

如何从重轻子 τ 的二体衰变能谱 敏感地分辨它的自旋*

伍经元 陈中谟 张子贤

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

假定重轻子 τ 的自旋为 $3/2$, 通过 e^+e^- 碰撞产生的 $\tau^+\tau^-$ 的各个态将不具有相同的权重。甚至在一些可重整的模型中, 当产生能量大大超过 m_τ 时, τ 可能只有 $\pm 1/2$ helicity 态。这样 τ 的二体衰变能谱将呈现定性的改变, 因而给出判别 τ 自旋的一个极为敏感的方法。

一、引 言

最近 DESY 实验室的 DASP 组^[1]给出了重轻子 τ 衰变到 $\pi\nu_\tau$ 的分支比, 它比 τ 自旋是 $1/2$ 的理论^[2]所作的预言要小得多。我们曾经指出^[3]: 假如 τ 的自旋是 $3/2$, 这个压低是可以解释的。但对 τ 的其它衰变道的分支比与自旋 $1/2$ 的理论所予言的差异不大。这一来, 除了观察 $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ 的分支比以外, 就很难分辨 τ 的自旋。

在这篇文章里, 我们指出: 假定 τ 的自旋是 $3/2$, 在通过 e^+e^- 单光子产生的 $\tau^+\tau^-$ 的各个 helicity 态并不具有相同的权重, 甚至在可重整的理论之中, 当产生能量大大超过 τ 的质量 m_τ 时, 对一些模型而言, τ 可能只有 $\pm 1/2$ helicity 态, ($\pm 3/2$ helicity 态会被压低)。这样 τ 的二体衰变能谱将大大改变, 而不再是完全平坦的, 因而给出判别 τ 自旋是 $3/2$ 的一个极为敏感的方法。文中还讨论了 τ 的三体衰变能谱的改变。

二、 e^+e^- 通过单光子产生的 $\tau^+\tau^-$ 的 helicity 态

Rarita-Schwinger 的自旋 $3/2$ 场论^[4]与最小电磁作用原理给出的 τ 的电磁流是:

$$(j_\mu^{(\tau)})^{em} = i\bar{\psi}_\lambda^{(\tau)}\gamma_\mu\psi_\lambda^{(\tau)}, \quad (1)$$

(1)式中 $\psi_\lambda^{(\tau)}$ 代表 τ 场。由于作用的特殊性, 在产生能量大大超过 m_τ 时, τ^+ 和 τ^- 波函数的旋量部份分别是左旋右旋或右旋左旋的, 它们的矢量部份的 helicity 分别是 $(\pm 1, \mp 1)$ 或 $(0, 0)$ 的。从 Clebsch-Gordon 系数的组合, 能够产生的 $\tau^+\tau^-$ 的 helicity 态的相对权

本文 1978 年 5 月 17 日收到。

* 本文内容不限于讨论 τ 重轻子, 可以适用于辨别其它重轻子的自旋。

重是:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} \text{ 个 } \left(\pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right) \text{ 态,} \\ & \frac{1}{3} \text{ 个 } \left(\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2} \right) \text{ 态,} \\ & \frac{4}{9} \text{ 个 } \left(\pm \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} \right) \text{ 态,} \end{aligned}$$

括号内的二个数分别代表 τ^+ 和 τ^- 的 helicity. 可见各个 helicity 态的权重是不一样的. 自(1)式得到的产生截面是:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{S} \left[\frac{s^2}{9m_\tau^2} - \frac{2s}{9m_\tau^2} - \frac{2}{9} + \frac{4m_\tau^2}{s} \right] \left[1 - \frac{4m_\tau^2}{s} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

