

正负电子对撞中重轻子 τ 的 弱电干涉产生和宇称破坏效应

伍经元 吴丹迪

(中国科学院高能物理研究所)

李小源

(中国科学院理论物理研究所)

摘 要

我们建议测量过程 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+ + \pi^-(\rho^-, \mu^-) +$ 中微子中的级联 π 、 ρ 的能谱, 以决定由于电磁和弱作用干涉引起的宇称破坏效应。在重窄共振处进行这种观察是特别合适的。从经验上我们猜测下一个这样的共振的质量大约是 $28-31 \text{ GeV}/c^2$ 。

大量的文章讨论了 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程中可能的弱作用和电磁作用干涉效应^[1], 在正在建造的对撞机 PEP 和 PETRA 上, 测量 μ 子前后不对称性的实验也正在积极准备之中^[2]。这个实验虽然可以决定在 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 中是否有轴矢粒子的交换, 但是, 要真正决定这种轴矢粒子的弱作用本质, 还必须观察作为弱作用重要特征的宇称破坏效应。一种观察方法就是测量 μ 子的纵向极化。在弱电统一的规范场理论中, 极化的大小取决于电子、 μ 子的矢量和轴矢耦合常数, 典型地可以用参数 $\eta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \frac{s}{4\pi\alpha} \cdot \left(1 - \frac{s}{m_Z^2}\right)^{-1}$ 来表示, 对 $m_s \sim 90 \text{ GeV}$ 和 $\sqrt{s} = 30 \text{ GeV}$, $\eta = 0.12$ 。不幸的是, 在 PEP 和 PETRA 的能量, 产生的 μ 子能量是相当高的, 极化的测量在实际上可能是很困难的。

但是, 很容易注意到, 重轻子 τ 的干涉产生和 μ 子有类似的特点, 特别是, 产生的 τ 将同样是纵向极化的。可是, 重轻子 τ 会很快衰变, 因而, 分析研究 τ 衰变产物的特征, 可以提供了解 τ 极化的线索, 并进而了解 τ 的产生中是否存在宇称破坏效应。在这篇文章里, 我们着重讨论在级联过程

$$\begin{aligned}
 e^+ + e^- &\xrightarrow{\tau, Z^0} \tau^+ &+ &\tau^- \\
 &\downarrow &&\downarrow \\
 &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_e &&\rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \\
 &&&\rightarrow \pi^- + \nu_\tau \\
 &&&\rightarrow \rho^- + \nu_\tau
 \end{aligned} \tag{1}$$

中 μ^- 、 π^- 或 ρ^- 的能谱, 看一看宇称破坏效应的影响。当然, 级联能谱的测量也有其弱

点, 例如, τ 衰变的弱作用顶点会引起复杂性。但是这一点原则上可以用其他实验来澄清¹⁾。

假设 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的弱作用有效拉氏量为

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{(1-s/m_z^2)} \bar{e} r_\mu (a_V + a_A \gamma_5) e \bar{\tau} r^\mu (b_V + b_A \gamma_5) \tau, \quad (2)$$

$\tau \sim \nu_\tau$ 的带电流为

$$\bar{\tau} r_\mu [\epsilon_L(1 - \gamma_5) + \epsilon_R(1 + \gamma_5)] \nu_\tau + \text{h.c.}, \quad (3)$$

过程 (1) 的计算是直接的^[3]。和电磁产生的唯一的差别是, 在有弱电干涉的情况下, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的微分截面中除了有极化无关项 A 和关联极化项 $A_{\mu\nu}\lambda_+^\mu\lambda_-^\nu$ 以外, 还有和单个重轻子极化相关的项 $A_\mu^{(+)}\lambda_+^\mu$, $A_\mu^{(-)}\lambda_-^\mu$, 即

$$\frac{d\sigma}{dQ_\tau} (\lambda_\mu^{(+)}, \lambda_\nu^{(-)}) = A + A_\mu^{(+)}\lambda_+^\mu + A_\mu^{(-)}\lambda_-^\mu + A_{\mu\nu}\lambda_+^\mu\lambda_-^\nu, \quad (4)$$

