

Λ 超子碎裂函数的夸克味分离*

马伯强 黄新兵

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

Jacques Soffer

(Centre de Physique Théorique, CNRS, Marseille, France)

摘要 利用有非极化和极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子产生的中微子和反中微子的深度非弹性散射,可以清晰地测量各种味的夸克变为 Λ 超子的各种非极化和极化的碎裂函数,也就是得到了碎裂函数的夸克味分离. 这种方法不但适用于轻味夸克、反夸克,也适用于奇异夸克 s 和 \bar{s} . 和产生 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的极化电子的深度非弹性散射结合起来,人们就能够系统地测量或核实各种味和各种自旋的夸克的相关碎裂函数. 这样的测量给有关强子的自旋结构和核子海的夸克-反夸克不对称性的各种预言提供判决性的实验.

关键词 深度非弹性散射 碎裂函数 自旋物理 手征性

1 引言

由于丰富的实验现象,自旋物理是目前最活跃的强子物理研究方向之一. 这是因为自旋物理的一些实验现象完全不同于早期的理论预期,同时,大量的实验装置给精确测量与强子的深层自旋结构有关的物理量提供了条件. 在许多课题之中,质子的奇异内容问题是最有吸引力的课题之一,因为它与质子自旋问题^[1]以及核子海中的夸克-反夸克不对称问题^[2]密切相关. 在这个问题上,虽然人们在理论和实验上都取得了很大的进展和成果,但是我们目前对于质子中奇异夸克内容的知识仍旧很贫乏. 因为,首先是人们不知道质子中的奇异夸克是否高度极化^[1,2];其次,人们更加不清楚奇异夸克和奇异反夸克对的分布是否对称^[2,3]. 因此,质子中的奇异夸克-奇异反夸克极化的精确测量对于了解强子的夸克结构就成为非常重要的工作.

从另一个角度来看,一个夸克在强子内是如何分布的直接与同一种味道的夸克变为该种强子的碎裂函数相关^[4]. 它们之间具有简单的关系^[3,4].

1999-02-04 收稿

* 国家自然科学基金资助项目(19605006,19975052)

$$q_h(x) \propto D_q^h(z), \quad (1)$$

其中 $z = 2p \cdot q / Q^2$ 是碎裂过程中的夸克喷注所产生的强子的动量分数, 而 $x = Q^2 / 2p \cdot q$ 是 Bjorken 标度变量, 它对应于深度非弹性散射 (DIS: deep inelastic scattering) 过程产生的强子中的夸克的动量分数. 虽然这种关系可能只是数量上的近似, 但它提供了不同的物理量之间的合理的定性关系, 在我们对强子的夸克结构已有知识的基础上, 它给出了对各种碎裂过程的不同预言^[3]. 因此, 对夸克碎裂为强子过程的测量也能提供给我们对强子的夸克结构更深层的理解. 在产生的各种强子中, Λ 超子是最适于用来研究极化的碎裂过程的. 因为 Λ 的独特的衰变方式 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 具有 64% 这样大的分支比, 使得 Λ 超子易于实验和分析. 在 DIS 过程中, 辨识 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的技术也很成熟^[5]. 实际上, 人们已有一些在不同的 DIS 过程中产生的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的有用数据, 并且在不久的将来, 人们可以得到更多的数据^[6-9]. 因此, 寻求一个系统的方法来确定各种夸克对 Λ 碎裂函数的贡献是有意义的和迫切的.

2 碎裂函数夸克味分离的原理

在许多不同的过程或为了不同的物理目的, 人们已经提出了许多测量 Λ 碎裂函数的方案^[2, 10-21]. 本文将把注意力放在轴向极化的事件中. 为了对不同的夸克味得到一组完备的极化碎裂函数, 人们可以通过 e^+e^- 在 Z^0 共振态的湮没过程中的 Λ 超子的半举产生来测量手征性的不对称^[12], 但是已知的数据不能给不同的方案提供强有力的判据^[19]. 在 u 夸克主导性假设的基础上, 对极化电子的 DIS 过程中轻味夸克变为 Λ 的碎裂进行测量也已经被建议^[15, 1]. 类似地, 也有建议通过中微子的 DIS 过程测量轻味夸克变为 Λ 的碎裂^[17]. 近来, 也有一个有趣的建议: 通过测量 $p\bar{p} \rightarrow \bar{\Lambda}X$ ^[18] 过程手征性变化的不对称来决定极化碎裂函数, 从它依赖于 Λ 的快度的角度, 可能辨别各种参数化方法.