(2)式中, \sqrt{s} 是质心系能量, α 是精细结构常数. 我们看到这个截面是破坏么正性的. 最发散的项 $\sigma \sim s$ 来自 τ 的 $\pm 1/2$ helicity 态, 因为它是矢量部份包括纵向极化唯一的态. 即使有一个能重整而无鬼态的自旋 $3/2$ 粒子的量子电动力学, 最低级的产生截面高能行为仍然会与(2)式一样. 这是因为在微扰展开中, 虽然每一级不能证明分别是么正的, 但上述理论一定导致么正结果. 现举一例, 李政道和杨振宁的 ξ 极限矢量介子电动力学^[5] 是能重整的, 并且是么正的, 但通过 e^+e^- 碰撞产生的矢量介子对的截面, 在最低级微扰中并没有 s^{-1} 的行为. 再拿量子电动力学来说, 最低级的 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 虽然满足么正性, 如果再多算一级 α 的话, 就会发现截面正比于 $s^{-1} \ln s$, 该项也是破坏么正性的. 每一级微扰不能单独满足么正性的原因是: 当 $s \rightarrow \infty$ 时, αs 或 $\alpha \ln s$ 等等不再是一个小量, 因此就无法展开, 必须把所有各级都加起来以后才会满足么正性.

因此如果有一个能重整并无鬼态的自旋 $3/2$ 理论, 其最低级的产生截面高能行为如同(2)式, 在把高级修正的图加起来以后必然给出一个等效形状因子使产生截面满足么正性. 这样在高能下, 只有 $\pm 1/2$ helicity 态的贡献是主要的.

也有一些模型在最低级近似时是不破坏么正性的, 它是利用别的图来抵消发散的. 这种抵消又分成两类. 一类是对 $\tau^+\tau^-$ 的各种 helicity 态都同时压低, 如 Lee-Wick 的不定度规重光子模型^[7]. 重光子的作用恰好等效给出一个形状因子. 产生截面为:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = [(2)式] \left[1 + \frac{S}{m_H^2} \right]^{-2},$$

上式中 m_H 是重光子质量. 因此产生出来的 $\tau^+\tau^-$ 还是由 $\pm 1/2$ helicity 态给出最大贡献. 另一类抵消方法是抵消掉纵向极化的发散性而对横向极化项并不压低, 规范场理论就是

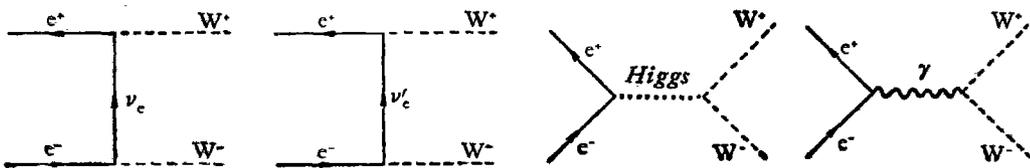


图1 $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ 在 Georgi-Glashow 模型中, 能够抵消 s 道单光子产生 W^+W^- 的纵向极化发散的图

这种。例如在 Georgi-Glashow 模型中, e^+e^- 碰撞产生中间玻色子 W^+W^- 的过程, 它就是利用在 t 道中交换中微子和另外一个重轻子, 在 s 道交换 Higgs 粒子 (见图 1), 来把通过单光子 s 道产生的 W^+W^- 纵向极化的发散行为抵消掉的。通过这种抵消方法纵向极化的贡献就不再是主要的了。如能类似造出一个这样的自旋 $3/2$ 的模型, 当然 $\pm 1/2$ helicity 态的贡献就不一定是主要的。然而 τ 是费米子, 如果它既不带 e 数也不带 μ 数的话, 很难想出有什么如图 1 的 t 道过程来抵消它的发散行为。

根据上述推理, 我们觉得, 很有可能在高能正负电子碰撞成对产生中, $\tau^+\tau^-$ 只呈现 $\pm 1/2$ helicity 的态。

三、衰变能谱

要计算 τ 的 $\pm 1/2$ helicity 态的衰变能谱需要 $\pm 1/2$ helicity 态的投影算符。因为这个算符比较复杂, 我们先算出 $\pm 3/2$ helicity 态和所有 helicity 态的衰变能谱, 然后就可以得到 $\pm 1/2$ helicity 态的能谱。

