

BEPC Compton 散射极化仪的理论研究

宁传刚 邓景康 尚仁成 卢杰
(清华大学物理系 北京 100084)

摘要 简要介绍了圆偏振激光在极化电子束上的 Compton 散射理论, 研究了北京正负电子对撞机(BEPC)极化仪的测量原理, 并根据 BEPC 极化仪的实验参数计算了散射的能谱、空间分布和强度。

关键词 极化 Compton 散射 能谱
分类号 TL8

1 引言

目前, 国外在大多数大型加速器上都建立了一套测量高能电子束极化度的装置, 用以开展极化方面的研究^[1~3]。国内, 清华大学物理系和中国科学院高能物理研究所合作, 正在开展测量北京正负电子对撞机(BEPC)电子束极化度方面的工作。高能电子束在均匀磁场中运动, 由于同步辐射会建立横向极化^[4]。用偏振激光和电子束碰撞测量 Compton 散射产生的高能 γ 射线分布的不对称性, 可以给出电子束极化度。利用这一原理的 Compton 散射仪被广泛用于高能 e^+e^- 储存环, 如 HERA、LEP^[5] 等。Compton 散射极化仪有两种工作方式, 一种是利用连续的激光和电子束碰撞, 每次碰撞被探测到的 γ 光子不多于 1 个, 称为单光子方法; 另一种是用比较强的脉冲激光, 让激光脉冲和电子束团同步, 每次碰撞产生大量 γ 光子。正在研制的 BEPC Compton 散射极化仪采用后一种方式。测量横向极化度的方法是改变激光的偏振态, 从左旋圆偏振态变为右旋圆偏振态, 散射产生的大量 γ 光子的中心位置会发生移动。测量这个位移, 就可给出电子束的极化度^[1]。本文主要讨论了偏振光在极化电子束上 Compton 散射的理论, 并计算了在给定实验条件下散射的能谱、空间分布和强度。理论

计算的结果对 BEPC 极化仪的设计和下一步的实验有重要的指导意义。

2 Compton 散射极化仪原理

Compton 散射极化仪的基本原理是: 圆偏振的激光在横向极化的电子束上散射, 散射截面对于电子的轨道平面不对称, 不对称性的与电子的横向极化度大小成正比。坐标方向的定义是: $+z$ 方向沿电子的运动方向, $+y$ 方向垂直电子轨道平面, $+x$ 指向储存环的中心。当入射的激光为圆偏振光, 且线偏振分量为零, 而电子束的极化方向为 y 方向时, 光子在电子上的 Compton 散射微分截面可以用光子的初始偏振 s 和电子的初始极化 p 表示。在电子静止坐标系中可以表示成下式^[1]:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(s, p) = \Sigma_0 + S_3 P_y \Sigma_{2y}, \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} \Sigma_0 &= C [(1 + \cos^2\theta) + (k_i - k_f)(1 - \cos\theta)], \\ \Sigma_{2y} &= -C k_f \sin\varphi \sin\theta (1 - \cos\theta), \\ C &= 0.5 r_0^2 k_i^2 k_f^{-2}, \\ k_i &= 2\gamma E_s / m_e, \\ k_f &= 1 / (1 - \cos\theta + 1/k_i), \end{aligned}$$

r_0 为电子的经典半径, m_e 为电子静止质量。

E_0 为激光光子的能量, E_e 为电子束的能量, θ 和 φ 为散射的 γ 射线在电子静止坐标系中的方向角, S_3 为光子初始偏振态 Stokes 矢量 (S_0, S_1, S_2, S_3) 的分量^[1], k_i 为激光光子在静止坐标系中的初始动量, k_f 是在静止坐标系中被散射到 (θ, φ) 方向的光子的终了动量. 在实验室坐标系中, 光子被反散射到以初始电子运动方向为中心的很小的立体锥中. 例如, $\theta=90^\circ$ 的散射转换到实验室系中, 散射角 $\theta_{lab}=\gamma^{-1}$. 从(1)式可以看到微分散射截面依赖于电子横向极化度 P_γ . BEPC Compton 散射极化仪的测量方法是在碰撞点下游放置一 γ 射线位置灵敏探测器, 改变激光的圆偏振态, 测量反散射的 γ 光子的中心位置在 y 方向上的移动, 由这个移动量就可以得出电子束的极化度.