本文将表明有非极化和极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 产生的中微子和反中微子的深度非弹性散射可以得到各种味的夸克变为 Λ 超子的非极化和极化的碎裂函数的清晰的分离, 这种方法不但适用于夸克和反夸克, 也适用于奇异夸克. 同时根据极化电子束的 DIS 过程 (考虑有非极化和极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子产生的过程), 人们可以系统地测量或检验各种味和自旋的夸克的相关碎裂函数. 因此, 除了已知的过程 $e^+e^- \rightarrow \bar{\Lambda}X$ ^[12], 通过对中微子、反中微子和极化电子的 DIS 过程中产生的非极化和极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的系统地测量, 我们就有了另外一种办法得到一组完备的各种不同味的夸克变为 Λ 的非极化和极化的碎裂函数.

因为中微子是左手的 (反中微子是右手的), 所以中微子 (或反中微子) 能够被当作是完全极化的轻子束. 由于这种特性, 它们只跟具有特殊手征性和味的夸克相互作用. 例如, 不论强子靶是否极化, 中微子只和强子靶中的 \bar{u} , d 和 s 夸克相互作用, 反中微子只

1) 当 z 很大时, u 夸克主导性假设在极化电子 DIS 过程中是成问题的, 因为类似于 Λ 中的 s 夸克, Λ 中的极化 u 夸克应该来自高 Fock 态而不是低 Fock 态. 根据幂次计数原理, $u \rightarrow \Lambda$ 的极化碎裂函数相当于 $s \rightarrow \Lambda$ 的极化碎裂函数有一个 $(1-z)^4$ 因子的压低. 由于这种原因, 尽管在质子中, s 夸克的分布比 u 夸克的分布小得多, 但质子中的 s 夸克变为 Λ 的极化碎裂函数却可能和轻味夸克的极化碎裂函数相当.

和强子靶中的 u , \bar{d} 和 \bar{s} 夸克相互作用, 并且夸克必须是左手的而反夸克必须是右手的. 散射出来的夸克将和散射前的夸克具有相同的手征性^[10]. 因此, 中微子(反中微子)束对强子靶的散射提供了一个具有特殊味分布的极化夸克源, 这个特殊性质使得中微子(反中微子)DIS 过程成为研究在束流碎裂区(current fragmentation region)夸克碎裂为强子的味相关性——特别是夸克极化的情况——理想的实验室.

3 碎裂函数的表达式的推导

在带电流夸克跃迁情况, 中微子诱发的反应有

$$\begin{aligned} \nu d \rightarrow \mu^- u, & \quad \nu d \rightarrow \mu^- c, \\ \bar{\nu} u \rightarrow \mu^- \bar{d}, & \quad \bar{\nu} u \rightarrow \mu^- \bar{s}, \\ \nu s \rightarrow \mu^- c, & \quad \nu s \rightarrow \mu^- u. \end{aligned} \quad (2)$$

反中微子诱发的反应有

$$\begin{aligned} \bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ d, & \quad \bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ s, \\ \bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{u}, & \quad \bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{c}, \\ \bar{\nu} \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{c}, & \quad \bar{\nu} \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{u}. \end{aligned} \quad (3)$$

对在束流碎裂中产生的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 沿束流方向的轴向极化的表达式是

$$P_{\nu}^{\Lambda}(x, y, z) = -\frac{d(x)\Delta D_u^{\Lambda}(z) - (1-y)^2 \bar{u}(x)\Delta D_d^{\Lambda}(z)}{d(x)D_u^{\Lambda}(z) + (1-y)^2 \bar{u}(x)D_d^{\Lambda}(z)} \quad \text{对于 } \nu N \rightarrow \mu^- \bar{\Lambda} X, \quad (4)$$

$$P_{\nu}^{\Lambda}(x, y, z) = -\frac{(1-y)^2 u(x)\Delta D_d^{\Lambda}(z) - \bar{d}(x)\Delta D_u^{\Lambda}(z)}{(1-y)^2 u(x)D_d^{\Lambda}(z) + \bar{d}(x)D_u^{\Lambda}(z)} \quad \text{对于 } \nu N \rightarrow \mu^+ \bar{\Lambda} X, \quad (5)$$

$$P_{\nu}^{\bar{\Lambda}}(x, y, z) = -\frac{d(x)\Delta D_u^{\bar{\Lambda}}(z) - (1-y)^2 \bar{u}(x)\Delta D_d^{\bar{\Lambda}}(z)}{d(x)D_u^{\bar{\Lambda}}(z) + (1-y)^2 \bar{u}(x)D_d^{\bar{\Lambda}}(z)} \quad \text{对于 } \nu N \rightarrow \mu^- \bar{\Lambda} X, \quad (6)$$

$$P_{\nu}^{\bar{\Lambda}}(x, y, z) = -\frac{(1-y)^2 u(x)\Delta D_d^{\bar{\Lambda}}(z) - \bar{d}(x)\Delta D_u^{\bar{\Lambda}}(z)}{(1-y)^2 u(x)D_d^{\bar{\Lambda}}(z) + \bar{d}(x)D_u^{\bar{\Lambda}}(z)} \quad \text{对于 } \nu N \rightarrow \mu^+ \bar{\Lambda} X. \quad (7)$$

