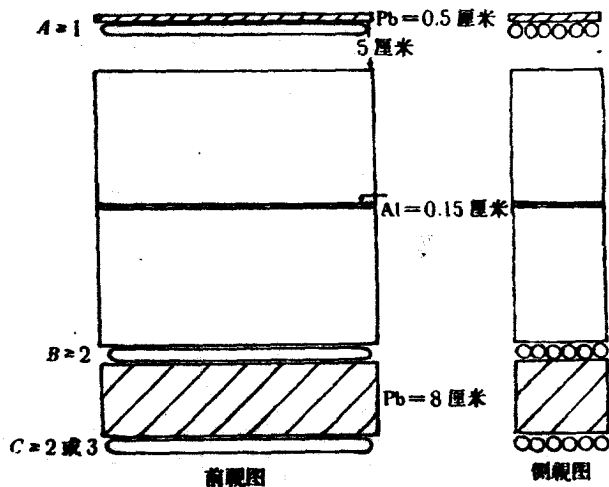


图2 实验安排图

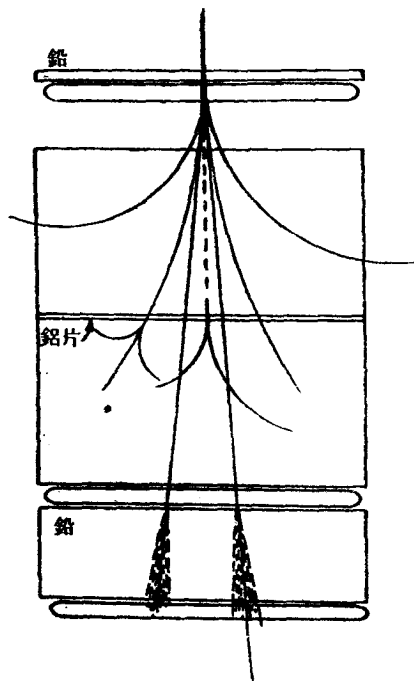


图3 高能电子簇射,三岔的产生,光子转化为电子对等图象,虚线表示光子的径迹

曾选择 $C \geq 3$. 当一个高能电子或光子在云室上 0.5 厘米铅层中形成的级联簇射若使各排计数管满足 $A \geq 1$; $B \geq 2$; $C \geq 2$ 或 3 时,则三路符合形成的脉冲触动控制云室工作的电子学线路进行事例照相. 由于云室下面放有 8 厘米铅,因而计数管系统所选择的入射到 0.5 厘米铅内的初始电子或光子的能量估计在 80 亿电子伏以上. 关于所产生的事例图画如图 3 所示. 在这样的实验安排下总共照了 20000 对立体照片.

在获得的 20000 对照片中,除了寻找在铝片中产生的三岔事例外,为了数据分析的需要,也还寻找光子在铝片中转化的电子对。当选取事例时,我们采取了下面的选取标准:

(1) 三岔或光子电子对要求是由级联簇射中的电子或光子产生。

(2) 三岔或电子对的产生点与铝片下面的距离小于 2 毫米;如超过 2 毫米则将它列为属于在气体中产生的事例。

(3) 在铝片上以三岔或电子对的产生点为圆心以 $r = 2$ 毫米为半径的圆内,除三岔或电子对的径迹外,没有任何其他径迹穿过铝片。

(4) 每根三岔或电子对的径迹的曲率半径必须大于 2.5 厘米,这相当于动量大于 4.5 兆电子伏/c,否则可能由于能量过低在受磁场偏转后而绕回到产生点附近以致看不清产生点。

(5) 三岔的三个次级粒子当从铝片射出时要求它们是在一个半长轴为 2 毫米(沿照象的方向)半短轴为 1 毫米(垂直于照象的方向)的椭圆面内:这椭圆的面积也就是我们实验上观察时的不可分辨范围。

应用上述的选取标准,共找到簇射电子在铝片中产生的三岔 29 个,簇射光子在铝片中转化的电子对 503 个(如图 4),其中能量大于 30 兆电子伏的有 420 个。

