

# BEPC 束流极化与极化仪的研究

邓景康 尚仁成 朱胜江 徐望 张菊萍 晋青珍 朱鹤年

(清华大学现代应用物理系 北京 100084)

夏绍建 阎永廉 过雅南

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-06-28 收稿

## 摘 要

简要介绍了在北京正负电子对撞机(BEPC)上实现束流极化的必要性与可能性,以及束流极化度测量的原理与方法,还简要描述了利用一条同步辐射管道测量 BEPC 电子束流极化度的测试系统方案设计以及正在开展的实验工作。

**关键词** BEPC 电子束, 束流极化, 极化度测量。

## 1 引 言

北京正负电子对撞机(BEPC)建成并运行后,在  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $D_s$  及  $\tau$  轻子的研究方面做了大量的工作,引起了国际高能物理界的重视。特别是  $\tau$  质量的精确测量方面的工作,受到国际高能物理界的高度评价。BEPC 下一步可开展哪些方面的工作,我国高能物理应向哪方面发展,近两年来,全国高能物理界十分关心这一问题。我们在 1994 年初提出的开展极化物理研究的建议,受到了高能物理界同行的重视。本文讨论了在 BEPC 上实现束流极化的可能性,以及束流极化度测量的原理与方法,还简要描述了利用一条正在建造的同步辐射管道测量 BEPC 电子束流极化度的 Compton 散射极化仪方案设计及正在开展的实验工作。

## 2 极化原理以及实现束流极化的必要性

一微观粒子体系,在自旋的各种空间取向(不同的磁量子数)占有几率不同,就说此系统是极化了的。极化又分矢量极化和张量极化。自旋为 1/2 的粒子,只存在矢量极化,矢量极化的大小叫做极化度,定义为

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (1)$$

式中,  $N_+$  表示自旋沿量子化轴投影为  $+1/2$  的粒子数,  $N_-$  是投影为  $-1/2$  的粒子数,

矢量极化的方向为极化度取极大值的方向. 对自旋为 1 以上的粒子体系, 除存在矢量极化外, 还存在张量极化.

极化方向垂直于粒子束动量方向时称为横向极化, 横向极化的实现比较容易. 极化方向和粒子束动量方向平行或反平行时则称为纵向极化, 纵向极化实现起来难度大一些. 但对某些物理问题, 纵向极化更为重要. 完全的纵向极化束, 所有粒子具有相同的螺旋度, 不完全的纵向极化束, 粒子具有两种不同的螺旋度.

目前 BEPC 的束流能量刻度, 是依靠加速器的参数来进行的, 其中某些共振峰的能量参照了其他国家过去的测量结果. 要对粒子能量进行更精确的测量, 就必须建立我们自己的能量绝对刻度系统. 对储存环中已经横向极化的电子束, 其极化方向会绕弯转磁场进动. 若在储存环的某一位置加进一微弱的射频 (RF) 场, 其磁场方向是径向的, 电子每一圈经过此处时, 就要受到磁场力的作用, 使其自旋向前或向后倾斜. 若射频场的频率与自旋进动的频率同步, 经过若干圈后, 极化就会完全被破坏. 这就是所谓“共振去极化”现象. 用这一方法确定能量的精度可达  $10^{-5}$ . 例如 LEP 目前确定 Z 质量的精度为  $91.177 \pm 0.021 \text{ GeV}^{[1]}$ . 若只在某些特殊运行时引入极化, 能量测量的不确定性可降低到  $\pm 5 \text{ MeV}$ . 若用极化束对撞, 则精度可达  $\pm 1 \text{ MeV}$ .

