

圆偏振光子和极化电子的朝后 $\gamma + e \rightarrow H + e$ 反应——一种探测 W-S 模型中 Higgs 粒子的建议

彭宏安 裘忠平 李家荣
(北京大学物理系) (华中师范学院)
1983年12月5日收到

提 要

本文讨论了圆偏振光子和极化电子的 $\gamma + e \rightarrow H + e$ 反应, 利用其微分截面在朝后方面有尖锐的峰值, 提出了利用这个过程探测 Higgs 粒子的建议.

一、引 言

继实验中找到并证实了带电矢量中间玻色子 $W^\pm$ 后^[1], 不久前又发现了中性矢量中间玻色子 Z^0 ^[2], 它们的质量都与 Weinberg-Salam 模型(以下简称 W-S 模型)预言值精确相符^[3]. 这就使得人们更加相信这个模型极可能反映了客观世界中弱电作用的规律. 摆在实验工作者面前的课题是除进一步量出表征 $W^\pm$, Z^0 粒子基本性质的各种数据外, 一个极为重要的任务就是寻找到 W-S 模型中起了重要作用的 Higgs 粒子. 然而这是一个相当困难的问题. 因为从理论方面考察, 可以说有关单个中性 Higgs 玻色子的存在是 W-S 模型的薄弱点, 照这理论本身是无法确定 Higgs 粒子的质量 m_H 究竟多大; 迄今为止也没有任何理论能对此作出确切的预言, 只是根据一些临界性限制的分析判断它应该在几个 GeV 到二百多 GeV 之间^[4]. 从实验方面讲要辨认出 Higgs 粒子也是不容易的, 由于 W-S 模型中 Higgs 粒子不带电, 因而不参与通常的电磁作用. 目前已提出两种辨认它的办法: 一是利用 HWW 或 HZZ 耦合顶角^[4], 但这种办法在目前由于 W, Z^0 事例太少或加速器能量限制而有一定困难; 另一种是利用 H 与轻子或夸克的耦合 $H\bar{l}l$ 顶点, 但由于耦合强度正比于 (m_l/M_W) , 因而多限于产额很低的 τ 轻子或 c, b 重夸克的讨论^[5], 对于 e, μ 或轻夸克讲(特别是对于电子-Higgs 顶角讲), 耦合太弱导致截面太小而被其它的过程所掩盖.

本文提出一种探测 Higgs 粒子的新建议. 即在高能圆偏振 γ 光子和有确定螺旋度(helicity)的电子碰撞中^[6], 探测电子在朝后方向处的微分截面. 如果发现正朝后方向(散

1) 例如见李灵峰, 粒子物理讲习班讲义, (1981年, 合肥).

射角 $\theta = 180^\circ$) 有尖锐的高峰. 从下面分析可知这就表明 Higgs 粒子的存在, 而此尖锐高峰来自 $\gamma + e \rightarrow H + e$ 反应中类似于 Primakoff 效应^[7], 因而就提供了一种探测 Higgs 粒子的实验方案.

二、分析与计算

由于 Higgs 粒子是中性标量玻色子, 来自圆偏振 γ 光和有确定螺旋度 e 的反应 $\gamma + e \rightarrow H + e$ 就有两个明显的特点: 其一是在正朝后方向, 散射截面有尖锐的高峰, 下面具体计算中可以明显看出这来自运动学的效果, 其物理机制与过去原子核上光生 π^0 过程 $\gamma + Zc \rightarrow \pi^0 + Zc$ 中的 Primakoff 效应相类似. 其二是由螺旋度守恒得知, 朝后散射尖峰, 只可能在右旋 γ 光与正螺旋度 $h = +1$ 的电子, 或左旋 γ 光与负螺旋度 $h = -1$ 的电子相碰撞时出现. 利用这点就可以将 Higgs 粒子产生过程和中性矢量介子 ($\rho, \omega, J/\psi, \gamma$ 等) 产生过程明显区别开来^[7]. 为此先对极化的 $\gamma + e \rightarrow H + e$ 过程, 导出公式并计算. 算到最低阶时这个过程的两个 Feynman 图如图 1 所示.