对所有 helicity 态求和的 τ^- 投影算符为:

$$P_{\mu\nu}(p) = \frac{-i\hat{p} + m_\tau}{6E_\tau} \left\{ 2 \left(\delta_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_\tau^2} \right) - i \left(\sigma_{\mu\nu} - \frac{\gamma_\mu p_\nu - \gamma_\nu p_\mu}{m_\tau} \right) \right\}, \quad (3)$$

(3) 式中, $p_\mu = (\mathbf{p}, iE_\tau)$ 是 τ 的四动量, $\hat{p} = p_\mu \gamma_\mu$ 。 $\pm 3/2$ helicity 态的投影算符是没有第四分量的 (见附录)。

$$(P_{\pm 3/2})_{ij}(p) = \frac{1}{8E_\tau} (1 \pm i\gamma_5 \hat{S}) (-i\hat{p} + m_\tau) \left\{ \left(\delta_{ij} - \frac{p_i p_j}{\mathbf{p}^2} \mp i\epsilon_{ijk} \frac{p_k}{|\mathbf{p}|} \right) \right\}, \quad (4)$$

(4) 式中, $S_\mu = \left(\frac{\mathbf{p}E_\tau}{|\mathbf{p}|m_\tau}, i \frac{|\mathbf{p}|}{m_\tau} \right)$ 是纵向极化矢量。

没有微分耦合的 τ 轻子弱流的最一般型式可以写成:

$$(f_\lambda^{(\tau)})^{WK} = i\bar{\psi}_\lambda^{(\tau)}(a + b\gamma_5)\psi^{(\nu_\tau)}, \quad (5)$$

$a = \pm b$ 意味着 (5) 式是 $V \mp A$ 弱流, 亦即 ν_τ 是左(右)手的, 这里的 ν_τ 自旋取为 $1/2$ 。

(a) $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$

π^- 的能谱是:

$$\begin{aligned} f^{3/2}(x) &= f^{1/2}(x) = \beta^{-1} \Delta^{-1/2} \left(1, \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}, \frac{m_{\nu_\tau}^2}{m_\tau^2} \right), \\ f_{3/2}^3(x) &= 6(x_{\max} - x)(x - x_{\min}) [f^{3/2}(x)]^3, \\ f_{1/2}^3(x) &= 2f^{3/2}(x) - f_{3/2}^3(x). \end{aligned} \quad (6)$$

(6) 式中, β 是 τ 的速度, $\Delta(1, y, z) = 1 + y^2 + z^2 - 2y - 2z - 2yz$ 。 $f(x)$ 的上标代表 τ 的自旋, 无下标的代表对所有 helicity 态求平均, 下标 h 表示对 $\pm h$ helicity 态求平均。 $x = E_\pi/E_\tau$, 即以 E_τ 为单位的 π 介子能量, 它的最大和最小值是:

$$x_{\max(\min)} = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2} - \frac{m_{\nu_\tau}^2}{m_\tau^2} \right) \pm [f^{3/2}(x)]^{-1} \right\}.$$

这些 $f(x)$ 全都是归一到一的, 即

$$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x) dx = 1.$$

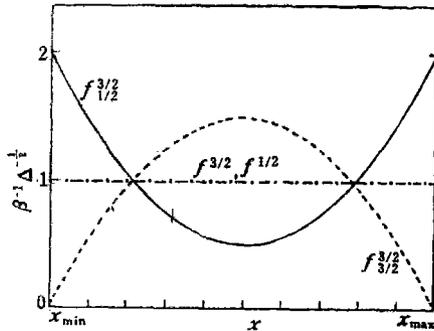


图2 $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ 衰变中 π^- 的能谱 $m_\tau = 2\text{GeV}$, $m_{\nu_\tau} = 0$, $x = E_\pi/E_\tau$, $\beta \Delta^{1/2}$ 定义见文. f 的上指标代表 τ 的自旋, 下指标代表对 $\pm h$ helicity 态的平均, f 无下指标时代表对所有 helicity 态求平均

