

强子衰变对高能反应末态超子极化的影响^{*}

李媛^{1,2;1)} 邵凤兰³

1 (青岛大学师范学院物理系 青岛 266071)

2 (山东大学物理与微电子学院 济南 250100)

3 (曲阜师范大学物理系 曲阜 273165)

摘要 在分析不同情形超子衰变的基础上, 给出超子衰变对超子产生率和末态超子极化的贡献的一般计算公式. 用 Monte-Carlo 数值计算研究强子衰变对高能反应末态超子极化的影响, 结果发现, 强子衰变对 Λ 超子的贡献很大这一结论具有普遍性, 与模型无关; 不同模型给出的单极化 pp 碰撞产生的大横动量 Λ 超子极化的差别, 很可能相当大一部分来源于强子衰变. 考虑到衰变对极化贡献的计算中有较大不确定性, 检验不同模型, 最好看 Σ^+ , Ξ^0 , Ξ^- 的极化.

关键词 超子极化 强子衰变 极化碎裂函数

1 引言

高能反应过程的自旋效应是研究强子结构和强作用性质的重要手段. 随着实验的发展, 高能强子化过程中自旋效应的研究成为高能自旋物理界十分关注的热点之一, 高能碎裂过程中的自旋转移是其中一个重要方面. 我们知道, 碎裂过程中的自旋转移可以通过各类高能反应中的末态超子极化来进行研究, 因此研究这些反应中的超子极化和极化的真正来源具有十分重要的理论意义.

目前, 在实验方面, 对不同反应中的超子极化已经有一些测量结果, 其中 Λ 超子极化的实验结果最多^[1-5], 这些实验都测到了 Λ 明显的极化. RHIC 实验将要对极化的 pp 碰撞中的超子极化进行测量^[6], 这都为研究强子化中的自旋转移提供了很好的条件.

理论方面, 在文献 [7—11] 中, 作者对各类轻子诱发反应以及高能 pp 碰撞中的大横动量的超子极化作了系统研究, 给出了不同图像下各类超子的极化. 文献 [11] 表明, 重超子衰变对 Λ 超子极化的贡献很大, 由于衰变使理论计算结果有较大的不确定性, 他们指出 Σ^+ 和 Σ^- 等更适合于检验不同图像. 同时, 文献 [12, 13] 给出了计算 Λ 超子极化的其他模型, 但没有考

虑更重超子的衰变对 Λ 极化的影响, 而且计算出的 P_Λ 相比文献 [11] 的结果差别很大. 由于非极化高能反应实验已清楚表明, 衰变对高能反应末态 Λ 超子产生有相当大的贡献, 而这些更重超子的极化以及它们衰变时极化转移都很不清楚, 那么, 不同理论计算的差别究竟是因为采用的具体模型不同, 还是由衰变引起的呢? 这就成为我们需要亟待解决的一个问题. 鉴于 RHIC 实验将要极化的 pp 碰撞中的超子极化做出更精细的测量^[6], 这个问题的研究具有十分重要的现实意义.

显然, 要研究不同理论计算的差别是否由衰变引起, 就必须在不同模型计算中都考虑衰变. 本文首先在分析超子衰变不同情形的基础上, 给出衰变对超子产生率和极化碎裂函数贡献的一般计算方法. 然后以文献 [12, 13] 所采用的模型为例, 把超子衰变的贡献考虑进去, 在 pp 碰撞中, 借助强子事例产生器, 对 Λ 及其他八重态超子的极化进行计算. 把计算结果和文献 [11] 得到的重超子衰变对 Λ 超子极化的贡献很大这一结论相比较, 结果发现, 不同模型得到的 Λ 超子极化转移的差别, 主要来自于强子衰变对 Λ 极化的贡献, 对模型的依赖性很小; 如果计算 Λ 的极化不考虑衰变的影响, 就会导致较大的理论不确定性.