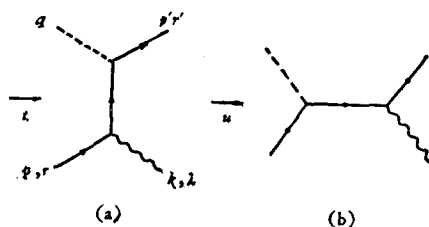


图1 $\gamma + e \rightarrow H + e$ 最低阶时的 Feynman 图

按 W-S 模型, 相应的拉氏量密度

$$\mathcal{L}_I = -ie\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A_\mu + \frac{gm_e}{2M_W} \bar{\psi}\psi H. \quad (1)$$

式中 $e = g \sin \theta_W$, 图 1 相应的 S 矩阵元

$$\begin{aligned} S_{fi} &= i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p+k-p'-q) M_{fi} \\ &= \frac{m_e e g \delta^{(4)}(p+k-p'-q)}{(2\pi)^4 M_W \sqrt{k_{e0}}} \epsilon_\mu^\lambda(k) \bar{u}_{r'}(p') \\ &\quad \times \left\{ \frac{i(\hat{p} + \hat{k}) - m}{(p+k)^2 + m^2} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{i(\hat{p} - \hat{q}) - m}{(p-q)^2 + m^2} \right\} u_r(p). \end{aligned} \quad (2)$$

引入 Mandelstam 变量

$$\begin{aligned} s &= -(p+k)^2 = -(p'+q)^2, \\ u &= -(p-q)^2 = -(p'-k)^2, \\ t &= -(p-p')^2 = -(q-k)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

后, 由 (2) 式得出质心系中非极化时角分布

$$\frac{d\sigma^{\text{non}}}{d\cos\theta} = \frac{-\alpha g^2 m_e^2 (s - m_H^2)}{32 M_W^2 s^2} \left\{ \frac{1}{(s - m_e^2)^2} [su + 3sm_e^2 - um_e^2 - 2m_e^2 m_H^2 + 5m_e^4] \right.$$

$$+ \frac{2}{(s - m_e^2)(u - m_e^2)} [su - (s + u)(m_H^2 - m_e^2) + m_H^4 - 4m_e^2 m_H^2 + 5m_e^4] \\ + \frac{1}{(u - m_e^2)^2} [su + 3um_e^2 - sm_e^2 - 2m_e^2 m_H^2 + 5m_e^4] \}. \quad (4)$$

对于圆偏振光和确定螺旋度的初态电子, 分别引进相应的极化张量和极化密度矩阵:

$$\epsilon_\mu^\lambda(k) \epsilon_\nu^\lambda(k) = \frac{1}{2} \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{1}{k_0} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \eta_\alpha k_\beta \right). \quad (5)$$

$$u_r(p) \bar{u}_r(p) = \frac{1}{2} (1 - \xi \gamma_5) \frac{-i \not{p} + m_e}{2p_0}. \quad (6)$$

其中 $\eta = (0, 0, \pm 1, 0)$ 的 ± 1 分别表示右旋和左旋 γ 光而 $\xi = \pm 1$ 分别表示两种电子螺旋度态.

质心系中圆偏振 γ 光与螺旋度态电子角分布

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma^{\text{non}}}{d\cos\theta} + \frac{-\alpha g^2 m_e^2 (s - m_H^2)}{32 M_W^2 s^2} \\ \cdot \frac{\xi}{k_0} \left\{ \frac{1}{(s - m_e^2)^2} [(s - m_H^2 + 3m_e^2)((s + u - 2m_e^2)(p' \cdot \eta) \right. \\ - (s - m_e^2)(k \cdot \eta)) + (m_H^2 - 4m_e^2)((u - m_e^2)(p \cdot \eta) + (s - m_e^2)(p' \cdot \eta))] \\ + \frac{1}{(s - m_e^2)(u - m_e^2)} [(s - m_H^2 + 5m_e^2)((s + u - 2m_e^2)(p \cdot \eta) \\ - (s - m_e^2)(q \cdot \eta)) - (u - m_H^2 + m_e^2)((s + u - 2m_e^2)(p' \cdot \eta) \\ + (u - m_H^2)(q \cdot \eta)) - 4m_e^2((u - m_H^2)(p \cdot \eta) + (s - m_e^2)(p' \cdot \eta))] \\ - \frac{1}{(u - m_e^2)^2} [(u - m_H^2 + m_e^2)((s + u - 2m_e^2)(p' \cdot \eta) + (u - m_H^2)(q \cdot \eta)) \\ + m_H^2((u - m_H^2)(p \cdot \eta) + (s - m_e^2)(p' \cdot \eta)) \\ \left. - 2m_e^2((s + u - 2m_e^2)(p \cdot \eta) - (s - m_e^2)(q \cdot \eta))] \right\}. \quad (7)$$