ν_τ 动量方向只存在着 $\pm 1/2$ 的自旋投影, 当 $\pi^- \nu_\tau$ 方向与 τ 动量方向之夹角 $\theta \sim 0^\circ$ 或 180° 时, τ 的自旋投影到 $\pi^- \nu_\tau$ 方向几乎全部为 $\pm 1/2$, 所以 $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$ 的衰变能谱在此呈现极大值. 但当 $\theta \sim 90^\circ$ 时, τ 的自旋投影到 $\pi^- \nu_\tau$ 方向的 $\pm 1/2$ 分量最小, 所以能谱的值在此为最小(见图2). 因此 $\pm 1/2$ helicity τ 的 π 衰变能谱 $f_{1/2}^{3/2}(\theta)$ 与转动矩阵 $d_{m, m'}^{3/2}$ 有关:

$$f_{1/2}^{3/2}(\theta) \sim |d_{1/2, 1/2}^{3/2}|^2 + |d_{1/2, -1/2}^{3/2}|^2 + |d_{-1/2, 1/2}^{3/2}|^2 + |d_{-1/2, -1/2}^{3/2}|^2.$$

如果要求

$$\int f_{1/2}^{3/2}(\theta) d\Omega = 1,$$

则得到

$$f_{1/2}^{3/2}(\theta) = \frac{1}{8\pi} (4 - 3 \sin^2 \theta). \quad (7)$$

利用 Lorentz 变换

$$x m_\tau = E_\pi^* + \beta p_\pi^* \cos \theta,$$

E_π^* 和 p_π^* 分别为 π 在 τ 静止系中的能量和动量, 因为

$$p_\pi^* = \frac{1}{2} m_\tau \Delta^{1/2} \left(1, \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}, \frac{m_{\nu_\tau}^2}{m_\tau^2} \right),$$

不难推导出

$$\sin^2 \theta = (x_{\max} - x)(x - x_{\min}) \frac{4}{\beta^2 \Delta}. \quad (8)$$

因此(7)式和(6)式代表的能谱是一样的. 由此可见这能谱与 τ 的弱流(5)式无关, 因此测量 π 能谱是研究 τ 自旋的一个既敏感而又不依赖相互作用的方法. 如果 ν_τ 的自旋是 $3/2$ 的话, 则 $f_{1/2}^{3/2}(x)$ 变为 $f_{3/2}^{3/2}(x)$, $f_{3/2}^{1/2}(x)$ 变为 $f_{1/2}^{3/2}(x)$. 总之, 如果能谱不是平坦的话, τ 的自旋为 $1/2$ 的假设就可以否定.

(b) $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$

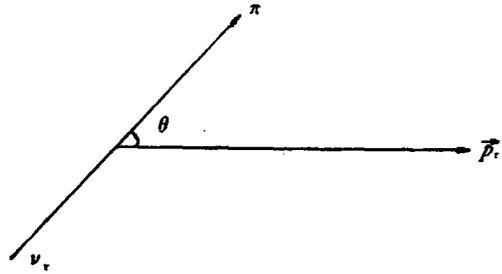


图3 τ 质心系中 $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ 的衰变

π^- 的能谱绘在图2, 我们看到 $\pm 1/2$ helicity 的能谱与自旋 $1/2$ τ 理论的差异极大. 这个能谱亦可以通过下面的物理直观方法得到. 我们返回 τ 的质心系(图3). 注意到在 $\pi^- \nu_\tau$

ρ^- 的能谱是:

$$f^{3/2}(x) = f^{1/2}(x) = \beta^{-1} \Delta^{-1/2},$$

$$f_{3/2}^{3/2}(x) = \frac{6[2 + (x_{\max} - x)(x - x_{\min})m_\tau^2 \beta^{-2} m_\rho^{-2}]}{12 + \frac{\Delta m_\tau^2}{m_\rho^2}} \cdot f^{3/2}(x),$$

$$f_{3/2}^{1/2}(x) = 2f^{3/2}(x) - f_{3/2}^{3/2}(x).$$

(9)

