

较长的径迹可  
，即提高径迹  
间的选择有相  
比低、原子序数  
可见蚀刻时  
子的种类能有

issen 教授及

ia Press Berkeley,

. 1

state nuclear  
ical formu-

# 正、负电子三光子湮灭中光子线极化的测量

贾启卡<sup>1</sup> 唐孝威<sup>1,2</sup> 杨保忠<sup>1</sup> 叶竞波<sup>1</sup> 李耀清<sup>1</sup>

(1. 中国科学技术大学近代物理系)

(2. 中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

用共面的三个 $\gamma$ 射线探测器的三重符合来选择正、负电子三光子湮灭事例，并用康普顿散射方法对其中一个光子的线极化进行了测量。在三光子湮灭的两种几何条件下 ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$ ,  $E_\gamma = 341\text{keV}$  和  $\alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$ ,  $\alpha_1 = 90^\circ$ ,  $E_\gamma = 423\text{keV}$ ) 测量平行和垂直于三光子湮灭平面的康普顿散射光子数之比分别为  $1.82 \pm 0.06$  和  $1.53 \pm 0.08$ ，由此得到以三光子湮灭平面为参考平面时，光子的线极化度分别为  $0.56 \pm 0.04$  和  $0.40 \pm 0.09$ 。

## 一、引 言

正、负电子湮灭是最基本的电磁相互作用过程之一。电荷共轭宇称守恒要求三重态电子偶素 ( $^3S_1$ ) 湮灭为三光子。能、动量守恒要求三个光子的总能量等于正负电子质量之和，而且三光子共面。三光子的自旋也在湮灭平面内。对于理论预期的三光子的方向——极化关联，实验上至今只有过一个测量，即1953年，L. Leipuner 等对三光子对称湮灭情况下其中一个光子的线极化的测量。他们用康普顿散射方法分析光子的线极化，得到平行和垂直于三光子湮灭平面的康普顿散射光子数之比

$$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 1.87 \pm 0.23,$$

与他们的理论预期值 ( $1.80 \pm 0.15$ ) 相符<sup>[1]</sup>。但在1976年，G. Faraci 等在散射体和散射光子探测器均为理想几何点的理想条件下，计算出该比值为1.49。他们指出，考虑几何修正后，该比值还应下降。因此他们对 L. Leipuner 等人的实验结果提出了疑问<sup>[2]</sup>。

我们采用气凝硅胶电子偶素源，用闪烁计数器组成三光子湮灭事例的选择系统，并且建立了一台康普顿极化分析器，对三光子湮灭中一个光子的线极化进行测量，对实验结果

进行了分析和讨论, 给出了三光子湮灭的两种几何条件下光子线极化的值。

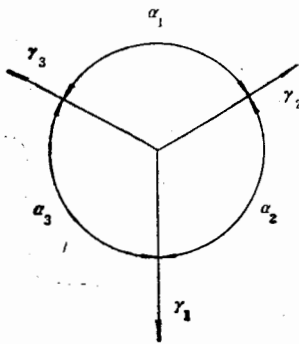


图 1 正、负电子湮灭为三光子

$a$  为玻尔半径;  $k_i$  为第  $i$  个光子的动量;  $\Omega_i$  为  $k_i$  光子所在的立体角;  $\varphi_2$  为量子化方向和  $k_1$  所决定的平面与湮灭平面的夹角;  $H_{FA}$  为跃迁矩阵元:

$$H_{FA} \propto \mathbf{t} \cdot \mathbf{u}_i \quad (i = 1, 2, 3)$$

$\mathbf{u}_i$  是三个正交的单位矢量, 代表了三个独立的三重态:  $m = 0, \pm 1$ , 而矢量  $\mathbf{t}$  是三个光子极化矢量的函数。三个光子的动量和夹角的关系如下: (参见图 1)

$$k_i = \frac{2 \sin \alpha_i}{\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2 + \sin \alpha_3} m_e \quad i = 1, 2, 3 \quad (2)$$

