

# 高能强子化过程的自旋转移和轻子 诱发反应中超子的极化\*

刘春秀 梁作堂

(山东大学物理系 济南 250100)

**摘要** 指出在轻子诱发反应中测量产生超子的极化是研究高能强子化过程自旋转移的理想途径. 在总结这些反应产生的初始夸克或反夸克极化的基础上, 给出了超子极化的计算方法. 作为应用举例, 给出了  $e^+e^-$  湮没过程中 LEP 能量下各种超子的极化及与已有实验的比较. 这些结果表明, 测量各类超子的极化可作为检验不同的重子自旋结构图像, 何者适用于高能碎裂过程的重要手段.

**关键词** 轻子诱发反应 自旋转移 重子自旋结构 超子极化

## 1 引言

高能强子化过程中碎裂夸克到产生强子的极化转移是强子化过程自旋效应研究的重要问题之一. 它包含两个方面的内容, 即强子化过程中碎裂夸克的极化是否保持不变? 如果已知强子内一个或多个夸克的极化如何确定强子的极化? 显然, 它们的回答不仅依赖于强子化机制, 还依赖于强子的自旋结构, 因此, 对它们的研究不仅对强子化模型提供新的检验, 而且可以为强子自旋结构和高能反应自旋依赖提供重要的信息. 特别是, 目前存在两个完全不同的强子自旋结构图像: 基于静态夸克模型  $SU(6)$  对称波函数的图像 (以下简称  $SU(6)$  图像) 和从极化的轻子-核子深度非弹性散射数据和超子衰变中味道  $SU(3)$  对称中抽出的八重态重子自旋结构的图像 (以下简称 DIS 图像). 何者适合于描述高能碎裂过程的自旋效应? 这不仅是强子化过程自旋转移研究中, 而且是描述高能反应中产生强子的极化时必须首先回答的问题.

研究高能强子化过程中自旋转移也就是研究碎裂前夸克(反夸克)极化与碎裂产生的末态强子极化之间的关系. 它的一个必要条件是反应过程中有极化的夸克或反夸克产生. 因此, 高能(如 LEP 能区)  $e^+e^-$  湮没、极化的带电轻子-强子或中微子-强子深度非弹性散射都是研究自旋转移理想的反应过程. 在这些过程中, 领头阶硬子过程都只包含电

2000-06-15 收稿

\* 国家自然科学基金, 教育部优秀青年教师基金, 霍英东青年教师基金资助

磁或弱相互作用,产生的初始夸克或反夸克是极化的,而且其极化度可以很容易地利用弱电相互作用的标准模型计算出来.在随后的强子化过程中这些夸克或反夸克可以将其极化转移给末态强子.于是,测量这些强子的极化就成为研究高能碎裂过程中自旋转移的重要手段.在这方面, $J^P = \frac{1}{2}^+$ 八重态超子是所有强子中最合适的候选者.这是因为,这些超子都将通过弱衰变衰变为更轻的强子,其极化度可从衰变产物的角分布很容易获得.因此,轻子诱发反应中测量超子的极化就成为研究高能强子化过程的自旋转移理想的途径.

对轻子诱发反应中 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子的极化,特别是 $e^+e^- \rightarrow \Lambda/\bar{\Lambda} + X$ 中,理论上已有许多不同的讨论<sup>[1-8]</sup>.实验方面,在CERN LEP I上ALEPH和OPAL合作组也已分别给出了 $Z^0$ 共振区 $e^+e^-$ 湮没中 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 极化的数据<sup>[9,10]</sup>,与上述两种不同的强子自旋结构图像(SU(6)和DIS图像)得到的结果比较<sup>[4,7]</sup>,似乎SU(6)图像得到的结果与实验符合得更好<sup>[7]</sup>.在LEP I这样高的能量下, $e^+e^-$ 湮没顶角产生的初始夸克、反夸克肯定是流夸克、流反夸克,而不是在SU(6)对称波函数描述强子静态性质中使用的组分夸克,因此得到上面的结论出乎人们的预料.显然已有实验数据的精度和广度都还不足以对不同的模型做出结论性的判断.因此,有必要在各种反应中进行各种互补的、高精度的测量.而做何测量,在哪些事例或运动学区域中测量更敏感就成为目前急需理论上回答的问题.为此,我们对各类轻子诱发反应中各类超子的极化进行了系统的研究.

## 2 各类轻子诱发反应中产生的初始夸克反夸克的极化

各类反应中产生的初始夸克或反夸克的极化是研究强子化过程的自旋转移必需的已知条件.由于在上述各类轻子诱发反应中,领头阶硬子过程都只包含电磁或弱相互作用,产生的初始夸克或反夸克的极化可以很容易地由弱电相互作用的标准模型计算出来.本节将系统地给出各类反应中产生的夸克或反夸克的极化.