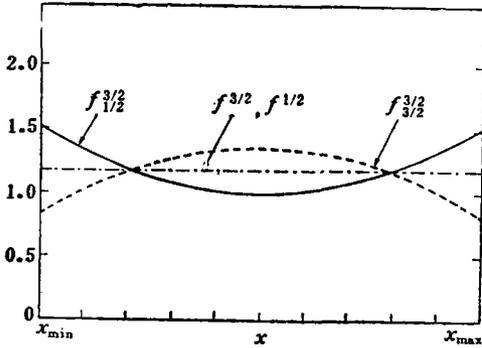


图 4 $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ 衰变中 ρ^- 的能谱
 $x = E_\rho/E_\tau$, 其它符号见图 2

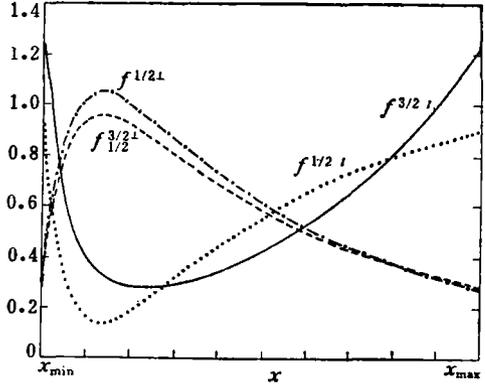


图 5 $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ 衰变中 ρ^- 不同极化的衰变能谱
上代表横向极化, \parallel 代表纵向极化, 实线是 $f_{3/2}^{3/2 \perp}$.
其它符号见图 2

(9)式中 $\Delta \equiv \Delta\left(1, \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2}, \frac{m_{\nu_\tau}^2}{m_\tau^2}\right)$, 各个能谱分别绘在图 4. 这些能谱有点象 π 的能谱, 但 $f_{3/2}^{3/2}$ 和 $f_{3/2}^{1/2}$ 的变化没有 π 的那么大, 而且是与 τ 的弱流有关的, 但与流的 V, A 组合和 m_{ν_τ} 无关. 与 $f^{1/2}$ 相比 $f_{3/2}^{3/2}$ 的最高点与最低点改动了 40%, 因此是容易测量到的.

通过对 ρ^- 的衰变物 $\pi^- \pi^0$ 的测量, 我们可以得到更多关于自旋 3/2 的资料. 例如在 ρ^- 静止系中测量 $\pi^- \pi^0$ 动量与 ρ^- 动量的夹角分布便能知道 ρ^- 的横向极化和纵向极化的比例. 对于 τ 的弱流型式是(5)式或一般自旋 1/2 的 τ 的弱流, 这个比例是不同的. 计算结果, 对所有 helicity 态求平均的 ρ 极化能谱为:

$$f^{3/2 \perp}(x) = f^{3/2}(x) \cdot \frac{4[2 + g(x)]}{12 + \frac{\Delta m_\tau^2}{m_\rho^2}},$$

$$f^{3/2 \parallel}(x) = f^{3/2}(x) - f^{3/2 \perp}(x),$$

$$g(x) = \frac{\gamma^2(x_{\max} - x)(x - x_{\min})}{\gamma^2 x^2 - \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2}}, \quad (10)$$

(10)式中, $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$, f 的上标 \perp 和 \parallel 分别代表 ρ 的横向和纵向极化, 它们对 x 的积分代表各种极化的百分比. 对 $\pm 3/2$ helicity 态平均的 ρ 极化能谱为:

$$f_{3/2}^{3/2 \perp}(x) = 6f^{3/2}(x) \cdot \frac{(2 - \beta^{-2} \gamma^{-2} g(x))}{12 + \frac{\Delta m_\tau^2}{m_\rho^2}},$$

$$f_{3/2}^{3/2 \parallel}(x) = f_{3/2}^{3/2}(x) - f_{3/2}^{3/2 \perp}(x). \quad (11)$$