如果束流不极化, 反应截面就要对末态不同的自旋求和, 对初态求平均. 这样, 一些基本反应过程的自旋信息都被平均掉了, 反应截面只和极角  $\theta$  有关而和方位角  $\varphi$  无关. 若用横向极化的电子和正电子对撞, 则反应微分截面和极化度  $P_{\perp}$  及方位角  $\varphi$  有关. 反应过程的自旋相关性, 在极化束的情况下表现为微分截面的自旋相关性, 这在实验测量中极有用处. 特别值得强调的是, 在 SPEAR 用 70% 横向极化的电子束, 通过测量  $\chi > 0.3$  的所有强子的产额方位角调制, 证实了强子喷注的产生来源于先产生了自旋  $1/2$  的部分子的推测<sup>[2]</sup>.

BEPC 在一定条件下运行时,  $e^+e^-$  束流会建立起一定程度的极化, 从而可导致  $e^+e^-$  和  $\mu^+\mu^-$  产生截面的  $\varphi$  相关性. 目前清华大学与高能物理研究所合作, 正在开展这一课题的研究.

### 3 在 BEPC 上实现束流极化

直线类型的加速器, 通常采用极化电子源注入的办法来实现束流的极化. 极化电子源的发展已有很长的历史, 而且已广泛应用于表面物理、生物物理、原子物理与分子物理、核物理及粒子物理的研究中<sup>[3]</sup>. 对于环形加速器, 前苏联的 Ternov, Loskutov 和 Korobina 于 1962 年首先指出, 高能电子在均匀磁场中运动的狄喇克方程的解, 由于电子初态自旋取向不同, 表现出微弱的不对称性, 这种不对称性会导致环形加速器电子束流的逐渐极化<sup>[4]</sup>. 这样产生的极化是横向极化,  $e^-$  束的极化方向和弯转磁场方向反平行,  $e^+$  的极化方向和磁场平行. 按理论计算束流可达到的极化度为:

$$P(t) = -\frac{8}{5\sqrt{3}} (1 - e^{-t/\tau_p}) = -92.4\% (1 - e^{-t/\tau_p}), \quad (2)$$

其中,  $\tau_p$  称为极化建立时间,

$$\tau_p = \frac{5\sqrt{3}}{8} \left( \frac{c\lambda_c r_0 \gamma^5}{\rho^3} \right)^{-1}, \quad (3)$$

式中  $C$  为光速,  $\lambda_c$  为电子的康普顿波长,  $r_0$  为电子的经典半径,  $\gamma$  为相对论能量参数,  $\rho$  为轨道弯转曲率半径. (2) 式描写了储存环电子极化度随时间的变化. 在不考虑去极化效应时, 最终可达到的极化度为

$$P_\infty = -92.4\%, \quad (4)$$

式中的负号表示对电子束而言, 极化方向与弯转磁场方向相反.

(3) 式描写的是圆形轨道加速器建立极化所需要的时间, 对于 BEPC 这样的非圆形轨道, 则还需要乘以校正因子  $R/\rho$ , 这里  $R$  为轨道的平均半径. 对任意形状的轨道,  $\tau_p$  可表示为:

$$\tau_p = \frac{5\sqrt{3}}{8} \left( \frac{c\lambda_c r_0 \gamma^5}{S} \oint \frac{dS}{|\rho|^3} \right)^{-1} = 98.7 \frac{\rho^2 R}{E_c^2}, \quad (5)$$

式中,  $S$  为轨道周长, 积分沿轨道环路进行.

由 (5) 式可以看出, 极化建立时间与束流能量的五次方成反比, 能量越低, 建立极化所需的时间越长. 因此曾有人预言过, 能量在 5 GeV 以下的加速器很难实现极化. 但考虑到 BEPC 的弯转半径  $\rho$  很小, 可部分补偿能量低的缺陷. 我们计算了极化建立时间

随束流能量的变化, 结果如图 1. 在表 1 中则列出了在几种典型物理实验要求的能量下 BEPC 的极化建立时间. 在对撞情况下, BEPC 的束流寿命为 6—7 小时, 不对撞时, 寿命可达 10 小时以上. 由表 1 可看出, BEPC 在低能量下运行时, 建立极化所需的时间较长, 但除  $J/\psi$  阈值条件下对撞以外, 其它情况的物理工作都可能使用极化束.