因而, 在对重轻子传播子取窄宽度近似的情况下, 级联 X 粒子的微分截面是

$$d\sigma = \frac{4B_x B_X}{\Gamma_X} \int dQ_\tau \left[c(x)A + c_\mu^{(-)}(x) \left(-g^{\mu\nu} + \frac{k_+^\mu k_-^\nu}{m_\tau^2} \right) A_\nu^{(-)} \right] \frac{d^3p_x}{2p_x^0}, \quad (5)$$

其中, k_+^μ , k_-^μ 及 λ_+^μ , λ_-^μ 分别是质心系中 τ^+ , τ^- 的动量和自旋取向, $dQ_\tau = \sin\Theta d\Theta d\Phi$ 是 τ^+ , τ^- 中任何一个的立体角元。 $c(x)$ 和 $c_\mu^{(-)}(x)$ 是极化重轻子 τ^- 作 X^- 衰变 ($X^- = \mu^-, \pi^-, \rho^-, \dots$) 的微分衰变率中的极化无关和极化相关项, B_x 和 Γ_X 是分支比和宽度, $d^3p_x/2p_x^0$ 是 X^- 粒子的相空间体积元。在没有实验割断的条件下, 完成 (5) 式中的对 τ 及 X^- 的立体角积分, 即得到级联 X^- 的能谱。

在我们讨论的情况下, 产生的 τ 的纵向极化是

$$\langle P(\Theta, \Phi) \rangle = \frac{\eta}{1 + \eta \cdot 2a_V b_V} \left(2a_V b_A + \frac{4a_A b_V \cos\Theta}{1 + \cos^2\Theta} \right), \quad (6)$$

(6) 式中的第一项和重轻子 τ 产生的方向 Θ, Φ 无关, 是各向同性的; 而和 $\cos\Theta$ 有关的项, 在对 $dQ_\tau dQ_X$ 积分后没有贡献。因而, 在这情况下, 级联 X 的能谱有简单而又清楚的物理意义, 它就是一个极化度为 $\langle P \rangle = \frac{2\eta a_V b_A}{1 + \eta 2a_V b_V}$ 的纵向极化的 τ^- 进行 X^- 衰变的能谱²⁾。

我们给出结果:

1) 对 $X = \pi$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\Gamma}}{dZ_\pi} = & \frac{1}{\beta_\tau} \cdot \frac{1}{1 - \mu_\pi^2} \cdot \left\{ e_R^2 \left[1 + \frac{\langle P \rangle}{3 - \beta_\tau^2} \cdot \frac{1}{1 - \mu_\pi^2} F(\mu_\pi^2, \beta_\pi^2, Z_\pi) \right] \right. \\ & \left. + e_L^2 \left[1 - \frac{\langle P \rangle}{3 - \beta_\tau^2} \cdot \frac{1}{1 - \mu_\pi^2} F(\mu_\pi^2, \beta_\pi^2, Z_\pi) \right] \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

2) 对 $X = \rho$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\Gamma}}{dZ_\rho} = & \frac{1}{\beta_\tau} \cdot \frac{1}{1 - \mu_\rho^2} \left\{ e_R^2 \left[1 + \frac{\langle P \rangle}{3 - \beta_\tau^2} \frac{1 - 2\mu_\rho^2}{(1 + 2\mu_\rho^2)(1 - \mu_\rho^2)} F(\mu_\rho^2, \beta_\rho^2, Z_\rho) \right] \right. \\ & \left. + e_L^2 \left[1 - \frac{\langle P \rangle}{3 - \beta_\tau^2} \frac{1 - 2\mu_\rho^2}{(1 + 2\mu_\rho^2)(1 - \mu_\rho^2)} F(\mu_\rho^2, \beta_\rho^2, Z_\rho) \right] \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

1) τ 衰变的弱作用顶点已在实验中测量, 有利于 $V - A$, 即 $\epsilon_L \approx 1$, $\epsilon_R \approx 0$ 。

2) 这个简化并非总是可行的。

3) 对 $X = \mu$

$$\frac{d\bar{\Gamma}}{dZ_\mu} = \left\{ [G_1(y_1) - G_1(y_2)] + \frac{2\langle P \rangle}{3 - \beta_\tau^2} [(G_2(y_1) - G_2(y_2) - 2Z_\mu) \times (G_3(y_1) - G_3(y_2))] \right\}, \quad (9)$$