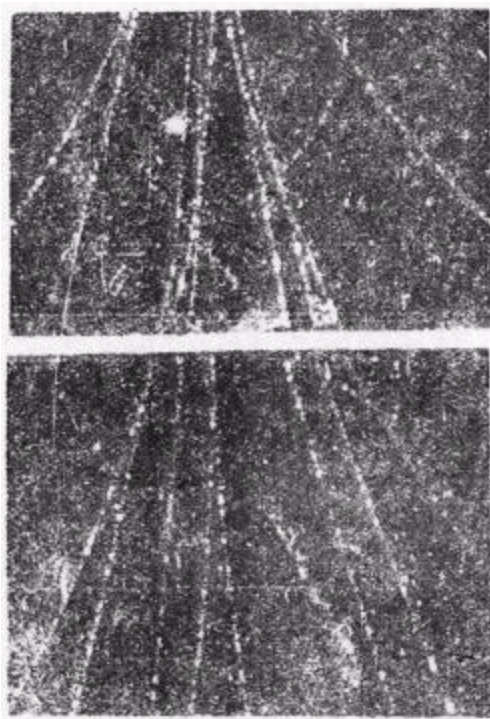


图 4 簇射光子转化的电子对照片

三、三岔的理论截面及应用

(1) Bhabha 公式^[8]及 Block^[4] 等的修正

Bhabha 在 1935 年应用和 Williams-Weizsäcker 方法中所作的假设一样,把产生三岔的电子看作一个以匀速 v 沿直线方向运动的经典粒子,把靶粒子的场当作经典场考虑。在这样的处理下得到了关于三岔产生的二次微分截面公式

$$d^2\phi(E, E_+, E_-) = \frac{8}{\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137} \right)^2 \frac{E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-}{(E_+ + E_-)^4} \times \\ \times \ln \frac{k E_+ E_-}{(E_+ + E_-) m c^2} \ln \frac{k' E}{E_+ + E_-} dE_+ dE_-, \quad (1)$$

(1)式中 k 和 k' 是数量级为 1 的二个常数, E_+ , E_- 分别代表被产生的三岔中的正负电子的能量, Z 是靶核的原子序数, r_0 电子的经典半径, E 和 m 是入射粒子的能量和质量, 然后 Bhabha 又以新变量 $E_T = E_+ + E_-$ 代入(1)式,再对变量 E_- 从 mc^2 至 E_T 积分,对

E_T 从 $2mc^2$ 至 $E - 2mc^2$ 积分, 最后略去 $\left(\frac{E}{mc^2}\right)$ 的低次项得到在不考虑屏蔽作用下的总截面式子:

$$\phi_I(E) = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137}\right)^2 \ln^3 \left(\frac{kE}{mc^2}\right). \quad (2)$$

由于那些比 $\ln^3 \left(\frac{E}{mc^2}\right)$ 低的各次项均被略去, 因而 (2) 式只适用于当产生三岔的入射粒子能量比其本身的静止能量大得多的情况; 这也就限制了它的适用范围是在高能区域.

为了使 Bhabha 公式也能表达出在入射粒子能量较低时的三岔产生情况, Block^[4] 等对 Bhabha 公式作了一些修正. 他们从 (1) 式开始重新进行积分, 所用的积分限仍和 Bhabha 原始用的一样, 不过在式子里保留了 Bhabha 在运算时所略去的那些低次项. 经过这样的修改后, 再在最后的結果中以 $k = k' = 1$ 代入, 即得到下面的总截面式子:

$$\begin{aligned} \phi_I(E) = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137}\right)^2 & \left[\ln^3 \left(\frac{E}{mc^2}\right) - \frac{44}{7} \ln^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right) + \left(\frac{54}{7} + \frac{88}{7} \ln 2 - 3 \ln^2 2\right) \right. \\ & \left. \ln \frac{E}{mc^2} - \frac{54}{7} - \frac{54}{7} \ln 2 - \frac{44}{7} \ln^2 2 + 2 \ln^3 2 + \dots \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

(2) Murota, Ueda, Tanaka 公式^[11]