### 2.1 中微子-强子深度非弹反应中产生的初始夸克反夸克的极化

中微子-强子深度非弹过程中产生的初始夸克反夸克都是纵向极化的.其中带电弱流只与左旋的夸克或右旋的反夸克作用,反应后出射的夸克或反夸克的极化度为 $\pm 1$ .弱中性流过程中末态的夸克或反夸克也是高度极化的,极化度为

$$P_f = -\frac{2a_f b_f}{a_f^2 + b_f^2}, \quad (1)$$

其中下标 $f$ 表示夸克的味道, $a_f$ 和 $b_f$ 分别是 $f$ 夸克与 $Z^0$ 的矢量、轴矢量耦合常数,与Weinberg角 $\theta_w$ 有如下关系,

$$a_f = \begin{cases} \frac{1 - 8\sin^2\theta_w/3}{2\sin 2\theta_w}, & \text{for } f = u, c, \\ \frac{-1 + 4\sin^2\theta_w/3}{2\sin 2\theta_w}, & \text{for } f = d, s, b, \end{cases} \quad (2)$$

$$b_f = \begin{cases} \frac{1}{2\sin 2\theta_w}, & \text{for } f = u, c, \\ -\frac{1}{2\sin 2\theta_w}, & \text{for } f = d, s, b. \end{cases} \quad (3)$$

取  $\sin^2 \theta_w \approx 0.23$ , 得到  $d(\bar{d})$ ,  $s(\bar{s})$  和  $b(\bar{b})$  的极化为  $P_f = -0.94(+0.94)$ ,  $u(u)$  和  $c(\bar{c})$  的极化为  $P_f = -0.67(+0.67)$ .

## 2.2 $e^+e^-$ 湮没过程初始夸克反夸克的极化

高能  $e^+e^-$  湮没过程中, 初始夸克反夸克  $q_i^0\bar{q}_i^0$  主要由  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q_i^0\bar{q}_i^0$  或  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q_i^0\bar{q}_i^0$  产生. 根据弱电相互作用的标准模型, 不管初始的  $e^+e^-$  是否极化, 忽略夸克反夸克的质量时, 这样产生的  $q_i^0\bar{q}_i^0$  均处在螺旋度本征态. 并且, 在电磁反应道产生的  $q_i^0\bar{q}_i^0$  处在不同螺旋度本征态的几率相等, 而弱反应道中产生的则是高度极化的. 将两者同时考虑讲来得到的  $q_i^0\bar{q}_i^0$  仍是纵向极化的,  $q_i^0$  的极化为<sup>[7]</sup>

$$P_f = -\frac{A_f(1 + \cos^2 \theta) + B_f \cos \theta}{C_f(1 + \cos^2 \theta) + D_f \cos \theta}, \quad (4)$$

其中  $\theta$  是  $e^+e^-$  质心系出射夸克与入射电子的夹角;  $A_f, B_f, C_f, D_f$  由下式给出

$$A_f = 2a_f b_f (a^2 + b^2) - 2\left(1 - \frac{m_z^2}{s}\right) Q_f a b_f, \quad (5)$$

$$B_f = 4ab(a_f^2 + b_f^2) - 2\left(1 - \frac{m_z^2}{s}\right) Q_f a_f b_f, \quad (6)$$

$$C_f = \frac{(s - m_z^2)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2}{s^2} Q_f^2 + (a^2 + b^2)(a_f^2 + b_f^2) - 2\left(1 - \frac{m_z^2}{s}\right) Q_f a a_f, \quad (7)$$

$$D_f = 8ab a_f b_f - 4\left(1 - \frac{m_z^2}{s}\right) Q_f b b_f, \quad (8)$$

其中  $m_z$  和  $\Gamma_z$  分别是  $Z^0$  的质量和衰变宽度;  $a$  和  $b$  分别是电子与  $Z^0$  的矢量、轴矢量耦合常数,

$$a = \frac{1 + 4\sin^2 \theta_w}{2\sin 2\theta_w},$$

$$b = -\frac{1}{2\sin 2\theta_w}. \quad (10)$$

忽略夸克反夸克质量时,  $\gamma$  或  $Z^0$  的顶角螺旋度守恒, 因此初始的反夸克与夸克的极化大小相等, 符号相反. 图 1 给出了 LEP I 能量下  $-P_f$  的数值结果随  $\cos \theta$  的变化. 可见任意  $\theta$  时夸克都是纵向极化的, 且  $d, s$  和  $b$  夸克的极化度大, 随  $\theta$  的变化小, 而  $u$  和  $c$  夸克极化度相对比较小, 随  $\theta$  的变化大一些. 对  $\theta$  求平均, 得到

$$\langle P_f \rangle = \frac{\int P_f \sigma^0 d \cos \theta}{\int \sigma^0 d \cos \theta} = -\frac{A_f}{C_f},$$

其中  $\sigma^0 = C_f(1 + \cos^2 \theta) + D_f \cos \theta$  是非极化截面. 图 2 给出了  $-\langle P_f \rangle$  随  $e^+e^-$  质心系能量

$\sqrt{s}$  的变化. 结果表明在 LEP I 能量 (即  $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$ ) 夸克极化度有最大值, 此时对  $u, c$ ,  $\langle P_f \rangle = -0.67$ , 对  $d, s, b$ ,  $\langle P_f \rangle = -0.94$ . 从 LEP I 能量到 LEP II 能量极化度略有降低, LEP II 能量 ( $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ ) 下极化度仍然很大, 此时对  $u, c$ ,  $\langle P_f \rangle = -0.26$ , 对  $d, s, b$ ,  $\langle P_f \rangle = -0.8$ .