其中, $\mu_X = m_X/m_\tau$, $Z_X = E_X/E_\tau$, β_i, m_i, E_i 是 i 粒子的速度、质量和能量。且

$$F(\mu_X^2, \beta_X^2, Z_X) = \frac{3 + \beta_\tau^2}{2} (1 + \mu_X^2) - \left[4Z_X - \frac{1}{2} (1 - \beta_\tau^2) - \frac{Z_X^2}{2} (1 - \beta_X^2) \right], \quad (10)$$

$$G_1(y) = \frac{2}{\beta_\tau} \left\{ \epsilon_R^2 (-2y^3 + 3y^2) + \epsilon_L^2 \left(-\frac{2}{3} y^3 + \frac{1}{2} y^2 + y \right) \right\}$$

$$G_2(y) = \frac{2}{\beta_\tau} \{ \epsilon_R^2 \cdot 3y + \epsilon_L^2 (-y^2 + y) \}$$

$$G_3(y) = \frac{2}{\beta_\tau} \left\{ \epsilon_R^2 (-2y^3 + 3y^2) + \epsilon_L^2 \left(\frac{2}{3} y^3 - \frac{3}{2} y^2 + y \right) \right\}$$

$$y_1 = \begin{cases} 1 - \frac{2Z_\mu}{1 + \beta_\tau} \\ 1 - \frac{2Z_\mu}{1 + \beta_\tau} \end{cases} \quad y_2 = \begin{cases} 1 - \frac{2Z_\mu}{1 - \beta_\tau} & 0 \leq Z_\mu \leq \frac{1 - \beta_\tau}{2} \\ 0 & \frac{1 - \beta_\tau}{2} \leq Z_\mu \leq \frac{1 + \beta_\tau}{2} \end{cases} \quad (11)$$

能谱的归一化

$$\int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} dZ \frac{d\bar{\Gamma}}{dZ} = 1, \quad (12)$$

完全类似地可以得到级联 K, K^* 和 A_1 等等能谱。在 PEP/PETRA 能量, $\beta_\tau \approx 1$, 略去 π, μ 子质量, 则

$$\frac{d\bar{\Gamma}}{dZ_\pi} = \{ \epsilon_R^2 [1 + \langle P \rangle (1 - 2Z_\pi)] + \epsilon_L^2 [1 - \langle P \rangle (1 - 2Z_\pi)] \}, \quad (13)$$

$$\frac{d\bar{\Gamma}}{dZ_\mu} = \{ \epsilon_R^2 [H_R(Z_\mu) + \langle P \rangle \cdot H_R^{(p)}(Z_\mu)] + [H_L(Z_\mu) + \langle P \rangle \cdot H_L^{(p)}(Z_\mu)] \}, \quad (14)$$

其中

$$\begin{cases} H_R(Z_\mu) = 4Z_\mu^3 - 6Z_\mu^2 + 2, \\ H_L(Z_\mu) = \frac{4}{3} Z_\mu^3 - 3Z_\mu^2 + \frac{5}{3}, \\ H_R^{(p)}(Z_\mu) = -8Z_\mu^3 + 9Z_\mu^2 - 6Z_\mu + 1, \\ H_L^{(p)}(Z_\mu) = \frac{8}{3} Z_\mu^3 - 3Z_\mu^2 + \frac{1}{3}. \end{cases} \quad (15)$$

为明显起见, 在图 1 及图 2 中, 我们分别画出 $\beta_\tau = 1$ 时, 对典型的 $\langle P \rangle = 0.1$ 的情况的 π 介子和 μ 子的能谱 ($m_\pi = m_\mu = 0$)。我们看到, 即使对最大的 $\langle P \rangle$, 极化 τ 的 μ 子能谱和无极化时相比并没有有意义的改变, 除非继续提高束流的能量, 而 π 的能谱却明显偏离无极化的谱。因而, 要通过级联衰变的能谱来观察宇称破坏效应, 看 π (或 ρ) 的能谱比看 μ 的能谱有利。注意到, 虽然极化 τ 的 π 能谱明显偏离无极化的谱, 但重要的特点是仍然保持线性, 这使它和高自旋 τ 的衰变仍然是有差别的^[4]。