式中  $m_e$  是电子质量。

当只测量三个光子中一个光子的极化时, 对另外两个光子的极化求平均, 对电子偶素的自旋求和 (这里电子偶素是非极化的)。设这个光子的极化方向与湮灭平面的法线方向成  $\phi$  角, 相对几率可写成:

$$W(\phi) \propto (1 - \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2)^2 + (1 - \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{n}_3)^2 + (1 - \mathbf{n}_3 \cdot \mathbf{n}_1)^2 + \cos 2\phi \cdot (1 - \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2)(1 - \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{n}_3)(1 - \mathbf{n}_3 \cdot \mathbf{n}_1) \quad (3)$$

式中  $\mathbf{n}_i = \frac{\mathbf{k}_i}{k_i}$  为沿第  $i$  个光子动量方向的单位矢量。

式(3)给出三光子的方向——极化关联。例如当三光子对称湮灭时 ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$ , 即  $k_1 = k_2 = k_3 = \frac{2}{3} m_e$ ),

$$W(\phi) \propto 2 + \cos 2\phi$$

从上式得到:  $W(0^\circ):W(90^\circ) = 3:1$ , 即光子线极化垂直于湮灭平面的几率是光子线极化在湮灭平面内的几率的三倍。也就是光子对湮灭平面的线极化度

$$P = \frac{W(0^\circ) - W(90^\circ)}{W(0^\circ) + W(90^\circ)} = \frac{1}{2}.$$

又如当  $\alpha_1 = 90^\circ$ ,  $\alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$  即  $k_1 = \frac{2}{1 + \sqrt{2}} m_e$ ,  $k_2 = k_3 = \frac{\sqrt{2}}{1 + \sqrt{2}} m_e$  时,

$$W(\phi) \propto 4 + 2\sqrt{2} + \frac{3 + 2\sqrt{2}}{2} \cos 2\phi$$

## 二、实验原理

电子偶素  $^3S_1$  态湮灭成三光子的几率为<sup>[3]</sup>:

$$W = \frac{K^3 e^6}{8\pi^3 m_e^4} dk_1 dk_2 d\Omega_1 d\varphi_2 \cdot k_1 k_2 k_3 |H_{FA}|^2 \quad (1)$$

式中

$$K = \frac{1}{2a},$$

面关

式中  
子极

于该  
两个

一定

P >

何象  
能量  
可变

后三

2.5,

光三

例三

70r

中,

种几何条件

有  $P = 0.426$ 

利用康普顿散射法可以测量光子的线极化。对完全线极化光子的康普顿散射微分截面为<sup>[4]</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left\{ \frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2\theta - \sin^2\theta \cos 2\chi \right\} \quad (4)$$

式中  $r_0$  为经典电子半径;  $k, k'$  分别为入射和散射光子的动量;  $\theta$  为散射角;  $\chi$  为入射光子极化方向和散射平面的夹角。

对线极化度  $P$  的入射  $\gamma$  射线束和选定的参考平面, 可把入射束分为极化平行和垂直于该参考平面的两部份, 强度分别记作  $I_{\parallel}$  和  $I_{\perp}$ , 则散射光子在平行和垂直于参考平面两个方向的计数之比为:

$$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = \frac{I_{\parallel} d\sigma(\theta, \chi = 0^\circ) + I_{\perp} d\sigma(\theta, \chi = 90^\circ)}{I_{\parallel} d\sigma(\theta, \chi = 90^\circ) + I_{\perp} d\sigma(\theta, \chi = 0^\circ)} \quad (5)$$

实际上, 分析器的散射体和散射光子探测器均有一定几何大小, 式(5)中各项都应对一定体积积分。

引入散射计数不对称性  $A$  和极化分析器的极化分析效率  $Q$ 。

$$A = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} = P \cdot Q \quad (6)$$

$P$  为入射  $\gamma$  束对选定参考平面的线极化度:

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \quad (7)$$

$$Q = \frac{d\sigma(\theta, \chi = 90^\circ) - d\sigma(\theta, \chi = 0^\circ)}{d\sigma(\theta, \chi = 90^\circ) + d\sigma(\theta, \chi = 0^\circ)} \quad (8)$$