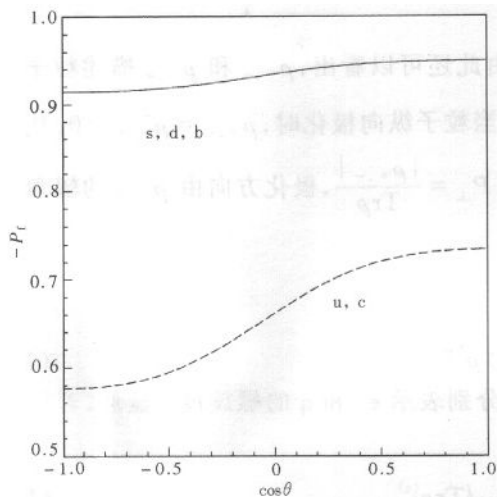


图 1  $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$  能量下,  $e^+e^-$  湮没顶角产生的  $q_i$  夸克纵向极化  $-P_f$  随  $\cos\theta$  的变化

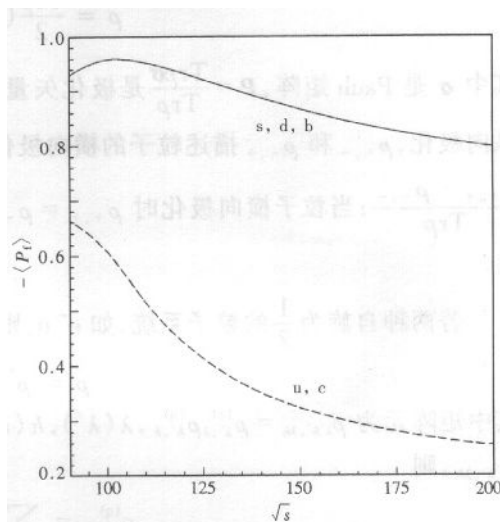


图 2  $e^+e^-$  湮没顶角产生的  $q_i$  夸克纵向极化的平均值  $-\langle P_f \rangle$  随  $e^+e^-$  质心系能量  $\sqrt{s}$  的变化

在 LEP II 能量下,  $W^+W^-$  事例, 即  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_{f1}\bar{q}_{f2}q_{f3}\bar{q}_{f4}$ , 也有较大贡献, 占整个事例的 10%. 这种事例中产生的初始夸克的极化与  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q_i\bar{q}_i$  事例不同, 其初始夸克、反夸克的极化分别为  $-1.0, 1.0$ . 在 LEP II 能量下, 还有  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow q_{f1}\bar{q}_{f1}q_{f2}\bar{q}_{f2}$  事例的贡献, 但是这种事例的贡献很小 (小于 1%), 一般可忽略.

### 2.3 带电轻子-强子深度非弹过程产生的初始夸克反夸克的极化

带电轻子-强子深度非弹过程中, 领头阶的硬子过程  $l+q \rightarrow l+q$  或  $l+\bar{q} \rightarrow l+\bar{q}$  是电磁相互作用过程, 通过单虚光子交换发生. 该子过程中, 若初始的  $l$  或  $q$  是极化的, 或两者均极化, 末态的  $q$  也将是极化的, 末态  $q$  的极化与初态  $l$  和  $q$  的极化有关, 可以是纵向、也可以是横向或任一方向极化. 下面以  $e^-q \rightarrow e^-q$  为例给出末态  $q$  极化的计算方法.

一般情况下, 一粒子系统的极化状态要用自旋密度矩阵  $\rho$  来描述,

$$\rho \equiv \sum_a |A_{(a)}\rangle \langle A_{(a)}|. \tag{12}$$

其中  $|A_{(a)}\rangle$  为描述粒子的任一纯态. 在这里, 我们没有将  $\langle A_{(a)} | A_{(a)} \rangle$  归 1, 而是将它取成与粒子处在该态的几率成正比, 即用  $\frac{\langle A_{(a)} | A_{(a)} \rangle}{\sum_a \langle A_{(a)} | A_{(a)} \rangle}$  表示粒子处于该纯态  $|A_{(a)}\rangle$  的几

率. 对自旋  $\frac{1}{2}$  的粒子, 在螺旋度基下,

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{+,+} & \rho_{+,-} \\ \rho_{-,+} & \rho_{-,-} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

其中  $\rho_{\lambda_2, \lambda_1}$  的下标  $\pm$  表示粒子的螺旋度为  $\pm \frac{1}{2}$ . 显然,  $\rho$  可以写成

$$\rho = \frac{\text{Tr}\rho}{2}(I + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (14)$$

其中  $\boldsymbol{\sigma}$  是 Pauli 矩阵,  $\mathbf{P} = \frac{\text{Tr}\rho\boldsymbol{\sigma}}{\text{Tr}\rho}$  是极化矢量. 由此还可以看出,  $\rho_{+,+}$  和  $\rho_{-,-}$  描述粒子的纵向极化,  $\rho_{+,-}$  和  $\rho_{-,+}$  描述粒子的横向极化. 当粒子纵向极化时,  $\rho_{+,-} = \rho_{-,+} = 0$ ,  $P_{\parallel} = \frac{\rho_{+,+} - \rho_{-,-}}{\text{Tr}\rho}$ ; 当粒子横向极化时  $\rho_{+,+} = \rho_{-,-}$ ,  $P_{\perp} = \frac{|\rho_{+,-}|}{\text{Tr}\rho}$ , 极化方向由  $\rho_{+,-}$  的辐角给出.