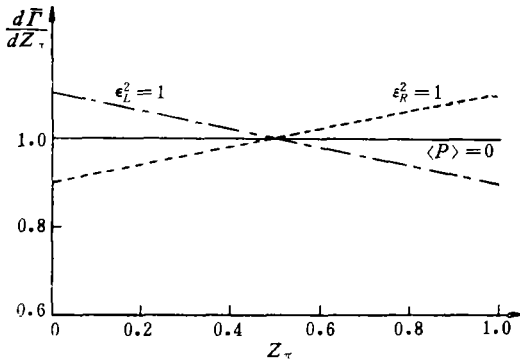


图 1 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+\pi^- +$ 中微子 π^- 能谱
 $\beta_\tau = 1 \quad m_\pi = 0 \quad \langle P \rangle = -0.1$

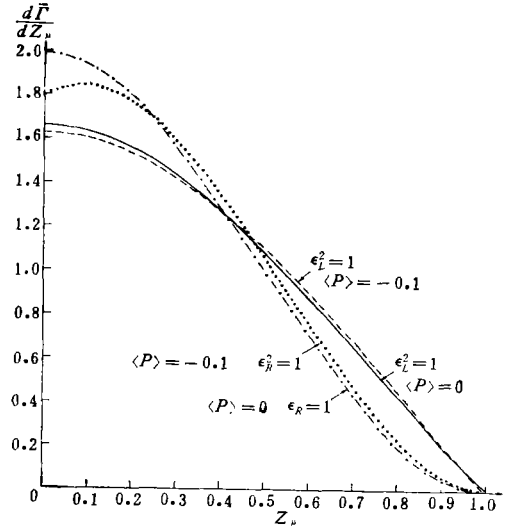


图 2 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+\mu^- +$ 中微子 μ^- 能谱
 $\beta_\tau = \beta_\mu = 1$

在实际测量 π 、 ρ 等能谱时,存在两个问题。一个是级联过程的截面是 $\sigma =$

$\sigma_{em}(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \cdot (1 + \eta 2a_\nu b_\nu) \cdot B_e B_X$, 在典型的亮度 $L = 10^{31} \sim 10^{32} [\text{厘米}]^{-2} \text{秒}^{-1}$ 下,事例率是相当低的,大约至多每天只有几个事例。另一个是,在典型的 Weinberg-Salam 模型中,对流行的 Weinberg 角 $\sin^2 \theta_w = 0.24 \pm 0.02^{[5]}$, 电子、 μ 子的中性流几乎是纯轴矢的,即 $a_\nu = b_\nu \approx 0, a_A = b_A = \frac{1}{\sqrt{2}}$, 因而极化效应是很微弱的。但是,如存在 $J/\psi, \Upsilon$ 这样的

$J^{PC} = 1^{--}$ 的高质量的重夸克和反夸克束缚态 Q , 而且 Q 有适当的衰变到 $\tau^+\tau^-$ 的分支比 $B(Q \rightarrow \tau^+\tau^-)$, 那么 Q 的产生和衰变中的干涉效应将同样使重轻子 τ 是纵向极化的,而且,纵向极化是共振处唯一有意义的干涉效应。如果我们假设重夸克及其反夸克的束缚态 Q 和光子及中性中间玻色子的有效耦合强度分别是 $\frac{em_Q^2}{f_Q}$ 及 $\frac{e}{2 \sin 2\theta_w} \cdot \frac{m_Q^2}{g_Q}$ (即使是

$\sin^2 \theta_w = 0.24$, 有效耦合并不为零), 那么共振处 τ 的极化度 $\langle P_Q \rangle = \frac{\eta \cdot f_Q / g_Q \cdot b_A}{1 + \eta \cdot f_Q / g_Q (a_\nu + b_\nu)}$,

同时,级联过程的截面也会由于共振 Q 而增强

$$\sigma = \sigma_{em}(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \left[1 + \eta \frac{f_Q}{g_Q} (a_\nu + b_\nu) \right] \left(\frac{e^2 m_Q^2}{f_Q^2} \right) \frac{\pi}{m_Q \Gamma_Q} B_e B_X,$$