2006 - 12 - 15 收稿

* 国家自然科学基金(10475049)和曲阜师范大学科研启动基金资助

1) E-mail: liyuan@sdu.edu.cn

2 强子衰变对末态超子极化贡献的计算方法

2.1 超子产生率的计算方法

实验上观察到的末态强子中都包含了寿命更短、质量更大的强子衰变的贡献. 将这一效应考虑进来, 非极化的碎裂函数应表示成

$$D_q^{H_i}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) = D_q^{H_i(\text{dir})}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) + \sum_j D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2), \quad (1)$$

其中 $D_q^{H_i}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 表示在能量标度为 μ^2 时, q 碎裂产生的单位动量分数间隔、单位横动量间隔内的末态超子 H_i 的数目. 其中 $D_q^{H_i(\text{dir})}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 表示直接产生的贡献; $\sum_j D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 则表示部分子 q 碎裂产生更重的超子 H_j , H_j 再衰变产生 H_i 的贡献, 对 j 求和表示考虑了所有可能衰变到 H_i 的超子 H_j . 对于确定的 H_j , $\sum_j D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 可表示成,

$$D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) = \int dz' d^2 \mathbf{k}'_\perp Br(H_j \rightarrow H_i X) K_{H_i, H_j}^D \times (z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp) D_q^{H_j}(z', \mathbf{k}'_\perp; \mu^2), \quad (2)$$

式中 $Br(H_j \rightarrow H_i X)$ 表示 $H_j \rightarrow H_i X$ 的衰变分支比; $K_{H_i, H_j}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp)$ 是动量为 (z', \mathbf{k}'_\perp) 的 H_j 经衰变 $H_j \rightarrow H_i X$ 后产生动量为 (z, \mathbf{k}_\perp) 的 H_i 的几率, 上标 D 表示衰变, 以下称之为衰变过程中的动量转移因子, 显然 K_{H_i, H_j}^D 由衰变过程的性质确定.

2.2 极化碎裂函数的计算方法

考虑衰变贡献, 极化碎裂函数应写成类似的形式, 即,

$$\Delta D_q^{H_i}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) = \Delta D_q^{H_i(\text{dir})}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) + \sum_j \Delta D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2), \quad (3)$$

其中 $\Delta D_q^{H_i}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 由下式给出

$$\Delta D_q^{H_i}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) \equiv \Delta D_{q^+}^{H_i^+}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) - \Delta D_{q^+}^{H_i^-}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2), \quad (4)$$

$\Delta D_q^{H_i(\text{dir})}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 和 $\Delta D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 分别表示直生和衰变的贡献.

(1) 假定衰变过程中的动量转移因子 $K_{H_i, H_j}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp)$ 与极化无关的时候, 那么非极化的碎裂函数 $D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 可直接推广到极化的情

形. 即

$$\Delta D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) = \int dz' d^2 \mathbf{k}'_\perp [Br(H_j \rightarrow H_i X) K_{H_i, H_j}^D \times (z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp) t_{H_i, H_j}^D \Delta D_q^{H_j}(z', \mathbf{k}'_\perp; \mu^2)], \quad (5)$$

式中 t_{H_i, H_j}^D 表示在衰变过程 $H_j \rightarrow H_i X$ 中超子 H_j 的极化转移到超子 H_i 的几率, 称为衰变过程的极化转移因子, 上标 D 表示衰变过程.

(2) 一般情况下, $K_{H_i, H_j}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp)$ 可以与极化有关, 即

$$K_{H_i^+, H_j^+}^D \neq K_{H_i^+, H_j^-}^D \neq K_{H_i^-, H_j^+}^D \neq K_{H_i^-, H_j^-}^D, \quad (6)$$

其中 H_i, H_j 的上标 $+(-)$ 分别表示向上(向下)的自旋方向. $\Delta D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 只能化简成下面较复杂的形式,

$$\Delta D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2) = \int dz' d^2 \mathbf{k}'_\perp Br(H_j \rightarrow H_i X) \times \left\{ [K_{H_i^+, H_j^+}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp) - K_{H_i^-, H_j^+}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp)] \times D_{q^+}^{H_j^+}(z', \mathbf{k}'_\perp; \mu^2) + [K_{H_i^+, H_j^-}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp) - K_{H_i^-, H_j^-}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp)] D_{q^+}^{H_j^-}(z', \mathbf{k}'_\perp; \mu^2) \right\}, \quad (7)$$

利用这些公式, 不仅可以计算不同碎裂模型中衰变对末态超子极化的贡献, 而且以往对衰变的处理都是在假定衰变过程 $H_j \rightarrow H_i X$ 中的动量转移因子 $K_{H_i, H_j}^D(z, \mathbf{k}_\perp; z', \mathbf{k}'_\perp)$ 与 H_j, H_i 自旋无关的情形下进行的. 这在一般情形下, 特别是弱衰变过程中并不成立. 即使采用 Monte-Carlo 计算时, 也都将 $\Delta D_q^{H_i, H_j}(z, \mathbf{k}_\perp; \mu^2)$ 近似取为 (5) 式^[11], 下面的计算也基于此.