若两种自旋为  $\frac{1}{2}$  的粒子系统, 如  $e^-q$ , 则

$$\rho = \rho^{(e)} \otimes \rho^{(q)}, \quad (15)$$

其中矩阵元为  $\rho_{\lambda h, \lambda' h'} = \rho_{\lambda', \lambda}^{(e)} \rho_{h', h}^{(q)}$ ,  $\lambda, \lambda'$ ,  $h, h'$  分别表示  $e^-$  和  $q$  的螺旋度. 显然, 若已知  $\rho_{\lambda h, \lambda' h'}$ , 则

$$\rho_{h', h}^{(q)} = \sum_{\lambda} \rho_{\lambda h', \lambda h} / \text{Tr}\rho^{(e)}. \quad (16)$$

考虑反应过程  $e^-q \rightarrow e^-q$ , 初态记为  $\rho^{\text{in}} \equiv \sum_{\alpha} |A_{(\alpha)}^{\text{in}}\rangle \langle A_{(\alpha)}^{\text{in}}|$ . 设反应的跃迁矩阵为  $M$ , 则  $|A_{(\alpha)}^{\text{out}}\rangle = M |A_{(\alpha)}^{\text{in}}\rangle$ , 从而

$$\rho^{\text{out}} \equiv \sum_{\alpha} |A_{(\alpha)}^{\text{out}}\rangle \langle A_{(\alpha)}^{\text{out}}| = M \rho^{\text{in}} M^{\dagger}, \quad (17)$$

即

$$\rho_{\lambda_2 h_2, \lambda_1 h_1}^{\text{out}} = \sum_{\lambda_1', h_1', \lambda_1, h_1} M_{\lambda_2 h_2, \lambda_1' h_1'} M_{\lambda_1' h_1', \lambda_1 h_1}^{\text{in}} \rho_{\lambda_1 h_1, \lambda_1 h_1}^{\text{in}} M_{\lambda_2 h_2, \lambda_1 h_1}^*, \quad (18)$$

其中下标  $\lambda_1^{(\prime)}$  ( $\lambda_2^{(\prime)}$ ),  $h_1^{(\prime)}$  ( $h_2^{(\prime)}$ ) 分别是初(末)态电子、夸克的螺旋度;  $M_{\lambda_2 h_2, \lambda_1 h_1}$  是  $M$  的矩阵元, 即为螺旋度跃迁振幅. 显然, 若已知  $\rho^{\text{in}}$ , 计算得出  $M$ , 进而求出  $\rho^{\text{out}}$  及  $\rho^{(q)\text{out}}$ , 即可计算末态  $q$  的极化.

对  $e^-q \rightarrow e^-q$  过程, 只考虑领头阶(单光子交换)时,

$$M_{\lambda_2 h_2, \lambda_1 h_1} = -\frac{e^2 e_q}{Q^2} \bar{u}^{\lambda_2}(k') \gamma^{\mu} u^{\lambda_1}(k) u^{\lambda_2}(p') \gamma_{\mu} u^{\lambda_1}(p), \quad (19)$$

其中  $e_q$  为夸克的电荷,  $k, k', p, p'$  分别是初、末态电子、夸克的四动量,  $u^{\lambda_1}(k), u^{\lambda_2}(k'), u^{\lambda_1}(p), u^{\lambda_2}(p')$  是相应的螺旋度本征态,  $Q^2 = -(k - k')^2$ . 在高能极限忽略质量时, 电磁作用顶角螺旋度守恒, 即  $\lambda_1 = \lambda_2, h_1 = h_2$ , 表明  $M$  矩阵是对角化的, 宇称守恒进一步要求  $M_{+,+,+} = M_{-,-,-}, M_{+,-,-} = M_{-,-,+}$ . 因此,  $4 \times 4$  的  $M$  矩阵中只有两个独立的元素  $M_{+,+,+}$  和  $M_{+,-,-}$ . 于是得到末态夸克的密度矩阵为

$$\rho^{(q)\text{out}} = \begin{pmatrix} C_1 \rho_{++}^{(q)\text{in}} & C_3 \rho_{+-}^{(q)\text{in}} \\ C_3^* \rho_{-+}^{(q)\text{in}} & C_2 \rho_{--}^{(q)\text{in}} \end{pmatrix} \text{Tr}\rho^{(e)\text{in}}, \quad (20)$$

其中  $C_1 = \frac{1}{2}(1 + P_{e_3}) |M_{\dots}|^2 + \frac{1}{2}(1 - P_{e_3}) |M_{\dots}|^2$ ,  $C_2 = \frac{1}{2}(1 + P_{e_3}) |M_{\dots}|^2 + \frac{1}{2}(1 - P_{e_3}) |M_{\dots}|^2$ ,  $C_3 = \frac{1}{2}(1 + P_{e_3}) M_{\dots} M_{\dots}^* + \frac{1}{2}(1 - P_{e_3}) M_{\dots} M_{\dots}^*$ , 这里  $P_{e_3}$  为入射电子的纵向极化度. 在  $e^-q$  质心系, 取入射电子的运动方向为  $z$  方向, 散射面的法线方向为  $y$  方向, 电子的散射角为  $\theta$ . 将  $e^-q$  的螺旋度本征态的表达式代入(19)式, 得到

$$M_{\dots} = -4e^2 e_q \frac{1}{1 - \cos\theta}, \tag{21}$$

$$M_{\dots} = -2e^2 e_q \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta}.$$

可见  $M_{\dots}, M_{\dots}$  均为实数. 则(20)式中  $C_3 = M_{\dots} M_{\dots}$  为实数, 因而散射后夸克的横向极化方向在自身坐标系(以自身运动方向为  $z$  方向,  $y$  方向仍取散射面的法线方向)下的方位角保持不变.