现在结合 (4), (7) 式讨论 $\theta = 180^\circ$ 附近的朝后截面. 由运动学得知对于这一过程, Mandelstam 变数 u 的范围是 $-\infty < u < m_e^2$, 当 $\theta = 180^\circ$ 时 (正朝后散射) u 达到其最大值 u_{max} ;

J	J_z	初态		末态	
		e	γ	H	e
(a) $1/2$	$-1/2$	$\xi=1$	$\eta=1$	$\xi'=1$	$\xi'=-1, \eta'=-1$
	$1/2$	$\xi=-1$	$\eta=-1$	$\xi'=-1$	$\xi'=1, \eta'=1$
(b) $3/2$	$-3/2$	$\xi=-1$	$\eta=1$	禁戒	$\xi'=1, \eta'=-1$
	$3/2$	$\xi=1$	$\eta=-1$	禁戒	$\xi'=-1, \eta'=1$

图 2 螺旋守恒示意图

$$u_{\max} = m_c^2 - \frac{1}{2s}(s - m_c^2)[(s - m_H^2 + m_c^2) - \sqrt{(s - (m_H + m_c)^2)(s - (m_H - m_c)^2)}] \xrightarrow{s \text{ 大}} m_c^2. \quad (8)$$

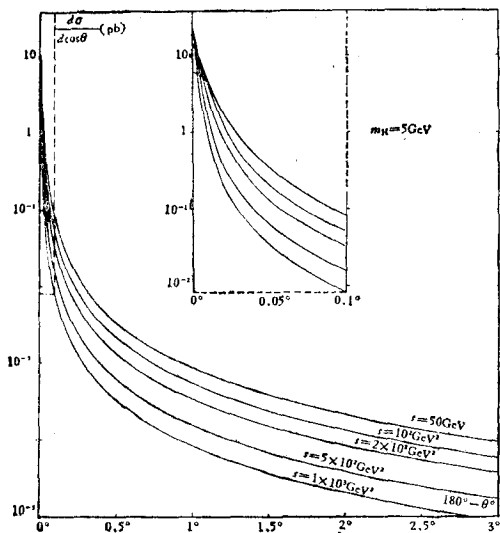


图 3

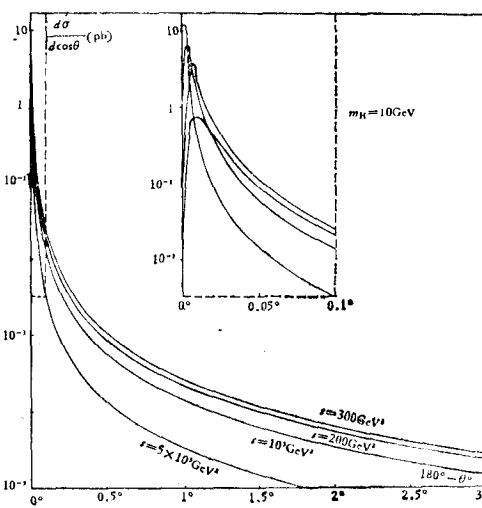


图 4

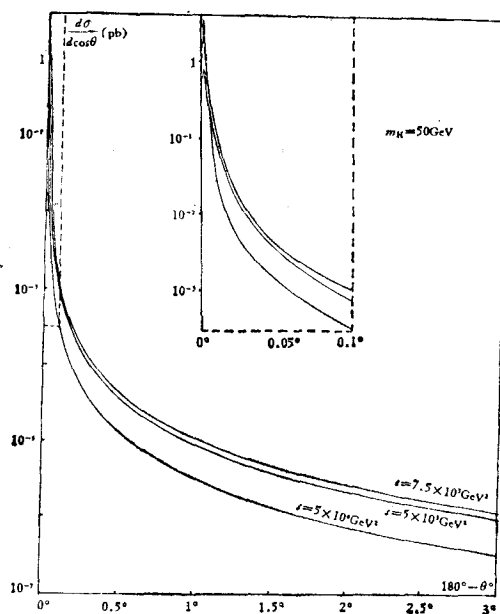


图 5

由此可见(4),(7)式中曲括号内与图1(b)有关的第二、三项其分母在 s 大时趋于零,从而克服了耦合常数正比于小的 m_c 值带来的压低作用。尤其是第三项将使微分截面紧靠

$\theta = 180^\circ$ 时出现显著的高峰. 我们正是期待利用这一点, 在实验上探测到 Higgs 粒子.