2.3 利用事例产生器对衰变贡献的计算方法

在计算强子衰变对末态超子极化贡献时, 利用事例产生器, 考虑强子衰变在内的超子的各种不同来源, 并在 $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型和微扰 QCD 计数规则分析基础上, 分别给出每一类的极化转移.

首先把产生的超子 H_i 分为夸克直接产生的和更重超子衰变产生的, 最终得到产生超子的极化度为

$$P_{H_i} = \frac{\sum_f t_{H_i, f}^{F(\text{dir})} P_f \langle n_{H_i, f}^{(\text{dir})} \rangle + \sum_j t_{H_i, H_j}^D P_{H_j} \langle n_{H_i, H_j}^D \rangle}{\langle n_{H_i, f}^{(\text{dir})} \rangle + \langle n_{H_i, H_j}^D \rangle}, \quad (8)$$

对于夸克直接碎裂来的更重超子的极化度

$$P_{H_i} = \frac{\sum_f t_{H_j, f}^{F(\text{dir})} P_f \langle n_{H_j, f}^{(\text{dir})} \rangle}{\langle n_{H_j, f}^{(\text{dir})} \rangle}, \quad (9)$$

其中 P_f 是夸克 q_f^0 的极化度; $\langle n_{H_i}^{(\text{dir})} \rangle$ 是直接产生的超子 H_i 的平均数, $\langle n_{H_i, H_j}^D \rangle$ 是强子衰变而来的超子的平均数; P_{H_j} 是超子 H_j 的极化度; $\langle n_{H_j, f}^{(\text{dir})} \rangle$ 是直接产生的超子 H_j 的平均数. 后面的计算利用了基于 LUND 弦碎裂模型的 PYTHIA 产生器^[14, 15]; $t_{H_i, f}^{F(\text{dir})}$ 是碎裂夸克 q_f^0 的极化转移到 q_f^0 直接碎裂产生的末态超子 H_i 的几率, 称为碎裂极化转移因子, 上标 F 表示碎裂过程.

$$t_{H_i, f}^{F(\text{dir})} = \frac{\Delta q_{H_i}(z)}{q_{H_i}(z)}, \quad (10)$$

t_{H_i, H_j}^D 表示在衰变过程 $H_j \rightarrow H_i + X$ 中超子 H_j 的极化转移到超子 H_i 的几率, 称为衰变过程的极化转移因子, 上标 D 表示衰变过程.

3 数值计算结果和分析

3.1 强子衰变对超子产生率的贡献

高能 pp 反应产生的大横动量超子中, Λ 的产额在众多超子中是最大的, 但同时它的来源也是最复杂的. 它不仅来源于 u, d 或 s 夸克的直接碎裂, 也可以来自于其他超子如 Σ^0 , $\Xi^{0,-}$, $\Sigma^*(1385)$, $\Xi^*(1530)$ 的衰变. 为了清楚地对比来自各类夸克碎裂以及超子衰变贡献的大小, 借助于事例产生器, 计算了 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 和 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 时 Λ 产生的各类来源的贡献, 结果见图 1.

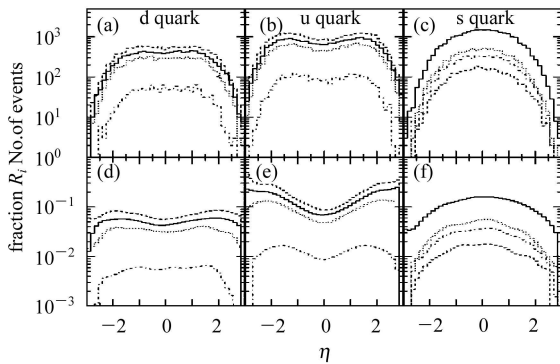


图 1 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 时 $pp \rightarrow \Lambda X$ 过程中来自 d, u 和 s 夸克碎裂对 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 的 Λ 产生的不同贡献图 (a)–(c) 中, 有 4 种不同来源的贡献. 实线表示来自直接产生的贡献, 虚线, 点线表示来自直接产生的 Σ^0 , Ξ , Σ^* 衰变的贡献. 图 (d)–(f) 给出的是相应来源的贡献所占比例大小.