对 $\pm \frac{1}{2}$ helicity 态平均的 ρ 极化能谱为:

$$\begin{aligned} f_{1/2}^{3/2\pm}(x) &= 2f_{1/2}^{3/2\pm}(x) - f_{3/2}^{3/2\pm}(x), \\ f_{1/2}^{3/2\pm}(x) &= 2f_{3/2}^{3/2\pm}(x) - f_{1/2}^{3/2\pm}(x). \end{aligned} \quad (12)$$

假如 τ 的自旋为 $1/2$, 利用一般的弱流

$$(j_{\mu}^{(\tau)})^{WK} = i\bar{\psi}^{(\tau)}\gamma_{\mu}(a + b\gamma_5)\psi^{(\nu_{\tau})}, \quad (13)$$

算出的 ρ 极化能谱是:

$$\begin{aligned} f_{1/2}^{3/2\pm}(x) &= 2f_{1/2}^{3/2\pm}(x) \cdot \frac{1 + \frac{m_{\nu_{\tau}}^2}{m_{\tau}^2} - \frac{m_{\rho}^2}{m_{\tau}^2} + \frac{2\gamma^2(x_{\max} - x)(x - x_{\min})}{\gamma^2x^2 - m_{\rho}^2/m_{\tau}^2} - 2\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \cdot \frac{m_{\nu_{\tau}}^2}{m_{\tau}^2}}{1 + \frac{m_{\nu_{\tau}}^2}{m_{\tau}^2} - \frac{2m_{\rho}^2}{m_{\tau}^2} + \frac{m_{\tau}^2}{m_{\rho}^2} \left(1 - \frac{m_{\nu_{\tau}}^2}{m_{\tau}^2}\right)^2 - 6\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \cdot \frac{m_{\nu_{\tau}}^2}{m_{\tau}^2}}, \\ f_{1/2}^{3/2\pm}(x) &= f_{1/2}^{3/2\pm}(x) - f_{1/2}^{3/2\pm}(x). \end{aligned} \quad (14)$$

图5给出了当 $\beta \rightarrow 1$, $m_{\nu_{\tau}} = 0$ 时的 ρ 极化能谱 $f_{1/2}^{3/2\pm}(x)$, $f_{1/2}^{3/2\pm}(x)$, $f_{1/2}^{3/2\pm}(x)$ 和 $f_{1/2}^{3/2\pm}(x)$. 因为选取 $m_{\nu_{\tau}} = 0$ 以上能谱与弱流是 $V - A$ 或 $V + A$ 无关. 自旋 $3/2$ 与自旋 $1/2$ 的差异, 在纵向极化的 ρ 中较为明显.

以上讨论亦可应用到 $\tau^- \rightarrow A_1^- + \nu_{\tau}$ 的衰变.

(c) $\tau^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l + \nu_{\tau}$

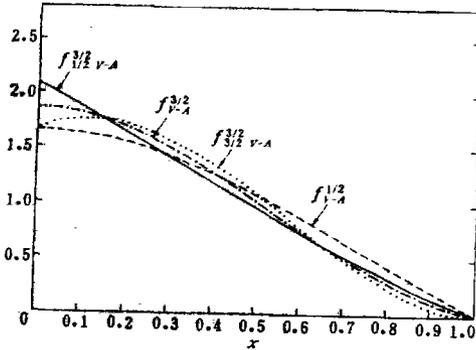


图6 $\tau^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l + \nu_{\tau}$ 衰变中 l^- 的能谱
 τ 的弱流耦合是 $V - A$ 的. $m_{\tau} = 2\text{GeV}$,
 $m_{\nu_{\tau}} = 0$, $\beta = 1$, β 是 τ 的速度, $x = E_l/E_{\tau}$, 其它符号见图2