对照图 2 得知当我们考虑特定极化状态的 $\gamma - e$ 对撞时, 就容易将产生 Higgs 粒子过程与通过矢量为主机制产生中性矢量介子 ($V = \rho^0, \omega, J/\psi, \gamma$ 等) 的过程区别开来. 由于 H 的自旋为零而 V 的自旋为 1, 螺旋度守恒 ($\theta = 180^\circ$ 时即沿对碰线上角动量守恒) 对于 Higgs 粒子产生只允许图 2 (a) 的两种极化状态而对 V 粒子产生则还允许图 2 (b) 的另外两种.

由于我们主要讨论 s 大时的朝后散射, 这时变数 u 趋近于其上限 m_e^2 , (4) 式和 (7) 式可以省略去许多小项而使得表达式大为简化.

三、结果与讨论

在数值计算中, 我们采用的参数值是

$$M_W = 81 \text{ GeV}, \sin^2 \theta_W = 0.214 \text{ (相当于取 } M_Z = 91.4 \text{ GeV)}.$$

对于 Higgs 粒子, 我们讨论了 $m_H = 5, 10, 50 \text{ GeV}$ 三种情形. $\gamma + e$ 质心系能量平方 s 从 50 GeV^2 到 $5 \times 10^4 \text{ GeV}^2$. 这样算出的朝后极化截面数值结果由图 3—图 5 示出. 对照图形有以下几点可供讨论.

1. 所有的朝后方向极化截面都显示出极为尖锐突出的峰, 它以 $\theta = 180^\circ$ 为峰颠, 其数值高达几个 pb, 而偏离正朝后方向 3° 时其数值就下降了五个数量级. 它正好显示出类似 Primakoff 效应而可利用它作为探测 Higgs 粒子手段.

2. 朝后极化截面随 m_H 的增加而下降. 比较图 3—图 5, 得知对于相同的 s 和 θ 值, m_H 由 5 GeV 到 50 GeV 时, 截面值下降了一个数量级, 而当 m_H 和 θ 固定时, 朝后截面值随 s 增加而减少, 不过由于这些变化都不是太突出, 因此不大能期望通过这种反应从实验上定出 m_H 的确切数值.

3. 目前在对撞机上的实验, 由于技术上存在某些困难, 还不能在正朝前 ($\theta = 0^\circ$) 和正朝后 ($\theta = 180^\circ$) 两个小锥角内进行测量. 但是正好在这两个小锥角内有丰富的物理内容, 因此极待实验上改进技术, 扩大探测区域, 使得本文建议得以实现.

感谢高崇寿同志有益的讨论.

参 考 文 献

- [1] G. Arinison *et al.*, *Phys. Lett.* **122B** (1983), 103.
- [2] G. Arinison *et al.*, *Phys. Lett.*, **126B** (1983), 398.
- [3] 1983 年 Cornell 国际光子-轻子会议报告.
- [4] R.L. Kelly *et al.*, *Phys. Rev.D*, **23** (1980), 1940.
- [5] V. Barger *et al.*, *Phys. Rev.D*, **25** (1982), 1838.
- [6] 彭宏安等, 高能物理与核物理, **7**(1983), 761.
- [7] H. Primakoff, *Phys. Rev.*, **81** (1950), 899.

**BACKWARD SCATTERING IN THE $\gamma + e \rightarrow H + e$ PROCESSES
WITH CIRCULAR POLARIZED PHOTONS AND POLARIZED
ELECTRONS —A SUGGESTION FOR SEARCHING THE
HIGGS PARTICLES OF WEINBERG-SALAM MODEL**

PENG HONG-AN

(Department of Physics, Peking University)

QIU ZHONG-PING LI JIA-RONG

(HuaZhong Teacher's College, Wuchang)

ABSTRACT

We have discussed the backward scattering in the $\gamma + e \rightarrow H + e$ processes with circular polarized photons and polarized electrons. Using the extremely sharp peak of the differential cross sections in the backward direction, one could hopefully search the Higgs particles in Weinberg-Salam model.