发现 u 夸克碎裂的贡献对 Λ 产生的贡献确实最大的, 特别是在大快度区域. 但在中心快度区 s 夸克碎

裂的贡献最大. u 和 d 夸克碎裂来的 Σ^0 , $\Sigma^*(1385)$ 衰变的贡献和 u 和 d 夸克碎裂直接产生的贡献差不多, Σ^0 衰变的贡献甚至大于直接产生的.

利用产生器 PYTHIA, 还计算了 pp 碰撞中大 p_{\perp} 的 Σ^0 , Σ^+ , Σ^- 产生的不同来源的贡献. 发现这些超子来自衰变的贡献都很小, 其结果依次如图 2、图 3、图 4.

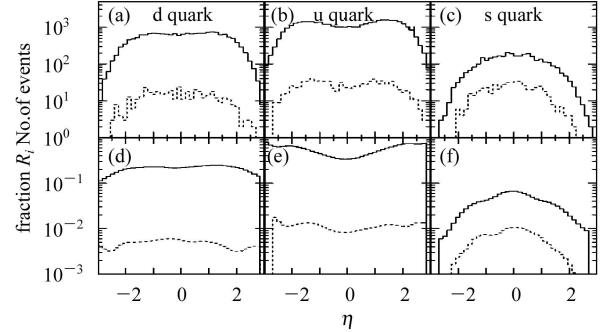


图 2 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 时 $pp \rightarrow \Sigma^0 X$ 过程中来自 d, u 和 s 夸克碎裂对 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 的 Σ^0 产生的不同贡献图 (a)–(c) 中, 有两种不同来源的贡献, 实线表示来自直接产生的贡献, 虚线表示来自直接产生的 Σ^* 衰变的贡献; 图 (d)–(f) 给出的是相应来源的贡献所占比例大小.

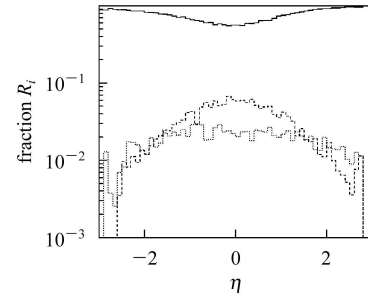


图 3 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 及 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 时, $pp \rightarrow \Sigma^+ X$ 中不同来源分别对 Σ^+ 产生的贡献. 实线和虚线分别表示 u 夸克 s 夸克直接碎裂产生的贡献, 点线表示来自其他极化超子衰变的贡献.

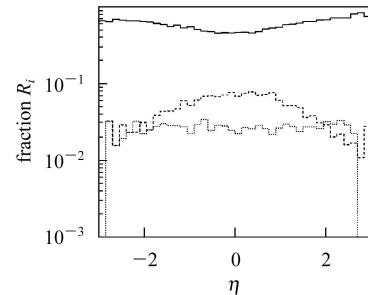


图 4 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 及 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 时, $pp \rightarrow \Sigma^- X$ 中不同来源分别对 Σ^- 产生的贡献. 实线和虚线分别表示 d 夸克 s 夸克直接碎裂产生的贡献, 点线表示来自其他极化超子衰变的贡献.

3.2 强子衰变对超子极化的贡献

利用产生器, 计算了 $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型和微扰 QCD 计数规则分析模型下, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 和 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ $pp \rightarrow \Lambda X$ 过程中随 η 变化的 Λ 的纵向极化度 P_{Λ} , 如图 5 所示.