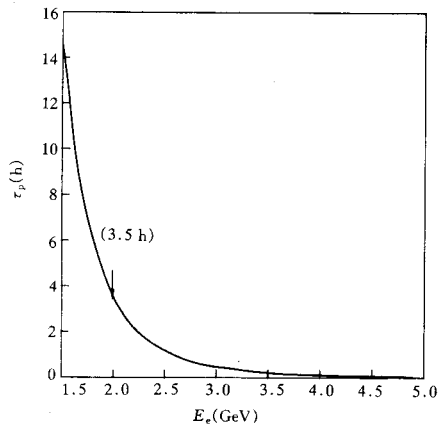


图 1 极化建立时间  $\tau_p$  随束流能量  $E_c$  变化的计算结果

随束流能量的变化, 结果如图 1. 在表 1 中则列出了在几种典型物理实验要求的能量下 BEPC 的极化建立时间. 在对撞情况下, BEPC 的束流寿命为 6—7 小时, 不对撞时, 寿命可达 10 小时以上. 由表 1 可看出, BEPC 在低能量下运行时, 建立极化所需的时间较长, 但除  $J/\psi$  阈值条件下对撞以外, 其它情况的物理工作都可能使用极化束.

实际的储存环, 往往达不到理论预计的最大极化度, 这是因为在储存环中除使电子束极化的效应外, 还存在使已经极化的电子束去极化的效应. 去极化效应也主要产生于同步辐射, 它会无规则地激发轨道的振荡. 实际的加速器轨道并不是各弯转磁场都严格垂直于轨道平面, 这样极化方向也不严格地沿磁场相反的方向, 而是有一很小的倾角, 例如几十 mrad. 这时, 根据 BMT 自旋运动方程<sup>[5,6]</sup>, 无规激发的振荡就会引起自旋的扩散, 导致了去极化效应. 当自旋进动和轨道振荡耦合时, 去极化效应最明显, 这时就称为共振去极化. 对于 BEPC 目前的运行条件, 在几个典型能量下对撞时, 自旋进动频率  $\nu$  列在表 2 中.

对于比较感兴趣的几个实验, 在目前参数下运行时, 在  $\tau_p$  阈值时比较接近共振, 其它情况都偏离共振. 此外, 根据实验的需要, 轨道共振参数可做适当调整.

表 1 几种典型情况下 BEPC 的极化建立时间

典型物理	J/ψ 阈	τ <sup>±</sup> 阈	ψ'	D <sub>s</sub>	σ <sub>max</sub> (τ <sup>±</sup> )	最大能量
√S(GeV)	3.097	3.56	3.77	4.03	4.174	5.6
τ <sub>F</sub> (h)	12.5	6.25	4.7	3.4	2.83	0.65

表 2 几种典型情况下 BEPC 的自旋进动频率 ν

典型物理	J/ψ 阈	τ <sup>±</sup> 阈	ψ'	D <sub>s</sub>	σ <sub>max</sub> (τ <sup>±</sup> )	最大能量
E <sub>c</sub> (GeV)	1.548	1.77	1.88	2.015	2.087	2.8
ν(Hz)	3.51	4.017	4.27	4.57	4.74	6.35

通常通过修正轨道的畸变来提高束流的极化度, 这需要首先建立一台快速响应的在极化仪, 实时快速地测量束流的极化度, 然后通过调整轨道参数来提高极化度。

## 4 BEPC 束流极化的测量

精确快速地测量极化度是实现束流极化和开展高能极化物理工作的重要前提。只有通过专门设计的极化仪, 才能准确确定束流的极化度; 只有通过快速响应的极化仪与加速器轨道参数的调整相结合, 才能获得较高的束流极化度; 只有通过快速响应的极化仪与射频共振去极化装置结合, 才能对束流能量进行精确的绝对刻度; 只有通过精确实时地监测束流极化度, 才能进行与极化相关的粒子物理研究工作。同时, 极化测量本身也是一项艰巨和复杂的工作, 各国的高能加速器上都有一个常年工作的具有相当规模的极化测量小组。有人形容极化仪像一台小型的高能探测器。