3 Compton 散射极化仪的参数计算

BEPC 储存环的电子束的能量 $E_e=2$ GeV, 极化仪采用的激光器是倍频 YAG 激光器, $E_0=2.33$ eV. 对微分散射截面(1)式进行 4π 全空间积分, 可以得到 Compton 散射总截面 $\sigma_c=630$ mb. 散射后的 γ 光子在实验室坐标系中的能量 E_γ 和静止坐标系中的散射角 θ 的关系可用下式表示:

$$E_\gamma = \frac{E_0(1 - \cos\theta)}{1 - \cos\theta + 1/k_i} \quad (2)$$

$\theta=180^\circ$ 时, γ 光子的能量最大. 在上面的初始条件下, $E_{\gamma,max}=133$ MeV. $\theta=90^\circ$ 时, $E_\gamma=69.5$ MeV.

把(1)式对 φ 积分, 可以得到 Compton 散射的能谱 $d\sigma_c/dE_\gamma$, 如下所示

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{dE_\gamma} &= \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\theta, \varphi) \sin\theta \left(\frac{d\theta}{dE_\gamma}\right) d\varphi \\ &= 2\pi \Sigma_0 \frac{1/k_i}{E_0 - E_\gamma} \end{aligned} \quad (3)$$

可以看出, 在横向极化电子束上的散射能谱

和非极化电子束的能谱相同. 图1是根据(3)式绘制的能谱图.

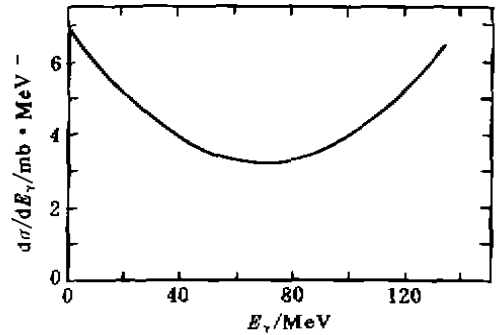


图1 反 Compton 散射 γ 光子能谱
 $E_e=2$ GeV, $E_0=2.33$ eV.

散射方向 (θ, φ) 的 γ 光子在位置灵敏探测器中的 y 位置如下式所示:

$$y(\varphi, E_\gamma) = \frac{L \sin\varphi}{\gamma \tan(\theta/2)} \quad (4)$$

L 是探测器到碰撞点的距离, $L=30$ m. 对 $\theta=90^\circ$ 的散射, γ 光子落在半径 7.7 mm 的圆上. 把(1)式用实验室坐标系 x, y 表示, 再对 x 积分, 就可以得到位置分布谱 $d\sigma_c/dy$, 如图2所示. 从图中可看出, 位置分布对于 $y=0$ 不对称, 中心位置不为 0. 在 $S_3=1, P_\gamma=1$ 时, 中心位置为 $-72.9 \mu\text{m}$.

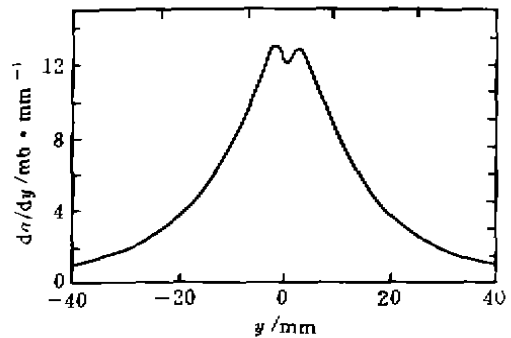


图2 反 Compton 散射 γ 光子 y 位置分布
中心位置为 $-72.9 \mu\text{m}$; $E_e=2$ GeV, $E_0=2.33$ eV.