$Q$  为极化分析器的参数, 它与入射光子能量和散射方向有关。可以根据分析器的几何条件计算, 也可以用已知线极化度的  $\gamma$  射线束标定。在标定极化分析效率  $Q$  后, 对相同能量的未知极化度  $P$  的  $\gamma$  射线, 测得在极化分析器上的散射计数不对称性  $A$ , 由(6)式即可求出未知的线极化度  $P$ 。

若选散射平面为入射  $\gamma$  束的极化参考平面, 则对线极化度  $P$  的  $\gamma$  束, 有:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left\{ \frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2\theta + P \sin^2\theta \right\} \quad (9)$$

### 三、实验装置及其标定

实验装置如图 2 所示。  $^{22}\text{Na}$  正电子源置于很薄的涤纶薄膜衬底上, 直径约 8mm, 然后夹在直径 20mm, 厚 20mm 的气凝硅胶样品的内部。整个样品放在内径  $\phi 20\text{mm}$ , 壁厚 2.5mm 的有机玻璃盒内, 并通流动的氮气, 以提高三光子湮灭事例率。整个探测器包括三光子探测器和光子极化分析器两部分, 用三重符合的闪烁计数器 1、2、3 对三光子湮灭事例进行选择。闪烁计数器 1 中的晶体 1 为  $\phi 20\text{mm} \times 50\text{mm}$  的塑料闪烁体, 距源中心 70mm; 闪烁计数器 2、3 中的晶体 2、3 都是  $\phi 30\text{mm} \times 50\text{mm}$  的  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , 表面到源中心距离为 90mm; 又用闪烁计数器 1 和闪烁计数器 4、5 组成光子极化分析器, 对三个

:

量子化方向

是三个光子

(2)

寸电子偶素  
勾法线方向

(3)

 $\alpha_2 = \alpha_3 =$ 

与几率是光

 $= m_e$  时,  
2

光子之一进行极化分析. 闪烁计数器 1 中的塑料闪烁体既作为光子的散射体, 又作为记录光子反冲电子的探测器. 闪烁探测器 4 和 5 的作用是等价的, 它们对探测器 1 作  $180^\circ$  对称安放, 并可对散射体绕轴转动, 用于接收不同方位的散射  $\gamma$  射线. 4 和 5 为  $\phi 40\text{mm} \times 30\text{mm}$  的 NaI(Tl) 晶体, 到晶体 1 的轴线的距离为  $50\text{mm}$ . 为减少探测器之间的散射, 用  $4\text{cm}$  厚的铅砖隔在探测器 2、3 中间, 极化分析器与探测器 2、3 用  $5\text{cm}$  厚的铅砖隔开. 在探测器 1 和放射源之间的铅砖上有一  $\phi 25\text{mm}$  的准直孔.

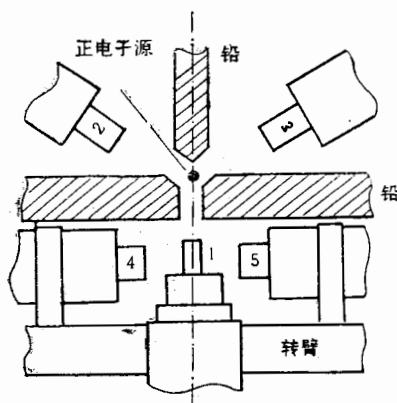


图 2 实验安排示意图

图 3 为实验的电子学框图. 1、2、3 路快符合加上 2、3 路的慢路能量选择, 保证有效地选择三光子事例并排除大量本底, 特别是  $1.28\text{ MeV}$  和