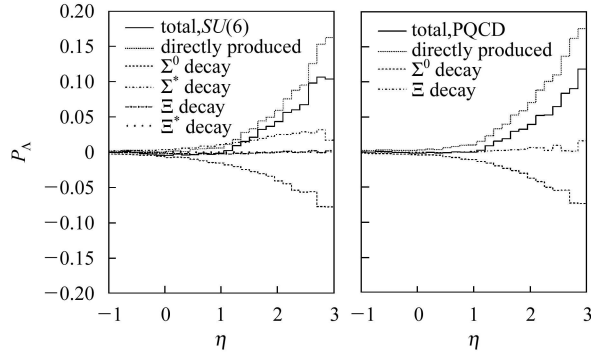


图 5 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 和 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 时 $pp \rightarrow \Lambda X$ 过程中, $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型下和微扰 QCD 计数规则分析模型下不同来源的 Λ 对 P_{Λ} 的贡献

从这些结果可以看到以下特点:

(1) 两种模型下, 来源于 Σ^0 的衰变都对 P_{Λ} 有很大的贡献. 这个特点和文献[11]计算的结果一致, 这就说明 Σ^0 的衰变对 P_{Λ} 有很大的贡献这一特点不依赖于具体的模型.

(2) 可以看到, $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型下, Σ^* 的衰变也对 P_{Λ} 有较大的贡献, 但 Ξ, Ξ^* 的衰变对 P_{Λ} 的贡献非常小. 微扰 QCD 计数规则分析模型下来源于 Ξ 的衰变对 P_{Λ} 的贡献仍然比较小.

(3) 在两种模型下, 虽然来自衰变的贡献有相当大一部分互相抵消了, 但得到的总的 P_{Λ} 的值还是比直接产生的有了较大的压低. 这个特点同样和文献[11]计算的结果一致.

在 $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型和微扰 QCD 模型下, 考虑衰变后计算出的 P_{Λ} , 比文献[12]没考虑衰变时得到的 P_{Λ} 小了很多, 相比之下, 比较接近文献[11]得到的结果. 也就是说, 考虑衰变后, 不同模型下的计算方法得到的 P_{Λ} 的差别大大缩小了, 这就说明不同计算方法^[11, 12]得到结果的较大的差别主要是衰变引起的, 对模型的依赖性比较小. 同时也说明在 $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型和微扰 QCD 计数规则分析模型下, 计算 Λ 的纵向极化度 P_{Λ} 时, 必须考虑强子衰变对 P_{Λ} 的贡献, 只有这样, 才能降低理论上的不确定性.

利用产生器还计算了 $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者

模型下, 随 η 变化的 $\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$ 的极化度, 发现它们来自衰变的贡献确实很小, 和文献[12]没考虑衰变的贡献时计算的结果定性一致. 结果见图 6.

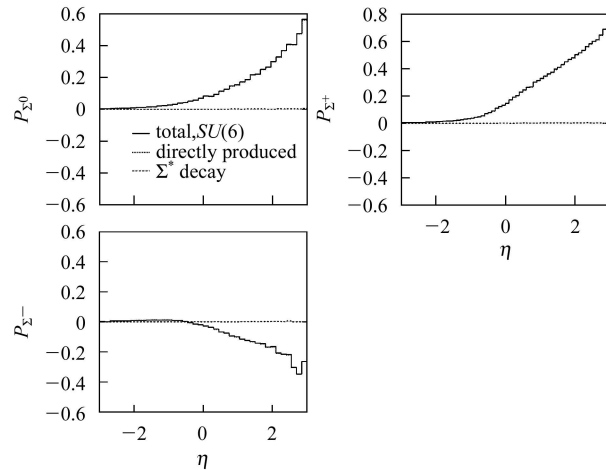


图 6 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ 和 $p_{\perp} > 13\text{GeV}$ 时 $pp \rightarrow \Sigma^0 X, pp \rightarrow \Sigma^+ X, pp \rightarrow \Sigma^- X$ 过程中, $SU(6)$ 夸克-双夸克旁观者模型下不同来源的 $\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$ 依次对 $P_{\Sigma^0}, P_{\Sigma^+}, P_{\Sigma^-}$ 的贡献