因而在共振处观察级联 π 、 ρ 等的能谱是相对灵敏的。谱形和在式(7)–(11)中给出的相同,唯一的改动是用共振处的极化度 $\langle P_Q \rangle$ 代替共振外的极化度 $\langle P \rangle$ 。

我们发现,若以质量平方为单位,那么在 $J^{PC} = 1^{--}$ 的夸克和反夸克束缚态 $\phi, J/\psi, \Upsilon$ 的质量和简单的正整数 n 之间,近似存在一个颇有兴味的关系

$$n \approx a \int_{m_\phi^2}^{m_Q^2} \frac{dm^2}{m^2}, \tag{16}$$

其中 $a \sim (\ln 10)^{-1}$, $n = 0, 1, 2$ 分别对应 $\phi, J/\psi$ 及 Υ 。因此,如这个近似的经验关系是正确的,那么,在 PEP/PETRA 上,很可能会观察到与 $n = 3$ 相应的质量 $m_Q \sim 28\text{--}31$

GeV 的重夸克及其反夸克的束缚态 Q.

对由电荷 $2/3$ 的夸克组成的这种束缚态,其轻子衰变宽度大约为 5 KeV , 相应的,和束流能量分辨率无关的截面积分大约是

$$\int \bar{\sigma}_h(W) dW \sim \frac{2\pi^2(2J+1)}{m_0^2} \Gamma(Q \rightarrow e^+e^-) \sim 150 \text{ nb} \cdot \text{MeV}.$$

最后,如果有横向极化的 e^+e^- 束,那么 τ 的极化还可以用来决定弱中性流的时空结构. 对 S 、 T 、 P 耦合, τ 将是横向极化的^[6],但它们对级联 X 的能谱没有效应. 关于它们对级联过程的如角分布、共线角分布等等其它量的影响,我们将另行讨论.

参 考 文 献

- [1] N. Cabibbo and R. Gatto, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 1577; V. K. Cung, A. K. Mann, E. A. Paschos, *Phys. Lett.*, **41B** (1972), 355; J. Godine and A. Hankey, *Phys. Rev.*, **D6** (1972), 3301; D. A. Dicus, *Phys. Rev.*, **D8** (1973), 890; R. W. Brown, *Phys. Lett.*, **43B** (1973), 403; B. Kayser, S. P. Roson and E. Fischbach, *Phys. Rev.*, **D11** (1975), 2547; G. J. Komen, *Phys. Lett.*, **68B** (1977), 275.
- [2] Aachen-DESY-FOM-MIT-Minnesota-Southeastern Massachusetts University, Mark J. Experiment, in Preparation, PETRA 76/15.
- [3] Y. S. Tsai, *Phys. Rev.*, **D4** (1971), 2821; *ibid.*, **13** (1976), 771 (E); F. Bletzacker and H. T. Nieh, *Phys. Rev.*, **D14** (1976), 1251.
- [4] 伍经元、李小源、陈中谟, *高能物理与核物理*, **2** (1978), 236.
- [5] M. Holder et al., *Phys. Lett.*, **71B** (1977), 222; *Phys. Lett.*, **72B** (1977), 254.
- [6] 伍经元、李小源, 横向极化的 e^+e^- 对撞中 μ 对的产生和弱中性流的时空结构(未发表).
B. Kayser, S. P. Roson and E. Fischbach, *Phys. Rev.*, **D11** (1975), 2547.

HEAVY LEPTON τ PRODUCED IN e^+e^- ANNIHILATION BY THE INTERFERENCE BETWEEN ELECTROMAGNETIC AND WEAK INTERACTIONS AND PARITY VIOLATION EFFECTS

WU JING-YUAN WU DAN-DI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

LI XIAO-YUAN

(*Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

We propose the precise measurement of energy spectra of cascade π and ρ in processes $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+ + \pi^-(\rho^-, \mu^-) + \text{neutrinos}$ in order to determine parity-violating effects due to the interference between the electromagnetic and weak neutral current interactions. These observations are feasible especially at heavy narrow resonances. Empirically we conjecture that the next quarkonium may be at 28—31 GeV.