Murota 等应用 Feynman-Dyson 方法同时把带电的靶粒子当作固定的库伦场处理, 得到了在不计及屏蔽作用时的三岔产生的二次微分截面式子, 即

$$\begin{aligned} d^2\phi_I(E, E_+, E_-) = \frac{4}{\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137}\right)^2 & (E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-) \\ & \times \left[\ln \frac{2kE_+ E_-}{(E_+ + E_-)mc^2} \right] \left[\ln \frac{E^2}{E_+ E_-} \right] \frac{dE_+ dE_-}{(E_+ + E_-)^4}. \quad (4) \end{aligned}$$

和前面步骤相似, 仍对变量 E_- 从 $E_- \cong mc^2$ 至 $E_- \cong (E_T - mc^2)$ 积分, E_T 从 $E_T \cong 2mc^2$ 至 $E_T \cong (E - 2mc^2)$ 积分, 最末得到总截面式是

$$\phi_I(E) = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137}\right)^2 \left[\frac{7}{9} \ln^3 \left(\frac{E}{mc^2}\right) - c_1 \ln^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right) + c_2 \ln \left(\frac{E}{mc^2}\right) \right]. \quad (5)$$

(5) 式中 $c_1 = \frac{4}{3} \ln k - 0.85 \approx -0.85$, $c_2 = 20.81 - \frac{14}{3} (\ln \beta_1)^2 - \frac{62}{9} \ln k + \frac{28}{3} \ln \frac{3}{4} \ln \beta_2 \lesssim 20.81$, c_1 及 c_2 中之 k 为数量级为 1 的常数, β_1 及 β_2 是由积分限所决定的二个常数, 它们的数值均近似等于 1.

(3) Bhabha 和 Murota 公式的应用

上述各个理论计算得到的总截面公式还不能直接用来和我们的实验比较. 因为我们实验中事例的选取标准是要求电子对中的正负电子的动量都大于 4.5 兆电子伏/c, 因此在计算总截面时运算步骤虽然相同, 但积分限应改为 E_- 从 $10mc^2$ 至 $E_T - 10mc^2$ 积分; E_T 从 $20mc^2$ 至 $E - 20mc^2$ 积分. 用这样的积分限重新积分 (1) 式, 并保留 $\left(\frac{E}{mc^2}\right)$ 的低次项, 得到总截面为

$$\phi_I(E) = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137}\right)^2 \left[\ln^3 \left(\frac{E}{mc^2}\right) - 6.3 \ln^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right) + 3.38 \ln \left(\frac{E}{mc^2}\right) + \right.$$

$$+ 28.2 - 200 \left(\frac{mc^2}{E} \right) + 654 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 - 1970 \left(\frac{mc^2}{E} \right) + \dots \Bigg], \quad (6)$$

(6)式即是适合我們具体实验情况的 Bhabha 的三岔产生总截面公式。此式和 Block 等修正后的公式相似。

同样地我們也将 Murota 等的二次微分截面 [(4)式] 按 E_+ 从 $10mc^2$ 至 $E_+ = 10mc^2$ 及 E_- 从 $20mc^2$ 至 $E_- = 20mc^2$ 重新积分, 并且也保留那些低次项, 结果得到总截面是

$$\begin{aligned} \phi_T(E) = & \frac{4}{3\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137} \right)^2 \left[\frac{7}{9} \ln^3 \left(\frac{E}{mc^2} \right) - 0.827 \ln^2 \left(\frac{E}{mc^2} \right) + \left\{ 19.1 + 2860 \left(\frac{mc^2}{E} \right) - \right. \right. \\ & - 9390 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 - 2020 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^3 + \dots \Bigg] \ln \frac{E}{mc^2} + 42.7 - 337 \left(\frac{mc^2}{E} \right) + \\ & + 3590 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 - 9380 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^3 + \dots \Bigg]. \quad (7) \end{aligned}$$

往后在本文中凡提到 Bhabha 截面和 Murota 截面时均指(6)及(7)式所给出的总截面。

此外(6)、(7)二式是对具有单一能量 E 的初级电子而言, 实际上级联簇射中的电子是具有能谱分布。在实验数据不太充裕情况下, 还须以按电子能谱求得的平均总截面 $\bar{\phi}_T$ 来和实验结果比较。