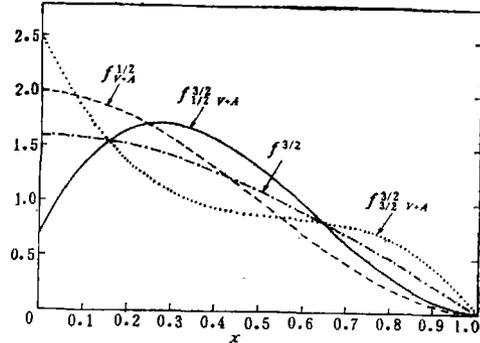


图7 $\tau^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l + \nu_{\tau}$, 如同图6仅
 τ 的弱流耦合是 $V + A$ 的

为了简单起见, 我们只给出当 $\beta \rightarrow 1$, $m_{\nu_{\tau}} = 0$ 时, l^- 的能谱:

$$\begin{aligned} f_{3/2}^{3/2}(x) &= \frac{5}{12} \left[(5 - 8x + 9x^2 - 8x^3 + 2x^4) + \frac{2ab}{a^2 + b^2} (-1 + 12x - 27x^2 + 16x^3) \right], \\ f_{1/2}^{3/2}(x) &= \frac{5}{36} \left[(10 + 24x - 81x^2 + 56x^3 - 9x^4) + \frac{2ab}{a^2 + b^2} (5 - 36x + 63x^2 - 32x^3) \right], \\ f_{3/2}^{3/2}(x) &= \frac{1}{2} [f_{3/2}^{3/2}(x) + f_{1/2}^{3/2}(x)], \\ f_{1/2}^{3/2}(x) &= \frac{1}{6} \left[(11 - 27x^2 + 16x^3) + \frac{2ab}{a^2 + b^2} (-1 + 9x^2 - 8x^3) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

这些能谱分别绘在图6和图7上. 因为这是三体衰变, $\pm 1/2$ helicity 或 $\pm 3/2$ helicity 的

能谱不应因角动量守恒而受到额外的限制。对 $V - A$ 来说, 图 6 的各个能谱彼此相差不大。但值得注意的是当作用是 $V + A$ 时, 各个能谱相差较大(图 7), 实验是可以分辨出来的。

我们注意到图 6 中 $f_{3/2}^{V-A}$ 在 $x \rightarrow 1$ 处的斜率等于零。这是因为在角动量守恒的约束下, 一个 $\pm 3/2$ helicity 的 τ^- 不能衰变为一个向前的 l^- , 一个向后左旋的 ν_l 和一个向后右旋的 $\bar{\nu}_l$ 。图 7 中 $f_{3/2}^{V+A}$ 在 $x \rightarrow 1$ 处斜率等于零也是由于同样的角动量守恒的道理。

注: 校稿时, 得悉 $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ 已在两个实验室被观察到, 结果给出:

$$\alpha_\pi = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = \begin{cases} 0.54 \pm 0.17 \text{ (DESY-PLUTO)}^{[9]} \\ 0.53 \pm 0.23 \text{ (SLAC-LBL)}^{[10]} \\ 0.52 \pm 0.19 \text{ (SLAC-DELCO)}^{[11]} \end{cases},$$

与 τ 自旋是 $1/2$ 的理论值 $\alpha_\pi = 0.57$ 比较符合。当考虑 τ 的自旋是 $3/2$, ν_τ 的自旋是 $1/2$ 时, α_π 被压低 $5/12$ (即 $\alpha_\pi = 0.24$)。如果 ν_τ 的自旋也是 $3/2$ 的话¹⁾, α_π 则被压低 $3/5$ (即 $\alpha_\pi = 0.34$)。这些结果与实验值相差不算太远, 因为目前事例数不多, 系统误差和统计误差都比较大。尤其是在推出以上实验值时, 先要得知 $\tau \rightarrow e\nu\nu$ 的分支比, 而决定此值时需要假定 τ 的自旋是 $1/2$, 用以计算 τ 对的产生截面。