BEPC 通过同步辐射建立的极化是横向极化, 我们拟建立一台 Compton 散射极化仪来测量 BEPC 的电子束流极化度。Compton 散射极化仪利用激光束产生的低能光子和极化的高能电子散射, 散射后的光子是在实验室坐标系中基本沿电子束动量方向, 分布在一个很小立体角中的高能 γ 射线, 散射后的电子能量也发生变化。因此, Compton 散射极化仪又可分为两类, 一类是通过测量反冲电子的动量来确定束流的极化度<sup>[7]</sup>, 另一类则是测量散射 γ, 测量散射 γ 的能谱可确定束流的纵向极化度<sup>[7,8]</sup>, 测定散射 γ 的空间位置分布可确定束流的横向极化度<sup>[8-11]</sup>。

计算可得散射光子在实验室坐标系的能量分布,

$$E_{\gamma} = \frac{E_c(\cos \theta^* - 1)}{\cos \theta^* - 1 - 1/K_i}, \quad (6)$$

这里 θ\* 是在电子静止坐标系中散射光子与 z 轴的夹角, K<sub>i</sub> 是入射光子动量。假定 BEPC 运行在 E<sub>c</sub>=2.0GeV, 当激光光子能量为 2.33eV 时, 用 Monte Carlo 模拟, 计算得到的散

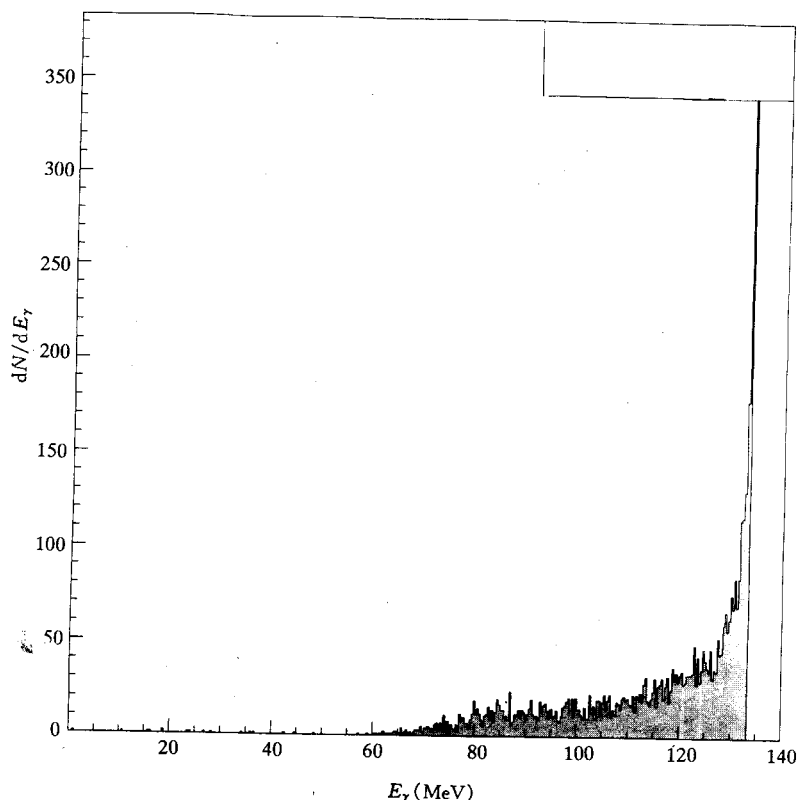


图2 BEPC 运行在  $E_e = 2.0\text{GeV}$ , 激光光子能量为  $2.33\text{eV}$  时计算得到的散射光子能谱分布

射光子能谱分布如图2. 此外还计算了散射光子在实验室坐标系中的角分布, 这些散射光子主要是集中在电子动量方向周围很小立体角  $1/\gamma$  rad 内的高能  $\gamma$ .