若初态  $e^-, q$  均纵向极化, 且极化度分别为  $P_e, P_q$ , 由(20)式可知散射后夸克仍纵向极化, 极化度为

$$P'_q = \frac{P_e y(2 - y) + P_q(2 - 2y + y^2)}{2 - 2y + y^2 + P_e P_q y(2 - y)}, \tag{23}$$

其中  $y = \frac{P \cdot (k - k')}{P \cdot k} = \frac{1 - \cos\theta}{2}$ ,  $P$  是强子的四动量.

纵向极化几乎不转移给末态夸克, 极化转移只发生在初、末态夸克之间, 且极化转移系数为 100%. 当发生背靠背散射时( $\theta \approx 180^\circ$ )末态夸克的纵向极化度为  $\frac{P_e + P_q}{1 + P_e P_q}$ . 在  $P_q = 0$ ,

$\theta = 90^\circ$  ( $y = \frac{1}{2}$ ) 的条件下, 从初态电子到末态夸克的纵向极化转移系数为 60%. 若已知

靶强子的纵向极化度为  $P_T$ , 则(23)式中  $P_q = \frac{\Delta q(x)}{q(x)} P_T$ , 其中  $\Delta q(x)$  和  $q(x)$  分别是靶强子内极化和非极化的夸克分布函数.

若夸克横向极化, 由(20)式可知散射后  $q$  仍横向极化, 且

$$P'_{q\perp} = \frac{2(1 - y)}{2 - 2y + y^2} P_{q\perp}, \tag{24}$$

可见极化转移系数在散射角很小时约为 100%, 在背靠背散射时降低为 0, 在散射角为  $90^\circ$  时极化转移系数为 80%.

电荷共轭变换的不变性决定了  $e^- \bar{q} \rightarrow e^- q$  过程中末态反夸克的极化与  $e^- q \rightarrow e^- q$  中末态夸克的极化相同.

### 3 夸克 $q_i^0$ 极化引起的超子 $H_i$ 极化的计算方法

上节所述的轻子诱发过程中, 初始的硬子过程产生的夸克是极化的, 这个极化在强子化过程  $q_i^0 \rightarrow H_i + X$  中可以传递给产生的超子  $H_i$ . 为计算末态  $H_i$  的极化, 将它分成如下 4 类,

- (a) 直接产生,且包含初始夸克  $q_i^0$ ;
- (b) 极化的更重超子的衰变产物;
- (c) 直接产生,但不包含初始夸克  $q_i^0$ ;
- (d) 非极化的更重超子的衰变产物.

显然,(a),(b)两类  $H_i$  是极化的,而(c),(d)非极化<sup>[4,7]</sup>. 用  $t_{H_i, f}^F$  表示  $q_i^0$  到  $H_i$  的极化转移因子,  $t_{H_i, H_j}^D$  表示  $H_j$  衰变到  $H_i$  的极化转移因子,则末态  $H_i$  的极化为

$$P_{H_i} = \frac{\sum_f t_{H_i, f}^F P_f \langle n_{H_i, f}^a \rangle + \sum_j t_{H_i, H_j}^D P_{H_j} \langle n_{H_i, H_j}^b \rangle}{\langle n_{H_i}^a \rangle + \langle n_{H_i}^b \rangle + \langle n_{H_i}^c \rangle + \langle n_{H_i}^d \rangle} \quad (25)$$

其中  $P_f$  是上节给出的初始夸克  $q_i^0$  的极化;  $\langle n_{H_i, f}^a \rangle$  是直接产生的且包含初始  $f$  夸克的  $H_i$  的平均数;  $P_{H_j}$  是  $H_j$  衰变前的极化;  $\langle n_{H_i, H_j}^b \rangle$  是由极化的  $H_j$  衰变来的  $H_i$  的平均数;  $\langle n_{H_i}^a \rangle (\equiv \sum_f \langle n_{H_i, f}^a \rangle)$ ,  $\langle n_{H_i}^b \rangle (\equiv \sum_j \langle n_{H_i, H_j}^b \rangle)$ ,  $\langle n_{H_i}^c \rangle$  和  $\langle n_{H_i}^d \rangle$  分别是源于(a),(b),(c)和(d)的  $H_i$  的平均数.