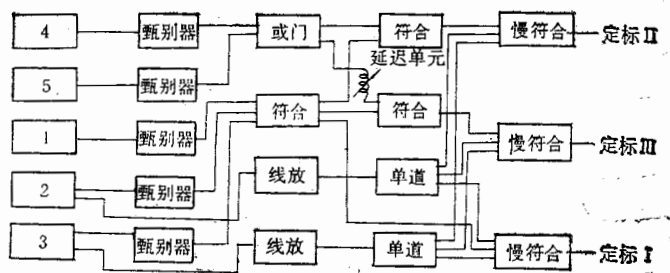


图 3 电子学方框图

$511\text{ keV}$   $\gamma$  射线造成的本底. 三光子之一在闪烁体 1 上散射后被计数器 4 (或 5) 探测. 记录 1、2、3 和 4 (或 5) 的四重快符合并加上 2、3 路的慢符合, 即选择了三光子湮灭中一个光子在计数器 4 (或 5) 方向的散射光子数. 实验中也同时记录三光子湮灭事例, 作为对系统的监测和数据归一之用. 此外还同时用延迟方法测量偶然符合本底计数.

极化分析器自身固有的不对称性, 将给实验结果带来系统误差, 因此我们对它进行了实验研究. 极化分析器的系统不对称性是用非极化的  $\gamma$  束来测量的. 由于仪器有系统不对称性, 极化分析器分析非极化的  $\gamma$  射线时, 会测量得到不同散射方位的散射光子数的系统不对称性. 测量时, 只用计数器 1 和 4 (或 5) 符合, 同时把 4 和 5 加上慢路能量选择. 这时不选择三光子湮灭平面, 测得水平方向和垂直方向的散射光子数得到:

$$\left(\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}}\right)_0 = 0.981 \pm 0.003, \text{ 或 } \left(\frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}}\right)_0 = -0.010 \pm 0.002.$$

我们在实验上测量光子极化时要对上述系统不对称性进行修正.

我们还对极化分析器的极化分析效率  $Q$  进行了实验标定. 用极化分析器测量已知极化度  $P$  的  $\gamma$  束得到不对称性参数  $A$ , 再由式 (6) 求出极化分析器的极化分析效率  $Q$ . 极化光子是利用康普顿散射得到的: 将一个 NaI(Tl) 晶体放在图 2 中电子偶素源的位置上, 它既作为光子散射体, 又记录光子反冲电子而选择事例. 在  $34\text{cm}$  外的铅屏蔽体内放

第一  
置强  
孔,  
组成  
束,  
其谱  
 $P'$ -  
完全  
有  $\lambda$   
423.

射光  
度进  
个方  
为插  
恒温  
甄别  
一般  
(与  
差).

注:

器之  
光子  
并且  
致中

又作为记  
器 4 和 5 的  
作  $180^\circ$  对称  
接收不同方  
 $\times 30\text{mm}$  的  
为  $50\text{mm}$ , 为  
1 铅砖隔在探  
2, 3 用  $5\text{cm}$   
之间的铅砖

3 路快符合  
效地选择三  
.28 MeV 和

探测。记  
灭中一个光  
作为对系统

对它进行了  
器有系统不  
光子数的系  
量选择, 这

测量已知线  
率  $Q$ 。极  
源的位置  
屏蔽体内放

置强度为  $4\text{mci}$  的  $^{137}\text{Cs}$  源,  $0.661\text{MeV}$  的单能非极化  $\gamma$  射线经  $\phi 15\text{mm} \times 80\text{mm}$  的铅准直孔, 入射到这个  $\text{NaI}(\text{Tl})$  晶体上, 散射后形成极化的  $\gamma$  射线束, 再用闪烁探测器 1 和 4、5 组成的极化分析器对该极化  $\gamma$  束进行测量。通过选择散射角, 得到不同能量  $E'_\gamma$  的散射  $\gamma$  束, 根据几何条件可计算出散射  $\gamma$  射线的线极化度(相对水平面也即三光子湮灭平面)及其误差。我们选择两个条件: (1)  $E'_\gamma = 341\text{keV}$ ,  $P' = 0.60 \pm 0.01$  (2)  $E'_\gamma = 423\text{keV}$ ,  $P' = 0.45 \pm 0.06$ , 这两种  $E'_\gamma$  分别对应于三光子湮灭对称 ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$ ) 和不完全对称 ( $\alpha_1 = 90^\circ, \alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$ ) 情况下待分析光子的能量。测量结果(经系统固有不对称性修正后)给出对  $E'_\gamma = 341\text{keV}$ , 极化分析效率  $Q = 0.52 \pm 0.02$ ; 对  $E'_\gamma = 423\text{keV}$ ,  $Q = 0.53 \pm 0.10$ 。