用我們实验中实际得到的电子微分能谱: $dN_e(E) = cE^{-2}dE$ 并令 $E_{min} = 30$ 兆电子伏(能谱的求得和 E_{min} 的确定见下章), $E_{max} = \infty$ 代入下式:

$$\bar{\phi}_T = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi_T(E) E^{-2} dE \Bigg/ \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-2} dE, \quad (8)$$

对三岔产生物为铝时得出下面的结果:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\phi}_T(\text{Bhabha}) &= 0.0553 \times 10^{-25} \text{厘米}^2, \\ \bar{\phi}_T(\text{Murota}) &= 0.224 \times 10^{-25} \text{厘米}^2. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

四、实验数据处理和结果

平均总截面 $\bar{\phi}_T$ 与平均自由路程 λ_T 之间有 $\bar{\phi}_T = \frac{1}{N\lambda_T}$ 的关系, N 是三岔产生物质中每厘米³内的原子数, 而平均自由路程又由 $\lambda_T = \frac{N_e d}{N_T}$ 决定, N_e 为实验中贯穿铝片的电子总数; N_T 是电子在铝片中所产生的三岔总数; d 是铝片厚度。此外为了求出前述各个理论上的 $\bar{\phi}_T$ 值, 还须知道产生三岔的电子(即簇射电子)能谱。因此下面我们分别叙述簇射电子能谱, 电子总数 N_e 和三岔总数 N_T 的求得, 以及最终如何得到 λ_T 和 $\bar{\phi}_T$ 。

(1) 簇射电子能谱

按照级联簇射理论^[12]当入射辐射具有能谱时, 在同一深度处簇射中的光子和电子的能谱与入射能谱相同。虽然宇宙线中的电子和光子的能谱已不少实验结果发表, 例如周长宁^[13]等在海拔 3400 米测得电子的能谱为 $N_e(>E) \propto E^{-1.5 \pm 0.2}$, 光子的能谱为 $N_\gamma(>E) \propto E^{-1.6 \pm 0.2}$, Дайон^[14]在海拔 3200 米测得电子能谱也是 $N_e(>E) \propto E^{-1.5 \pm 0.2}$ 。但我们的实验安排对能量高的初始电子或光子要比对能量低的初始电子或光子的选择效率大, 因此, 观测到的电子和光子能谱应比上述的能谱平缓些。

我們利用实验上得到的并且可以准确测量到能量的簇射光子在鋁片中轉化的电子对 362 个, 逐个地测出它們的能量, 把测得結果用最小二乘法处理, 使适合 $N_T(>E) \propto E^{-\gamma}$ 形式来定出簇射光子能譜. 这样求得的 γ 最好值为 $\gamma = 1.0 \pm 0.05$ (图 5). 然后取級联

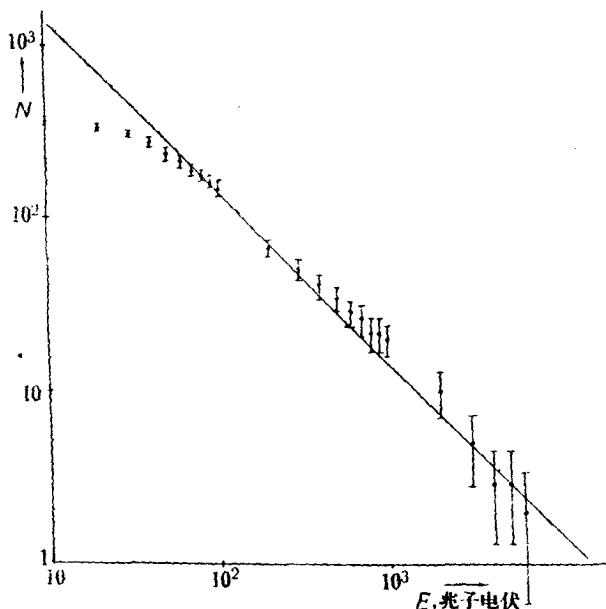


图 5 簇射光子(或电子)能譜

簇射中电子能譜和光子能譜相同, 所以电子微分能譜也即是

$$dN_e(E) = CE^{-2}dE, \quad (10)$$

(2) 貫穿鋁片的电子总数

由于磁場使电子径迹弯曲, 能量过小的电子, 在进入云室后就可能被偏轉而不能射达鋁片. 我們取能量相当于垂直入射的电子在被磁場弯曲后其径迹正好和鋁片相切作为貫穿鋁片的电子的能量的下限. 这下限的能值为 30 兆电子伏.