散射  $\gamma$  光子的强度可表示为

$$N = fL, \quad (7)$$

这里  $f$  为激光光子与电子束团每秒碰撞次数,  $L$  为每束团和激光散射产生的  $\gamma$  光子数,

$$L = \sigma_c n_e \lambda L_e f_s, \quad (8)$$

其中,  $n_e$  为每束团电子数, 对 BEPC,  $n_e = 1.5 \times 10^{11}$ ;  $\sigma_c$  为 Compton 散射截面, 采用倍频 YAG 激光器,  $\lambda = 0.532\text{nm}$ ,  $E_\lambda = 2.33\text{eV}$ ,  $\sigma_c = 630\text{mb}$ ;  $\lambda_r$  为激光光子数线密度, 倍频 YAG 激光器每脉冲能量为  $50\text{mJ}$ , 脉宽  $10\text{ns}$ , 则  $\lambda_r = 4.4 \times 10^{14}$  光子/cm;  $f_s$  为激光与电子束的空间重迭因子, 它等于电子束与激光相交部分的面积占激光光束截面的百分比乘以相交部分占电子束流截面的百分比, 电子束截面为长轴约  $4\text{mm}$  短轴约  $0.6\text{mm}$  的椭圆, 调节激光束的面积和形状使达到最佳重迭, 可估算此因子为  $20\%$  左右;  $L_e$  为有效作用长度, 激光束在垂直方向以  $0.9\text{mrad}$  的角度与电子束相交, 设激光束垂直方向宽度为  $1\text{mm}$ , 则  $L_e = 1.1\text{m}$ . 由以上参数可算出在电子束和激光的每次碰撞中产生的  $\gamma$  光子数  $L = 910$ .

若激光重复频率为  $10 / \text{s}$ , 并与束团同步, 使每个激光脉冲都能和束团碰撞, 则

$$N = 9.1 \times 10^3 \text{光子} / \text{s}.$$

此散射光子束将决定极化测量的速度和测量精度.

当激光从左旋圆偏振变为右旋圆偏振时, 通过测量散射  $\gamma$  分布中心位置  $\langle y \rangle$  的变化, 可以测量 BEPC 的横向极化度:

$$\Delta y(E_\gamma) = \frac{\langle y \rangle_L - \langle y \rangle_R}{2} = \Delta S_3 P_y H(E_\gamma), \quad (9)$$

$H(E_\gamma)$  称为分析率, 它可由理论计算给出. 我们计算了在 BEPC 上分析率随  $E_\gamma$  的变化, 如图 3 所示. 在图 4 中, 进一步计算了分析率随电子能量和在电子静止系中散射  $\gamma$  角度的变化.

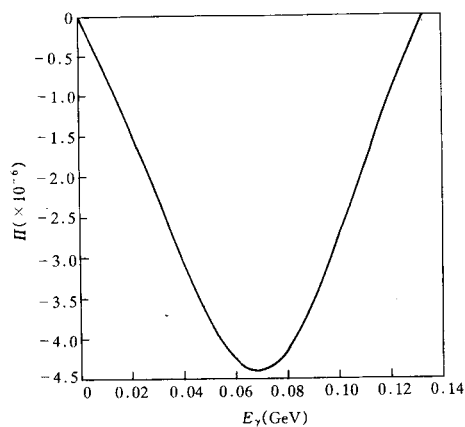


图 3 在 BEPC 上分析率  $H$  随光子能量  $E_\gamma$  变化的计算结果 ( $E_i = 2.33 \text{eV}$ ,  $E_e = 2.0 \text{GeV}$ )