碎裂过程中初始夸克  $q_i^0$  到  $H_i$  的极化转移因子  $t_{H_i, f}^F$  等于味道为  $f$  的夸克携带  $H_i$  的自旋分数除以  $H_i$  中  $f$  价夸克的平均个数<sup>[4,7]</sup>. 在前而提到的  $SU(6)$  或 DIS 图像由  $f$  夸克对超子自旋的分数贡献不同,得出的  $t_{H_i, f}^F$  也不同.  $SU(6)$  的结果可以根据重子的  $SU(6)$  夸克波函数计算出来. 在 DIS 图像下,不同味道的夸克对  $J^P = \frac{1}{2}^-$  八重态重子自旋的分数贡献能够从极化的深度非弹轻子-核子散射实验中获得的  $\Gamma_1^f \equiv \int_0^1 g_1^f(x) dx$  数据<sup>[11]</sup> 和超子衰变实验中得到的常数  $F, D$  中抽出. 这种抽取方法已相当标准(例如,见文献[7]中附录). 在文献[7]和[12]中已经获得  $\Lambda, \Sigma^0$  和  $\Xi$  的结果. 用完全相同的方法,我们也获得了  $\Sigma^+$  的结果. 表 1 给出了所有  $J^P = \frac{1}{2}^-$  八重态超子的结果.

表 1  $SU(6)$ 和 DIS 图像下,轻味夸克对量子自旋的分数贡献  $\Delta U, \Delta D$  和  $\Delta S$

	$\Lambda$			$\Sigma^0$		
		$SU(6)$	DIS		$SU(6)$	DIS
$\Delta U$	$\frac{1}{3}(\Sigma - D)$	0	-0.17	$\frac{1}{3}(\Sigma + D)$	2/3	0.36
$\Delta D$	$\frac{1}{3}(\Sigma - D)$	0	-0.17	$\frac{1}{3}(\Sigma + D)$	2/3	
$\Delta S$	$\frac{1}{3}(\Sigma + 2D)$	1	0.62	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	0.14
	$\Sigma^+$			$\Sigma^-$		
		$SU(6)$	DIS		$SU(6)$	DIS
$\Delta U$	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	0.82	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	
$\Delta D$	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	-0.10	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	0.82
$\Delta S$	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	-0.44	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	-0.44

续表

	$\Xi^0$			$\Xi$		
	$SU(6)$	DIS		$SU(6)$	DIS	
$\Delta U$	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	1/3	0.44	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	-0.10
$\Delta D$	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	-0.10	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	-0.44
$\Delta S$	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	0.82	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	0.82

$SU(6)$  和 DIS 图像的结果分别由  $\Sigma = 1, F = 2/3, D = 1$  和  $\Sigma = 0.28^{[11]}, F + D = g_A/g_V = 1.2573, F/D = 0.575^{[13,14]}$  得到.

计算  $P_{H_i}$  时, 还要考虑  $J^P = \frac{3}{2}^+$  十重态超子衰变的贡献.  $SU(6)$  图像下十重态超子的极化采用  $SU(6)$  对称波函数可以很方便地计算出来. 但是, 目前还没有任何十重态超子的  $\Gamma_1$  数据, 不能估算 DIS 图像下这类超子的极化. 在计算中我们采用与  $SU(6)$  图像同样的方法来考虑它们的贡献.

衰变过程中的极化转移因子  $t_{H_i, H_j}^D$  由衰变过程本身决定<sup>[15]</sup>, 而与  $H_i$  的产生过程没有关系. 对于不同的衰变过程极化转移因子是不同的. 对  $\Lambda$ , 有各种衰变来源, 相应的  $t_{\Lambda, H_i}^D$  见表 2, 其它超子  $\Sigma$  或  $\Xi$  仅有十重态的衰变来源, 相应的  $t_{H_i, H_j}^D$  也列于表 2.

表 2  $H_i$  到  $H_j$  的衰变过程中极化转移因子  $t_{H_i, H_j}^D$  (其中  $\gamma = 0.87^{[13]}$ )

	$t_{H_i, H_j}^D$		$t_{H_i, H_j}^D$
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	-1/3	$\Xi(1530) \rightarrow \Xi \pi$	1
$\Xi \rightarrow \Lambda \pi$	$(1 + 2\gamma)/3$	$\Sigma(1385) \rightarrow \Sigma \pi$	1
$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda \pi$	1		

得到  $P_i, t_{H_i, i}^F$  和  $t_{H_i, H_j}^D$  后, 若再计算出不同来源  $H_i$  的平均数  $\langle n_{H_i, i}^a \rangle, \langle n_{H_i, H_j}^b \rangle, \langle n_{H_i}^c \rangle$  和  $\langle n_{H_i}^d \rangle$  就能计算  $P_{H_i}$ . 显然, 这些平均数由强子化机制决定, 与极化性质无关. 因此, 可采用常用的一些强子化模型来计算它们. 这些计算目前只能用 Monte-Carlo 事例产生器来完成. 例如, 在下面对  $e^+ e^-$  湮没过程中各类超子极化的计算中, 采用建立在 Lund 弦碎裂模型<sup>[16]</sup> 上的 JETSET<sup>[17]</sup> 和 PYTHIA 事例产生器.