这里, 已经忽略了 Cabibbo 角压低过程和强子靶中奇异夸克的微小分布, $\Delta D_q^h(z) = D_{q_1}^{h\uparrow}(z) - D_{q_2}^{h\uparrow}(z)$ 表示极化碎裂函数. $D_{q_1}^{h\uparrow}(z)$ ($D_{q_2}^{h\uparrow}(z)$) 是发现一个带有正的手征性的夸克 q 的强子具有正的手征性(负的手征性)的几率. $y = \nu/E$ 是在实验室坐标系中, 入射中微子的被带电中间玻色子带走的动量分数. 在 $y \approx 1$ 的区域, 发现对于 x 和 z 的任意值, 这 4 个量的测量直接得出非极化和极化的两种碎裂的不对称 $\Delta D_q^{\Lambda}(z)/D_q^{\Lambda}(z)$, 其中, 对于过程(4)和(7), $q = u$; 而对于过程(5)和(6), $q = \bar{u}$. 当然, 这里已经用了物质-反物质的对称性. 例如, $D_{q,q}^{\Lambda}(z) = D_{q,q}^{\bar{\Lambda}}(z)$, 类似地对于 $\Delta D_{q,q}^{\Lambda}(z)$ 有 $\Delta D_{q,q}^{\Lambda}(z) = \Delta D_{q,q}^{\bar{\Lambda}}(z)$. 从 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 中 u 夸克和 d 夸克的对称性, 也可以假定 u 夸克和 d 夸克对碎裂函数的对称性: $D_u^{\Lambda, \bar{\Lambda}}(z) = D_d^{\Lambda, \bar{\Lambda}}(z)$ 和 $D_u^{\bar{\Lambda}, \Lambda}(z) = D_d^{\bar{\Lambda}, \Lambda}(z)$. 因此, 对于非极化的碎裂函数, 有

$$\begin{aligned} D_q^{\Lambda}(z) &= D_u^{\Lambda}(z) = D_d^{\Lambda}(z) = D_u^{\bar{\Lambda}}(z) = D_d^{\bar{\Lambda}}(z), \\ D_q^{\bar{\Lambda}}(z) &= D_u^{\bar{\Lambda}}(z) = D_d^{\bar{\Lambda}}(z) = D_u^{\Lambda}(z) = D_d^{\Lambda}(z). \end{aligned} \quad (8)$$

对于极化碎裂函数, 有

$$\begin{aligned}\Delta D_q^\Lambda(z) &= \Delta D_u^\Lambda(z) = \Delta D_d^\Lambda(z) = \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z) = \Delta D_{\bar{d}}^\Lambda(z), \\ \Delta D_q^\Lambda(z) &= \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z) = \Delta D_q^\Lambda(z) = \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z) = \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z).\end{aligned}\quad (9)$$

对 $y \in [0, 1]$ 整个区间积分以后, 从方程(4)–(7)可以导出

$$P_v^\Lambda(x, z) = -\frac{d(x)\Delta D_q^\Lambda(z) - 1/3\bar{u}(x)\Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}{d(x)D_q^\Lambda(z) + 1/3\bar{u}(x)D_{\bar{q}}^\Lambda(z)} \quad (10)$$

$$P_v^\Lambda(x, z) = -\frac{1/3u(x)\Delta D_q^\Lambda(z) - \bar{d}(x)\Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}{1/3u(x)D_q^\Lambda(z) + \bar{d}(x)D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}, \quad (11)$$

$$P_v^{\bar{\Lambda}}(x, z) = -\frac{d(x)\Delta D_q^\Lambda(z) - 1/3\bar{u}(x)\Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}{d(x)D_q^\Lambda(z) + 1/3\bar{u}(x)D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}, \quad (12)$$

$$P_v^{\bar{\Lambda}}(x, z) = -\frac{1/3u(x)\Delta D_q^\Lambda(z) - \bar{d}(x)\Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}{1/3u(x)D_q^\Lambda(z) + \bar{d}(x)D_{\bar{q}}^\Lambda(z)}. \quad (13)$$

对应于非极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 产生过程的散射截面可以写作

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{dz} = \frac{\sum_i [a_i q_i(x) + b_i \bar{q}_i(x)] D_i^{\Lambda, \bar{\Lambda}}(z)}{\sum_i [a_i q_i(x) + b_i \bar{q}_i(x)]} \quad (14)$$