应用“*A*”近似計算能量在 100 亿电子伏—1000 亿电子伏的初始电子或光子在 1.5 幅射长度下 (相当于我們实验中云室上的鉛和銅框的总幅射长度) 所产生的能量大于 30 兆电子伏的电子和光子的数目說明, 在这样的簇射中电子数和光子数很接近. 因之我們假設在我們的实验里級联簇射中能量大于 30 兆电子伏的电子数和光子数相等. 实验中观测到能量大于 30 兆电子伏的簇射光子在 0.15 厘米的鋁片中轉化为电子对的数目是 420 个, 利用关系式

$$N_T = \frac{\lambda_p N_p}{d}, \quad (11)$$

得到 $N_T(E_T > 30 \text{ 兆电子伏}) = 35300$; (11) 式中的 λ_p 为鋁的光子轉化长度, N_p 为观察到的电子对数, d 为鋁片厚度. 因之, 貫穿鋁片的电子总数为: $N_e(E_e > 30 \text{ 兆电子伏}) = 35300$.

我們又任意选取 6 捲照片, 在 6 捲中共找到級联簇射 770 个, 直接数它們的电子数得到貫穿鋁片的电子总数为 5627, 能量在 30 兆电子伏以上的簇射光子在鋁片中轉化的电

子对 63 个。由此数值求得 $N_r(E_r > 30 \text{ 兆电子伏}) = 5300$ 和 $\frac{N_e}{N_r} = 1.06$, 于是相应于 420 个光子电子对的电子总数应是 37300。

我們取上二个数的平均值 36300 作为貫穿鋁片的电子总数。

在上述的 6 捲照片中找到了 770 个簇射, 同时也找到能量大于 30 兆电子伏的电子对 63 个。因之, 相应于电子对总数为 420 时, 即在整个实验中, 总的級联电子簇射数应是 5138。

(3) 假三岔的处理及三岔总数的求出

观察到的在鋁片里出現的 29 个三岔中, 还包括那种不是直接由电子产生的假三岔在内。求三岔产生的总截面时, 必須將这部分从中減去。

在我們的实验中假三岔有如下二个来源: (1) 进入云室的級联簇射中的光子, 如果在它穿过鋁片时轉化成电子对, 而且在其轉化点的附近 (即在实验上的不可分辨的范围内), 正好同时有一个簇射电子穿过鋁片, 这种情况将被誤认为三岔事例 (图 6); (2) 級联簇射

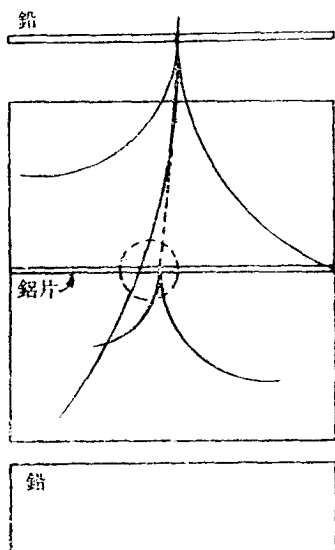


图 6 偶然符合成假三岔

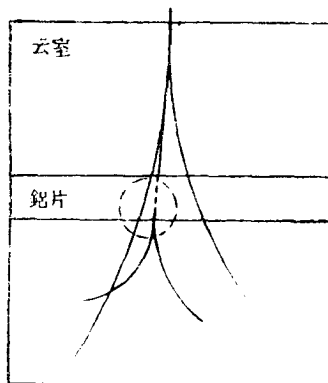


图 7 間接产生的假三岔

中貫穿鋁片的电子, 如果当它穿过鋁片时輻射出一个光子, 并且这光子又就在鋁片中轉化为电子对, 这种情况也将被誤认为三岔事例 (图 7)。我們称前一种情况为偶然符合假三岔, 后一种为間接产生的假三岔。下面分別加以討論:

A) 偶然符合假三岔

如果能知道簇射光子和电子貫穿鋁片时在鋁片上的密度分布函数, 就不难求出偶然符合三岔数。

为此, 我們測量 269 个其能量大于 10 兆电子伏的光子电子对的轉化点对其簇射軸的距离 r , 发现这些电子对的密度分布很好地适合

$$\rho = ke^{-1.84\sqrt{r}}, \quad (12)$$

这也应该即是每个平均簇射中光子的密度分布。我們假定电子的密度分布在不考虑磁場

影响下也具有和光子相同的分布。用本章 §(2) 中的簇射数、光子数和电子数来决定规格化常数 k 后, 得到每个平均簇射的光子和电子的密度分布分别为

$$\left. \begin{aligned} \rho_\gamma &= 5.61 e^{-1.84\sqrt{r}}, & (E_\gamma > 10 \text{ 兆电子伏}) \\ \rho_e &= 1.87 e^{-1.84\sqrt{r}}, & (E_e > 30 \text{ 兆电子伏}) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

因之, 每个平均簇射中的偶然符合假三岔数为(如图 8)

$$n = 2\pi \int_0^\infty s \rho_\gamma \rho_e \frac{d}{\lambda_\gamma} r dr = 2.69 \times 10^{-3}, \quad (14)$$

(14) 式中 λ_γ 为铝的辐射长度, s 为实验上不可分辨的椭圆形面积。(14) 式实际的积分范围(如图 9), 我们总共观察到 5138 个簇射, 则偶然符合的假三岔总数为 13.8.

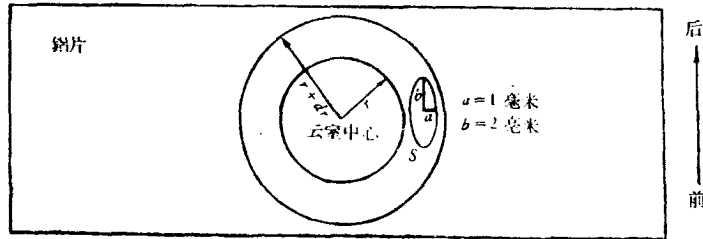


图 8 每个平均簇射中的偶然符合假三岔数的计算区间

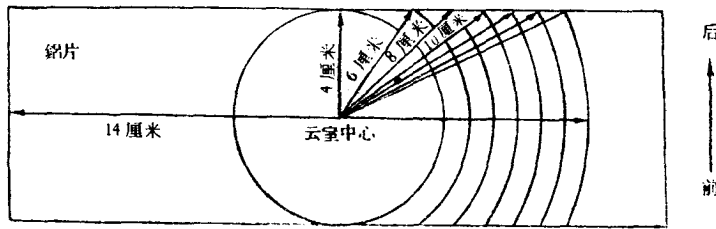


图 9 计算偶然符合产生的假三岔时的实际积分范围

B) 间接产生的假三岔

一个能量为 E 的电子穿过厚度为 d 的铝片 ($d \ll \lambda_\gamma$) 辐射出一个能量大于 E_0 的光子, 而且这光子又就在铝片中转化为电子对(如图 9)的几率应为

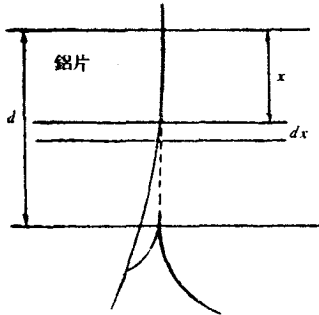


图 10 间接产生假三岔的计算示意图

$$\varphi(E) = \int_0^d \int_{E_0}^E \frac{d-x}{\lambda_p \lambda_\gamma} \frac{dE' dx}{E'} = \frac{1}{2} \frac{d^2}{\lambda_p \lambda_\gamma} \ln \frac{E}{E_0}, \quad (15)$$

对于具有微分能谱为 $E^{-2} dE$ 的簇射电子, 其平均几率为

$$\bar{\varphi} = \frac{\int_{E_{\min}}^\infty \phi(E) E^{-2} dE}{\int_{E_{\min}}^\infty E^{-2} dE}, \quad (16)$$

在我们的实验中, $d = 0.15$ 厘米, $E_0 = 10$ 兆电子伏, $E_{\min} = 30$ 兆电子伏代入上式后得到 $\bar{\varphi} = 1.94 \times 10^{-4}$. 因而对

36300 个贯穿铝片的电子而言, 将应出现 7.1 个间接产生的假三岔.