#### 4 $e^+ e^-$ 湮没过程中不同能量下各类超子的纵向极化

在所有  $J^P = \frac{1}{2}^+$  超子中,  $\Lambda$  产额最丰富. 而且  $SU(6)$  图像下  $\Lambda$  自旋结构很特别,  $\Lambda$  自旋完全由 s 价夸克决定, u, d 夸克没有贡献. 这使它在区分  $SU(6)$  和 DIS 图像时有特殊的作用. 由于在初始  $e^+ e^-$  湮没顶角产生的初始 s 夸克的极化度最大, 在所有不同模型中,  $SU(6)$  图像得到的应是  $|P_\Lambda|$  的最大值. 相反, 在 DIS 图像下, s 夸克大约携带  $\Lambda$  自旋的 60%, 而 u 或 d 夸克大约携带  $\Lambda$  自旋的 -20% (见表 1). 因而得到的  $|P_\Lambda|$  小于  $SU(6)$  图



像的结果. 这一最大值与实验相比较对重子自旋结构图像何者适用于高能碎裂过程提供一个很好的检测.

用 JETSET 和 PYTHIA 计算了 LEP 能量下各种来源的  $\Lambda$  的平均数  $\langle n_{\Lambda,i}^a \rangle, \langle n_{\Lambda,H_j}^b \rangle,$

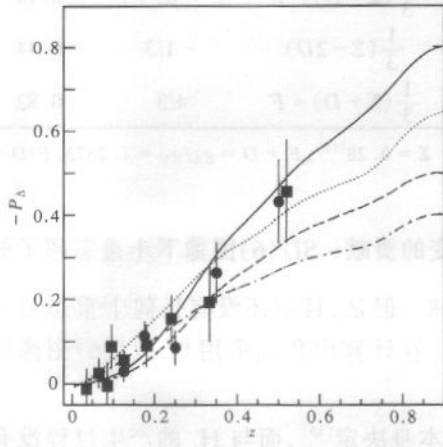


图 3 LEP I 和 LEP II 能量下,  $e^+e^- \rightarrow \Lambda + X$  过程中  $\Lambda$  纵向极化  $P_\Lambda$  随  $z \equiv 2p_{\Lambda}/\sqrt{s}$  的变化  
—和--分别是 LEP I 能量下 SU(6) 和 DIS 图像的结果, .....和-·-·-·分别是 LEP II 能量下 SU(6) 和 DIS 图像的结果,  
●和■数据分别是 ALEPH 和 OPAL 的实验结果<sup>[9,10]</sup>.

$\langle n_\Lambda^c \rangle$  和  $\langle n_\Lambda^d \rangle$ , 得到的  $P_\Lambda$  如图 3 所示. 其中 LEP I 和 LEP II 结果的差别来源于  $W^+W^-$  事例. LEP II 下,  $W^+W^-$  事例约占 10%. 与  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q_i^0\bar{q}_i^0$  相比,  $W^+W^-$  事例产生的初始夸克极化度高 (100% 极化); 同时, 由于  $W^+W^-$  事例中产生两个初始的夸克和两个初始的反夸克, 每个夸克或反夸克的能量小, 因此这样的事例应该主要在较小  $z$  区域有贡献. 图 3 的结果表明, 与 LEP I 的结果<sup>[4,7]</sup> 比较, LEP II 下  $|P_\Lambda|$  在小  $z$  区域比较大, 在大  $z$  区域比较小, 这与上面定性的分析一致. 我们还看到不同图像下  $P_\Lambda$  有明显的差别, 尤其在大  $z$  区域.

与  $\Lambda$  相比,  $\Sigma^{+,-}, \Xi^{0,-}$  超子的产额比较小, 测量它们的极化时统计性差; 但它们的衰变来源少, 理论计算的不确定性小. 对它们的研究, 可为不同自旋转移的图像提供新的检验. 可以预期, 这些超子的极化应有如下特点. 首先, 虽然  $\Sigma^+$  和  $\Sigma^-$  或  $\Xi^0$  和  $\Xi^-$  的自旋结构在  $u, d$  交换下是对称的 (见表 1), 但由于  $e^+e^-$  湮没顶角产生的初始  $u$  和  $d$  夸克的极化有很大差别, 因此它们的极化彼此应该很不相同. 其次, 从表 1 我们看到来自  $\Sigma^{+,-}$  或  $\Xi^{0,-}$  中两种不同味道的夸克对自旋的贡献差别很大: 不仅大小不同, 而且符号相反, 并且这一差别在 SU(6) 和 DIS 图像下也不同. 这意味着它们对超子极化的贡献也是相当不同的. 这些差别导致不同超子应该有不同的极化度, 甚至在两种不同图像下某些超子的极化符号可能彼此不同.

用 JETSET 和 PYTHIA 分别在 LEP I 和 LEP II 能量下计算了  $\Sigma^+, \Sigma^-, \Xi^0$  和  $\Xi^-$  所有不同来源的平均数. 随后由 (25) 式计算了这些超子的极化结果如图 4 所示. 这些结果表明不同超子的极化不同, SU(6) 和 DIS 图像得到的结果也有相当大的差别. 特别是两种图像得到的  $P_{\Sigma^+}$  符号相反, 但是它们的幅度较小.  $P_{\Xi^0}$  和  $P_{\Xi^-}$  的幅度相当大, 尤其在大  $z$  区域. 这是因为  $\Xi^0$  或  $\Xi^-$  主要源于初始的  $s$  夸克.