#### 四、实验结果及其分析

我们交替测量三光子湮灭事例中进入晶体 1 的光子在平行和垂直于三光子平面的散射光子数(四重快符合加 2、3 路幅度选择)  $N_{\text{II}}$ , 并同时记录延迟四重快符合加 2、3 路幅度选择的计数  $N_{\text{III}}$  及三重快符合加 2、3 路幅度选择的计数  $N_{\text{I}}$  (即三光子事例数)。每个方向一次测量 24 小时左右。测量工作前后进行两轮(1984.5 和 1985.11), 第二次测量为提高三光子湮灭产额。样品盒充氮气。为保证仪器的长期工作稳定性, 测量中除保证恒温( $\pm 2^\circ\text{C}$ )外, 还对仪器电源部分采用风扇吹风冷却, 整个测量过程中对单路计数率(快甄别后和单道输出)定时监测, 各路计数为 ( $1 \sim 2 \times 10^5/10$  秒) 不等, 但每路的记数率变化一般为 1%, 最大变化小于 3%。用示波器随时监测单道的阈值和窗宽, 亦未见明显变化(与单道输出计数率未见变化是一致的)。表 1 给出了第二轮测量的原始数据(未标误差)。

表 1 实验数据表 1985.11. ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$ )

方向	测量时间(h)	$N_{\text{I}}$	$N_{\text{II}}$	$N_{\text{III}}$	$n_{\text{I}}(h^{-1})$	$n_{\text{II}}(h^{-1})$	$n_{\text{III}}(h^{-1})$
⊥	18.12	8988	218	0	496	12.0	0
∥	23.5	12032	501	2	512	21.3	0.08
⊥	20.72	11044	274	0	533	13.2	0
⊥	20.41	11491	255	2	563	12.5	0.10
∥	22.62	12079	491	3	534	21.7	0.13
⊥	40.0	19320	500	3	483	12.5	0.07
∥	24.13	12041	519	0	499	21.5	0
⊥	22.58	10477	278	1	464	12.3	0.04

注: 为使  $N_{\text{II}}(\parallel)$  和  $N_{\text{II}}(\perp)$  有相同的统计误差,  $\perp$  方向测量时间长。

为排除大量  $1.28\text{MeV}$   $\gamma$  射线本底和两光子湮灭造成的时间关联本底, 把三光子选择器之一的晶体 3 抬高, 使它与原来三光子湮灭平面成  $60^\circ$  角, 取这时的非共面事例作为三光子本底, 其散射计数作为本底事例扣除。在处理数据时再减去时间无关联的偶然符合, 并且对系统的不对称性进行修正。得到的结果见表 2。两轮测量结果在误差范围内是一致的。

表 2 三光子湮灭中光子的极化测量

几何条件	$E_{\gamma_1}$ (keV)	测量时间 (h)	$N_{\parallel}/N_{\perp}$	$P$
$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$	341	267	$1.78 \pm 0.09$	$0.53 \pm 0.06$
		192	$1.86 \pm 0.08$	$0.58 \pm 0.06$
	平均结果		$1.82 \pm 0.06$	$0.56 \pm 0.04$
$\alpha_1 = 90^\circ$ $\alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$	423	195	$1.53 \pm 0.08$	$0.40 \pm 0.09$

[1]  
[2]  
[3]  
[4]  
[5]  
[6]

我们计算了理论预期值并和实验结果进行比较。如前所述,由式(3)得到以三光子湮灭平面为参考平面时,三光子对称湮灭情况  $P = \frac{1}{2}$ , 与此对应,对理想几何条件,  $\theta = 90^\circ$  散射,预期  $\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 2.30$ 。对三光子不完全对称湮灭情况 ( $\alpha_1 = 90^\circ, \alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$ ) 则预期  $P = 0.426$ ,  $\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 1.90$ 。