(4) 三岔产生的平均自由路程 λ_r 和平均总截面 $\bar{\phi}_r$

总和(3)节中(A)和(B)的结果, 应从 29 个三岔中减去 20.9 得到真正由级联簇射的电子产生的三岔 8.1 ± 7.05 个. 由此求得 λ_r 及 $\bar{\phi}_r$ 各为

$$\left. \begin{aligned} \lambda_r &= \frac{Ncd}{N_r} = 672 \pm 585 \text{ 厘米}, \\ \bar{\phi}_r &= \frac{1}{N\lambda_r} = (0.25 \pm 0.22) \times 10^{-20} \text{ 厘米}^2. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

五、讨 论

从实验结果得到的三岔产生的总截面看来, 在误差范围内是和 Murota 等的理论结果较为接近, 但与 Bhabha 的截面也不矛盾. 在这类实验中, 如何安排实验以减少假三岔出现的几率以及如何正确处理假三岔是主要的困难. 另外在我们计算偶然符合的假三岔时, 没有计及磁场对电子密度的分布的影响. 事实上, 在计及磁场影响后, 电子对于簇射轴的密度分布比光子的应稀一些, 因而, 偶然符合的假三岔数目应比 IV. 3, (A) 计算得到的少. 由于我们所得到的三岔总数少, 没有进一步考虑这影响.

参 考 文 献

- [1] M. Koshiba, M. F. Kaplon, *Phys. Rev.*, **97** (1955), 193.
- [2] J. E. Naugle, P. S. Frier, *Phys. Rev.*, **92** (1953), 1086.
- [3] M. Koshiba, M. F. Kaplon, *Phys. Rev.*, **100** (1955), 327.
- [4] M. M. Block, D. T. King, W. W. Wada, *Phys. Rev.*, **96** (1954), 1627.
- [5] M. M. Block, D. T. King, *Phys. Rev.*, **95** (1954), 171.
- [6] H. Fay, *Nuovo Cim.*, **5** (1957), 293.
- [7] В. А. Туманян, *ЖЭТФ*, **38** (1960), 264.
- [8] H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc.*, **A152** (1935), 559.
- [9] G. Racah, *Nuovo Cim.*, **14** (1937), 93.
- [10] В. А. Туманян, Г. С. Столярова, А. П. Мятакова, *ЖЭТФ*, **37** (1959), 355.
- [11] T. Murota; A. Ueda, H. Tanaka, *Prog. theor. Phys.*, **16** (1956), 428.
- [12] Rossi, *High Energy Particle* (1952).
- [13] C. N. Chou; Marcel Schien, *Phys. Rev.*, **98** (1955), 162.
- [14] М. П. Дайон, *ЖЭТФ*, **33** (1957), 1166.

THE DIRECT PRODUCTION OF ELECTRON PAIRS BY HIGH ENERGY CHARGED PARTICLES

WANG AO, LI HO-NIAN, CHEN ER-CHIH, HSIAO CHEN

ABSTRACT

We describe in this paper an experiment using a cloud chamber in a magnetic field of 6200 gauss to determine the average total cross-section of the direct production of electron pairs in aluminium by high energy electrons generated in cascade showers and having energies larger than 30 Mev. We have found after correcting for the spurious events 8.1 electron tridents, which were produced actually by electrons. This figure corresponds to a mean free path of 672 ± 585 cm. or an average total cross-section of $(0.25 \pm 0.22) \times 10^{-25}$ cm². for trident production. In the treatment of data, the elimination of spurious tridents has been appropriately considered. The formulas of the total cross-section derived by Bhabha^[8] and by Murota et al.^[11] have been applied in accordance with our experimental conditions to compute the total cross-section. Finally, comparison between the theoretical and experimental values has been made. Our experiment is in fair agreement with the theory of Murota et al. While not in contradiction with that of Bhabha.