4 小结与讨论

通过分析超子衰变的不同情形, 给出衰变对超子产生率和极化碎裂函数贡献的一般计算方法. 然后借助强子事例产生器对 Λ 及其他八重态超子的极化进行了数值计算. 结果发现, 不同计算方法得到的 Λ 超子极化转移的差别, 主要来自于强子衰变对 Λ 极化的贡献, 对模型的依赖性很小; 如果计算 Λ 的极化不考虑衰变的影响, 就会导致较大的理论不确定性. 强子衰变对 Λ 超子极化的贡献很大这一结论具有普遍性, 和具体采用的模型无关. 不同模型得到的 P_{Λ} 的差别可能有相当大的部分是衰变引起的. 也就是说, 如果要比较不同模型下, 高能反应末态 Λ 超子极化的大小, 必须在计算超子极化的方法中都考虑衰变的贡献. 由于衰变对极化的贡献, 理论上仍有相当大的不确定性, 利用末态超子极化检验不同模型时, 最好研究 $\Sigma^{\pm}, \Xi^0, \Xi^-$ 的极化.

最近文献[16]计算 $\bar{\Lambda}$ 的极化时也考虑了更重反超子的衰变贡献. 强子衰变对高能反应末态反超子极化的贡献是我们进一步研究的问题.

感谢梁作堂教授的悉心指导; 感谢谢去病教授、司宗国教授、李世渊博士、徐庆华博士、董辉博士的有益讨论.

参考文献(References)

- 1 Buskalic D et al. (ALEPH Collab.). Phys. Lett., 1996, **B374**: 319
- 2 Ackerstaff K et al. (OPAL Collab.). Eur. Phys. J., 1998, **C2**: 49
- 3 Airapetian A et al. (HERMES Collab.). Phys. Rev., 2001, **D64**: 112005
- 4 Adams M R et al. (E665 Collab.). Euro. Phys. J., 2000, **C17**: 263
- 5 Astier P et al. (NOMAD Collab.). Nucl. Phys., 2000, **B588**: 3; ibid 2001, **B605**: 3
- 6 Bunce G, Saito N, Soffer J et al. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2000, **50**: 525—575
- 7 Boros C, LIANG Zuo-Tang. Phys. Rev., 1998, **D57**: 4491
- 8 LIU Chun-Xiu, LIANG Zuo-Tang. Phys. Rev., 2000, **D62**: 094001
- 9 LIU Chun-Xiu, XU Qing-Hua, LIANG Zuo-Tang. Phys. Rev., 2001, **D64**: 073004
- 10 LIANG Zuo-Tang, LIU Chun-Xiu. Phys. Rev., 2002, **D66**: 057302
- 11 XU Qing-Hua, LIU Chun-Xiu, LIANG Zuo-Tang. Phys. Rev., 2002, **D65**: 114008
- 12 MA Bo-Qiang, Schmidt I, Soffer J et al. Nucl. Phys., 2002, **A703**: 346
- 13 MA Bo-Qiang, Schmidt I, YANG J J. Phys. Rev., 2000, **D61**: 034017
- 14 Andersson B, Gustafson G, Ingelman G et al. Phys. Rep., 1983, **97**: 31
- 15 Sjöstrand T. Comp. Phys. Commun., 1994, **82**: 74
- 16 XU Qing-Hua, LIANG Zuo-Tang, Sichtermann E. Phys. Rev., 2006, **D73**: 077503

Decay Contributions to Hyperon Polarization in High Energy Reactions^{*}

LI Yuan^{1,2;1)} SHAO Feng-Lan³

1 (Physics Department, Teachers College, Qingdao University, Qingdao 266071, China)

2 (School of Physics and Microelectronics, Shandong University, Jinan 250100, China)

3 (School of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

Abstract By analyzing different hyperon decay processes, we derive the general formula for the decay contributions of heavier hyperons to hyperon production rates and final-state hyperon polarizations. Using a Monte-Carlo event generator, we study the decay contributions of hadrons to the final state hyperon polarizations in high energy reactions. The calculated results show that the decay contributions to the Λ polarization from other hyperons are very large and this result is universal and model independent. The polarization difference of Λ with high p_{\perp} in the singly polarized pp collision among different models may mainly come from the decay contributions of hadrons. Considering the uncertainties of such calculations, the polarizations of $\Sigma^{\pm}, \Xi^0, \Xi^{-}$ would be better quantities for testing models.

Key words hyperon polarization, hyperon decay, polarized fragmentation function

Received 15 December 2006

^{*} Supported by National Natural Science Foundation of China (10475049) and Science Fund of Qufu Normal University

1) E-mail: liyuan@sdu.edu.cn