实验测量时, 激光的偏振态在左旋和右旋之间转换, 测量反散射光子的中心位置的

移动 Δy :

$$\Delta y = \frac{\langle y \rangle_L - \langle y \rangle_R}{2} = \Delta S_3 P_y \Pi(E_\gamma), \quad (5)$$

式中, $\Pi(E_\gamma)$ 称为分析率, 数值上等于 $\Delta S_3 P_y = 1$ 时的位移. 分析率 $\Pi(E_\gamma)$ 可以理论计算出来, 把 Δy 和 $\Delta S_3 P_y$ 进行拟合可以得出横向极化度 P_y . 分析率 $\Pi(E_\gamma)$ 和能量 E_γ 的关系由(1)式和(4)式推导出来. 如下式所示

$$\begin{aligned} \Pi(E_\gamma) = & -k_t(1 - \cos\theta) \cdot \{2[(1 + \cos\theta) + \\ & (k_t - k_z)(1 - \cos\theta)] \cdot \\ & \text{tg}(\theta/2)\}^{-1} \cdot (L/y). \end{aligned} \quad (6)$$

分析率和反散射光子的能量关系如图3所示. 从图上可看出, 当 $\theta = 90^\circ$ ($E_\gamma = 69.5 \text{ MeV}$) 时, 分析率绝对值最大, 达 0.13 mm.

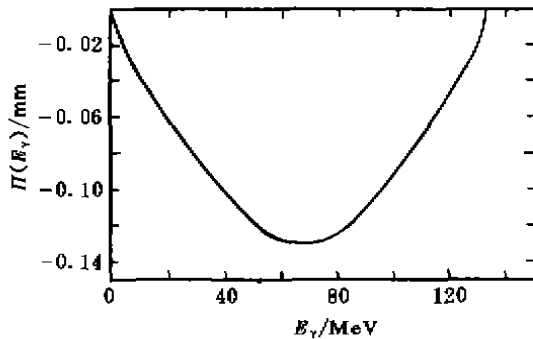


图3 分析率 $\Pi(E_\gamma)$ 和散射 γ 光子能量 E_γ 的关系
 $E_s = 2 \text{ GeV}$, $E_e = 2.33 \text{ eV}$, $L = 30 \text{ m}$.

参 考 文 献

1 Barber D P. The HERA Polarimeter and the First Observation of Electron Spin Polarization at HERA. Nucl Instr and Meth, 1993, A329: 79~111
 2 Alexander G *et al.* Measurements of Polarization in LEP. CERN 88-06, 1988, I, II

在测量电子极化度时, 保持激光脉冲和电子束团同步. 碰撞一次平均可以产生的反散射光子的数目 N 可用下式表示:

$$N = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{\sigma_c \lambda_\gamma n_e}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{e,x}^2 + \sigma_\gamma^2}}, \quad (7)$$

式中, n_e 是每个束团的电子数, 对于 BEPC, $n_e = 1.5 \times 10^{11}$; λ_γ 为激光光子的线密度, 对每脉冲能量 50 mJ 和脉宽 10 ns 的 YAG 激光器, $\lambda_\gamma = 4.4 \times 10^{14}$ 光子/cm; α 为激光束和电子束在碰撞点相交夹角, $\alpha = 3 \text{ mrad}$; 激光束和电子束的横截面是高斯型的, $\sigma_{e,x}$ 为在碰撞点电子束 x 方向宽度, σ_γ 为在碰撞点激光束的宽度, $\sigma_{e,x} = 4 \text{ mm}$, $\sigma_\gamma = 1 \text{ mm}$. 在上述条件下 $N = 1.3 \times 10^4$, 因此一次碰撞有较高的统计精度. 接收 γ 射线的位置灵敏探测器由钨转换体和硅位置灵敏探测器组成, 高能 γ 射线在钨上簇射, 产生大量 e^+e^- 对, 它们再在硅中损失能量, 产生电子空穴对. 收集这些电子空穴对, 就可以记录 γ 射线的位置.

4 结 论

通过计算表明, 在 BEPC 上建立一台 Compton 散射极化仪是切实可行的, 它可以对电子束的极化度进行实时在线测量. 进一步的计算, 需要用 Monte Carlo 模拟高能 γ 射线在位置灵敏探测器中的行为.

Theoretical Studies on BEPC Compton Polarimeter

Ning Chuangang Deng Jingkang Shang Rencheng Lu Jie

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

Abstract The theory of Compton scattering of polarized photons

(下转第65页)

3 Placid M, Rossmann R. e^+e^- Polarimeter at LEP. Nucl Instr and Meth, 1989, A274: 79~94

4 赵凯华, 钟锡华. 光学. 北京: 北京大学出版社, 1984. 下册