至于 τ 对的产生阈行为, 实验数据也是与自旋为 $1/2$ 的理论符合的^[12]。可是, τ 的自旋是 $3/2$ 的话, τ 对也一样是以 s 波产生的。因为目前还没有一个重整理论来描写自旋为 $3/2$ 的粒子, 所以很难说明, 自旋为 $3/2$ 的 τ 对的产生, 在离开阈稍远处就一定会与实验数据发生矛盾。基于以上分析, 我们认为从二体衰变能谱来分辨 τ 的自旋仍然是很有必要的。

附 录

$\pm 3/2$ helicity 态 τ^- 的波函数可写为:

$$(u_{\pm 3/2})_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\mu^1 \pm i\epsilon_\mu^2)u_{\pm 1/2},$$

其中 $\epsilon_\mu^1 = \delta_{\mu 1}$ 是矢量的极化矢量, $u_{\pm 1/2}$ 是 $\pm 1/2$ helicity 的自旋 $1/2$ 的波函数, τ^- 的动量 \mathbf{p} 选在第三方向。因此 μ 只有空间分量。显然 helicity 算符 $(S_3)_{ij}\sigma_3 = -i\epsilon_{3ij}\sigma_3$ 作用在波函数上给出确定的 helicity:

$$(S_3)_{ij}\sigma_3(u_{\pm 3/2})_i = \pm \frac{3}{2}(u_{\pm 3/2})_i.$$

因此 $\pm 3/2$ helicity 的投影算符为:

$$(P_{\pm 3/2})_{ij}(\mathbf{p}) = (u_{\pm 3/2})_i(\bar{u}_{\pm 3/2})_j.$$

利用

$$u_{\pm 1/2}\bar{u}_{\pm 1/2} = \frac{1 + i\gamma_5\hat{S}}{2} \cdot \frac{-i\hat{\mathbf{p}} + m_\tau}{2E_\tau}$$

再把 \mathbf{p} 变为任意方向便得到(4)式。

1) 当然, 讨论无质量自旋 $3/2$ 的粒子, 理论上还存在着一定的困难。

参 考 文 献

- [1] J. Kirkby, Invited talk presented at the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, SLAC-PUB-2040.
- [2] K. Fujikawa and N. Kawamoto, *Phys. Rev. Letters*, **35** (1975), 1560.
- [3] 伍经元、李小源、陈中谟, 高能物理与核物理, **2** (1978), 236.
- [4] D. Lurie, "Particles and Fields", Interscience, 1968.
- [5] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **128** (1962), 885.
- [6] G. J. Komen, *Phys. Letters*, **68B** (1977), 275.
- [7] T. D. Lee and G. C. Wick, *Phys. Rev.*, **D2** (1970), 1033.
- [8] H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Letters*, **28** (1972), 1494.
- [9] PLUTO Collaboration, G. Alexander et al, Preprint, DESY 78/30.
- [10] G. J. Feldman, SLAC-PUB-2198 (1978).
- [11] Jasper Kirkby, SLAC-PUB-2127 (1978).
- [12] Y. S. Tsai, SLAC-PUB-2105 (1978).

A SENSITIVE METHOD TO DISTINGUISH THE SPIN OF THE HEAVY LEPTON τ FROM ITS TWO BODY DECAY ENERGY SPECTRA

WU JING-YUAN CHEN ZHONG-MO ZHANG ZI-XIAN
(CHANG TZU-HSIEN)

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We point out that in $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ for spin $3/2$ τ^\pm the different helicity states of τ^\pm will possess different weights. When the beam energy is much larger than the mass of τ , we argue that, in some renormalizable models, τ may even have only $\pm 1/2$ helicity states. Therefore, the two body decay energy spectra will show a significant difference from that of τ with spin $1/2$. This provides us with a very sensitive method to distinguish the spin of τ .