对理想几何的预期值,需要进行以下两项修正:(1)实际几何条件的修正,(2)多次散射影响的修正。我们着重分析三光子对称湮灭的情况。对实验的实际几何条件进行了 Monte-Carlo 模拟,给出修正后的

$$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 1.90 \pm 0.05.$$

还对光子在晶体 1 内二次散射后再进入探测器 4 或 5 的情况进行分析。根据不同能量  $\gamma$  射线在物质中的总吸收系数和散射吸收系数以及散射的角分布,估算了待分析光子在晶体 1 内二次散射占一次散射的比例为  $0.15 \pm 0.05$ ,同时计算了二次散射引起的不对称比。考虑二次散射后,得到理论预期值

$$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 1.80 \pm 0.16.$$

我们的实验结果在误差范围内和这个修正后的  $\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}}$  值一致。但 G. Faraci 等的理论预期值在同样的方法修正后给出  $\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 1.34 \pm 0.10$ ,这和我们的实验结果不符。

## 五、结 论

实验测量了在三光子湮灭两种几何条件下 ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$  和  $\alpha_1 = 90^\circ, \alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$ ),三光子中一个光子的线极化。光子平行与垂直于三光子湮灭平面的康普顿散射光子数,比值分别为  $1.82 \pm 0.06$  和  $1.53 \pm 0.08$ ,得到相对湮灭平面的线极化度分别为  $0.56 \pm 0.04$  和  $0.40 \pm 0.09$ ,它们在实验误差范围内与我们的计算相符,而与 G. Faraci 等的理论结果不符。我们的测量与 L. Leipuner 等的实验结果是一致的。

在实验过程中,得到张天保、赵淑君、邢士林、许咨宗等同志的帮助,在分析数据时得

select  
was i  
annih  
which  
plane  
tion i

到刘耀阳教授在理论上的指导, 作者向他们深表谢意。

## 参 考 文 献

- [1] L. Leipuner et al., *Phys. Rev.*, **91**(1953), 198.  
 [2] G. Faraci and A. R. Renzi, *IL Nuovo. Cimento*, **31B**(1976), 289.  
 [3] R. M. Drisko, *Phys. Rev.*, **102**(1956), 1542.  
 [4] O. Klein and Y. Nishina, *Z. Physik*, **52**(1929), 853.  
 [5] F. Metzger and M. Deutsch, *Phys. Rev.*, **78**(1953), 551.  
 [6] W. H. Mc Master, *Rev. Mod. Phys.*, **33**(1961), 8.

## A MEASUREMENT OF THE LINEAR POLARIZATION OF PHOTONS EMITTED FROM THREE PHOTON ANNIHILATION OF POSITRONS & ELECTRONS

JIA QI-KA<sup>1</sup> TANG XIAO-WEI<sup>1,2</sup> YANG BAO-ZHONG<sup>1</sup> LI YAO-QING<sup>1</sup> YE JING-BO<sup>1</sup>

<sup>1</sup>(Univ. of sci. & Tech. of China, Hefei)

<sup>2</sup>(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

## ABSTRACT

The gamma rays emitted from three photon annihilation of positrons and electrons were selected with a triple coincidence method and the linear polarization of one of the three photons was investigated by using Compton scattering. Under two geometric conditions of three photons annihilation ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 120^\circ$  and  $\alpha_1 = 90^\circ$ ,  $\alpha_2 = \alpha_3 = 135^\circ$ ), the ratio of the scattered photons which were parallel with the annihilation plane to those perpendicular with the annihilation plane were  $1.82 \pm 0.06$  and  $1.53 \pm 0.08$ , thus the linear polarization of the photons to the annihilation plane were  $0.56 \pm 0.04$  and  $0.40 \pm 0.09$ .

以三光子湮  
条件,  $\theta =$   
 $\alpha_3 = 135^\circ$ )

<2> 多次  
条件进行了

同能量  $\gamma$   
光子在晶  
对称比。

理论预期

$= 90^\circ$ ,

面的康  
化度分

G. Faraci

据时得