上面计算结果表明, LEP 能区  $e^+e^-$  湮没过程中, 各类超子都是纵向极化的, 极化度各不相同, 且在 SU(6) 和 DIS 图像下的结果有很大差别. 对这些极化进行系统测量, 有助于区分各种高能碎裂过程中自旋转移模型、判别不同的强子自旋结构图像何者适用于高能碎裂过程, 并为强子化模型提供新的检验.

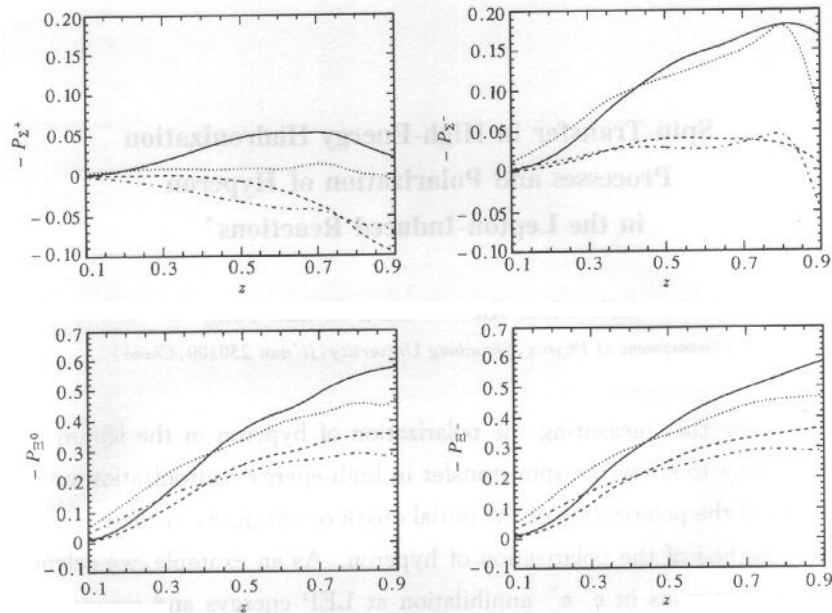


图4 LEP I 和 LEP II 能量下  $e^+e^-$  湮没过程中  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^0$  和  $\Xi^-$  纵向极化随  $z \equiv 2p_H/\sqrt{s}$  的变化

其中各条曲线的意义与图3中相同.

感谢去病教授及山东大学理论物理组其他成员的有益讨论.

#### 参考文献 (References)

- 1 Bigi I I. Nuovo. Cim. ,1977,**41A**:43;1977,**41A**:581
- 2 Augustin J F, Renard F M. Nucl. Phys. ,1980,**B162**:341
- 3 Burkardt M, Jaffe R L. Phys. Rev. Lett. ,1993,**70**:2537
- 4 Gustafson G, Hakkinen J. Phys. Lett. ,1993,**B303**:350
- 5 LU W, MA B Q. Phys. Lett. ,1995,**B357**:419; LU W. Phys. Lett. ,1996,**B357**:223
- 6 Kotzinian A, Bravar A, von Harrach D. Eur. Phys. J. ,1998,**C2**:329—337
- 7 Boros C, LIANG Zuo-Tang. Phys. Rev. ,1998,**D57**:4491
- 8 MA B Q, Schmidt I, YANG J J. Phys. Rev. ,2000,**D61**:034017
- 9 ALEPH Collaboration, Buskulic D et al. Phys. Lett. ,1996,**B374**:319
- 10 OPAL Collaboration. Euro. Phys. J. ,1998,**C2**:49—59
- 11 Mallot G K. Proc. of the 12th Inter. Symp. on Spin Phys. , Amsterdam 1996, ed. Jager de et al. World Scientific, 1997, 44
- 12 Jaffe R L. Phys. Rev. ,1996,**D54**:R6581
- 13 Particle Data Group, Caso C et al. Euro. Phys. J. ,1998,**C3**:1
- 14 Close F E, Roberts R G. Phys. Lett. ,1993,**B316**:165
- 15 Gatto R. Phys. Rev. ,1958,**109**:610
- 16 Anderson B, Gustafson G, Ingelman G et al. Phys. Rep. ,1983,**97**:31
- 17 Sjöstrand T. Comp. Phys. Comm. ,1986,**39**:347

**Spin Transfer in High-Energy Hadronization  
Processes and Polarization of Hyperon  
in the Lepton-Induced Reactions\***

LIU Chun-Xiu    LIANG Zuo-Tang

*(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)*

**Abstract** We show that measuring the polarization of hyperon in the lepton induced reactions is an ideal way to study the spin transfer in high-energy hadronization processes. After a brief summary of the polarization of the initial quark or antiquark in these reactions, we give the calculation method of the polarization of hyperon. As an example, we calculate polarizations of different hyperons in  $e^+e^-$  annihilation at LEP energies and compare these results with the available data. The results show that measurements of such polarizations should provide important information about the question of which picture of spin structure of baryon is more suitable in describing the spin effects in the high-energy fragmentation processes.

**Key words** lepton-induced reactions, spin transfer, spin structure of baryon, hyperon polarization

---

Received 15 June 2000

\* Supported by National Natural Science Foundation, Excellent Youth Teacher Foundation of Education Ministry, China, and Huo Ying-Dong Youth Teacher Foundation