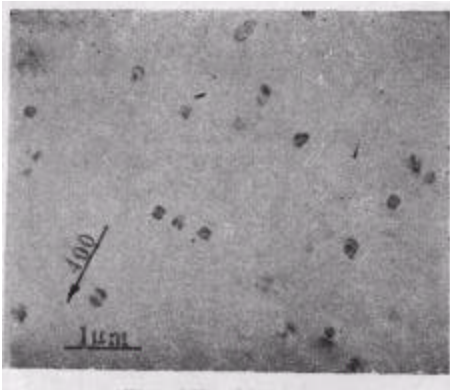


图 1 850℃ 24 小时 B[001]

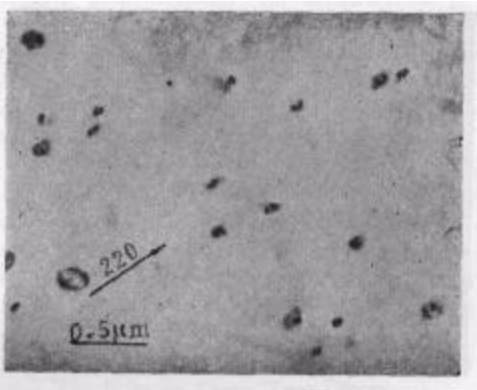


图 2 B[001]



图 3 B[001]



图 4 B[001]

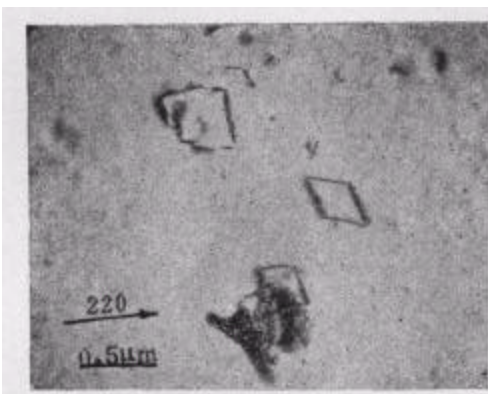


图 5 $B[001]$

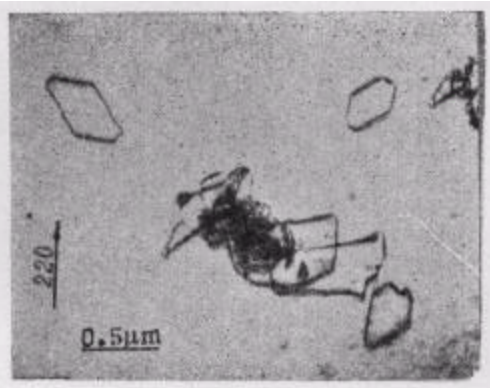


图 6 $B[001]$

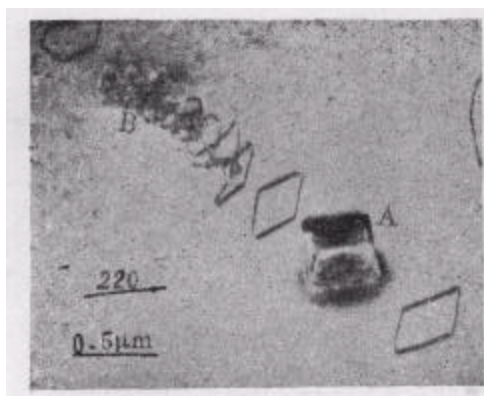


图 7 $B[001]$

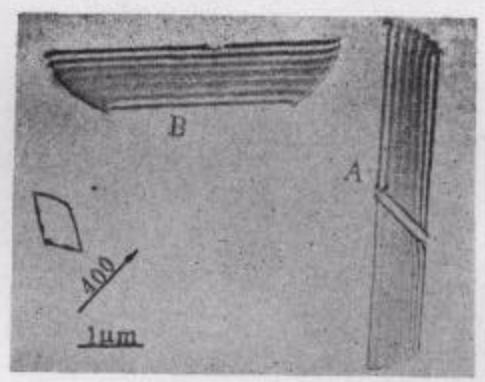


图 8 $B[001]$