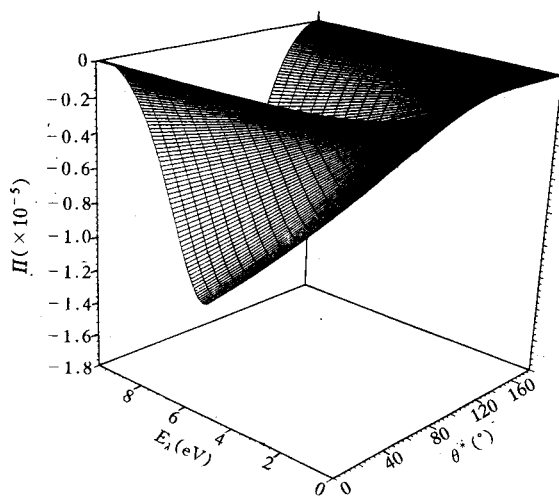


图 4 在 BEPC 上分析率  $H$  随激光光子能量  $E_i$  和在电子静止系中散射  $\gamma$  角度  $\theta^*$  的变化 ( $E_e = 2.0 \text{GeV}$ )

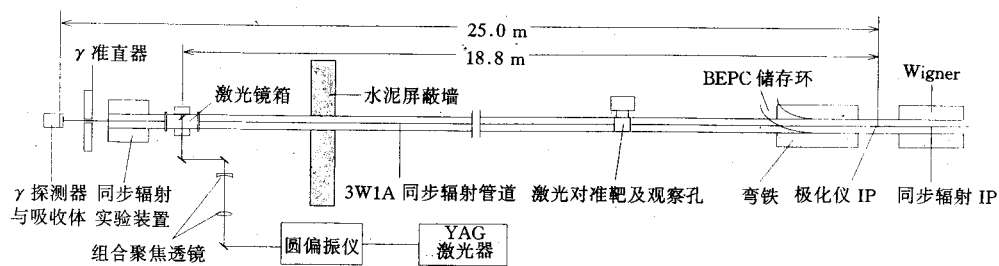


图5 BEPC电子束流极化度测量系统的实验布局示意图

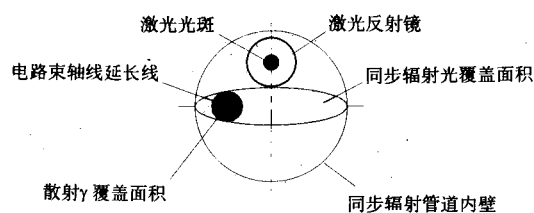


图6 入射的激光、散射的高能 $\gamma$ 和同步辐射光在激光反射镜处的横截面分布

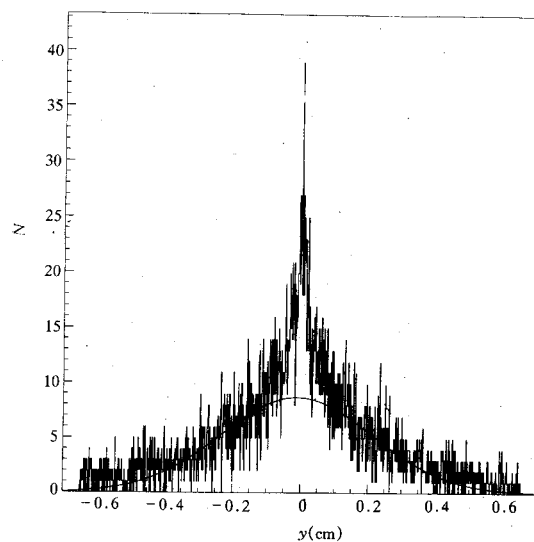


图7 散射 $\gamma$ 在 $y$ 方向上分布的Monte Carlo模拟结果

在其它高能加速器上的极化测量,大多是专门设计一段X形管道,具有激光入射窗和出射窗,将这段管道插入储存环中.在BEPC上电子束流极化度测量系统的布局示意图如图5,为了节省投资和不影响加速器的正常运行,在我们的测量方案中利用一条正在建设的同步辐射管道,在此同步辐射管道中插入一段安装激光反射镜的过渡段,激光经

反射后, 在管道中逆同步辐射光的方向到达相互作用点(IP). 为了使激光和直线段的电子作用, 激光 IP 选在 Wigner 磁铁之外, 和同步辐射 IP 相差约 2m, 从激光 IP 到反射镜的距离为 18.6m. 在设计同步辐射管道时, 已考虑到极化测量的需要, 各光阑都做了相应的扩展, 使激光光路不会受阻. 同时入射的激光, 散射的高能 $\gamma$ 和同步辐射光路又不会相互影响. 图 6 为这几种光在激光反射镜处的横截面分布. 高能 $\gamma$ 和同步辐射光虽然在空间上有重叠, 但它们的能量相差 5 个量级, 对彼此的测量装置都不会造成不可克服的影响. 激光反射镜的边缘和同步辐射光也不重叠. 在离 IP 不远的地方设计了一激光观察靶和观察孔, 必要时将观察靶降下, 可通过 CCD 摄像头观察激光束的对准情况. 平时将观察靶提高, 偏离管道中心, 不会影响同步辐射光的光路.

采用脉冲 YAG 激光器, 脉宽为 10ns, 脉冲能量为 50mJ, 激光重复频率为 10pps, 激光出口处光斑直径为 6mm. 用组合透镜系统使光束在 IP 处聚焦到直径约 1—2mm. 为此极化仪专门研制的圆偏振系统, 其圆偏振度可达 99% 以上. 为了减小双折射造成的激光偏振度的变化, 在圆偏振建立后, 所有的反射镜都采用双镜系统, 以补偿双折射的影响.

$\gamma$ 射线的探测拟采用 HAMAMATSU 生产的  $13 \times 13\text{mm}$  硅位置灵敏探测器 (PSD), 其位置分辨率为  $6\mu\text{m}$ , 并采用钨或铅材料作为吸收层, 使高能 $\gamma$ 转换为  $e^+e^-$ , 便于被 PSD 探测. 为得到探测器最佳的位置分辨率和探测效率, 利用 GEANT 程序对散射 $\gamma$ 的位置分布和能量分布以及经过不同吸收体后的位置和能量分布进行了 Monte Carlo 模拟,

图 7 为计算出的散射 $\gamma$ 在  $y$  方向的分布. 在一种激光圆偏振状态下, 偏离零点的平均值约为  $90\mu\text{m}$ . 计算的详细结果将另文发表.

在制定此方案的过程中, 高能物理所的吴英志, 张闯, 国智元和王东等同志都参加了多次讨论, 在此向他们表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] E. Fernandez, in "Neutrino 90", *Nucl. Phys.*, **B666**(1990)1.
- [2] R. F. Schwitters *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975)1320.
- [3] R. J. Celotta, D. T. Pierce, in *Advances in Atomic and Molecular Physics*, ed. Sir David R. Bates Vol. 16 (1980)102.
- [4] L. M. Ternov, Yu. M. Loskutov, L. I. Korvina, *Sov. Phys. JETP*, **14**(1962)921.
- [5] L. Thomas, *Philos. Mag.*, **3**(1927)1.
- [6] V. Bargmann, L. Mickel, V. L. Telegdi, *Phys. Rev. Lett.*, **2**(1959)435.
- [7] M. Swartz *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A363**(1995)526.
- [8] K. Nakajima, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1994)1697.
- [9] R. Assmann *et al.*, CERN SL/93-02(BI).
- [10] D. B. Gustavson *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **165**(1979)177.
- [11] D. P. Barber *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A329**(1993)79.



## Study on Polarization of BEPC Beam and a Polarimeter

Deng Jingkang    Shang Rencheng    Zhu Shengjiang    Xu Wang  
Zhang Juping    Jin Qingzhen    Zhu Henian

*(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)*

Xia Shaojian    Yan Yonglian    Guo Yanan

*(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)*

Received 28 June 1996

### Abstract

The necessity and feasibility of beam polarization on Beijing Electron-Positron Collider (BEPC) and the principles and methods of measurements for beam polarization are briefly introduced in this paper. The design of a Compton polarimeter used for measurements of beam polarization of BEPC beam by using a synchrotron radiation pipe-line and the experiments under way are presented.

**Key words** BEPC electron beam, beam polarization, polarization measurements.