这里, i 表示相应的 DIS 过程中所有的夸克(反夸克)味. ($i = d, \bar{u}$ 表示中微子束, $i = u, \bar{d}$ 表示反中微子束, 公式中忽略了 Cabibbo 混合和靶的奇异分布). a_i, b_i 是两个因子¹⁾, 对中微子 DIS 过程(反中微子 DIS 过程): $a_i = 1, b_i = 0$ ($a_i = 1/3, b_i = 0$) 对应于夸克, 而 $a_i = 0, b_i = 1/3$ ($a_i = 0, b_i = 1$) 对应于反夸克.

原则上, 方程(10)–(13)足够确定所有的 4 个独立的碎裂函数 $D_q^\Lambda, D_{\bar{q}}^\Lambda, \Delta D_q^\Lambda$ 和 $\Delta D_{\bar{q}}^\Lambda$. 然而, 实际上我们必须十分小心, 因为在过程(5) $\nu N \rightarrow \mu^+ \Lambda X$ (和(6) $\bar{\nu} N \rightarrow \mu^- \Lambda X$) 中来自 $u \rightarrow s \rightarrow \Lambda$ 的 Cabibbo 角压低过程决不可忽略. 在相对较清楚的过程(4)和(7)中, 测量非极化和极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产生, 似乎足够确定 4 个独立的碎裂函数. 然而, 正如前面已经提到的, 如果数据允许的话, 甚至可以不用 Λ 中 u 夸克和 d 夸克味的对称性, 在极化过程(4)和(7)中, 通过变化 y 就可以得到清晰的夸克味分离. 文献[17]中, 靶中反夸克的贡献已被忽略, 但是在过程(4)中, 对于很大的 y 才可以被忽略掉, 而在过程(5)和(7)中并不能被忽略. 至少对于很大的 y , 来自靶的反夸克的贡献是主要的.

4 奇异夸克碎裂函数的确定

有许多可能的方法从中微子、反中微子和极化电子 DIS 过程求得奇异碎裂函数. 第一种方法, 用与 y 有关的过程(4)和(7), 或者用非极化和极化的过程(4)和(7)来导出 4 个碎裂函数. 然后在极化的(5)和(6)(或与 y 有关的某一过程)中代入这 4 个量, 可以决定奇异碎裂函数 D_s^Λ 和 ΔD_s^Λ ²⁾. 另外, 用过程(5)中的非极化的 Λ 超子的产生原则上也可以推导出奇异碎裂函数 $D_s^\Lambda(z)$, 如果 $D_q^\Lambda(z)$ 和 $D_{\bar{q}}^\Lambda(z)$ 是已知的, 并且可以用过程(6)来

1) 对于与 y 有关的散射截面, 可以用 $(1-y)^2$ 代替因子 $1/3$.

2) 碎裂过程 $s \rightarrow \Lambda(s \rightarrow \bar{\Lambda})$ 预期将比 $\bar{s} \rightarrow \Lambda(\bar{s} \rightarrow \bar{\Lambda})$ 过程小得多, 因为 \bar{s} 是在来自 Λ 中的海 $s\bar{s}$ 夸克对, 而 s 是 Λ 的价夸克, Λ 的自旋主要来自它.

核对这些量¹⁾。这样,通过对中微子和反中微子 DIS 过程所产生的非极化和极化的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的测量原则上可以完全决定与夸克味相关的非极化和极化的碎裂函数。

另一种方法,是把中微子和反中微子 DIS 过程所产生的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 和极化电子 DIS 过程所产生的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 结合起来^[15], 这样的 6 个过程中的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 极化的 6 个独立的方程就可以决定 4 个轻味夸克的碎裂函数和两个奇异夸克的碎裂函数²⁾。这种方法的优点是考虑 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 产生的 y 相关性和大小, 而只需考虑它们的极化。正象我们已经提到的, 由于大碎裂过程 $s \rightarrow s \rightarrow \Lambda(\bar{s} \rightarrow \bar{s} \rightarrow \bar{\Lambda})$, 更不用考虑极化电子 DIS 过程的强子靶中的奇异夸克(反奇异夸克)的贡献。另外, 具有不同的同位旋特性的核靶的使用也能够帮助我们对碎裂函数获得更多的与夸克味相关的信息。

以上的分析可以拓展到别的强子的产生。诸如 Σ, Ξ 等, 甚至于象 Λ_c 这样的重味强子。虽然这样的研究从理论上说比较麻烦, 实验上也很困难, 但它不但对于这个问题本身而且对于本文的物理内容是有意义的。因为最终的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子有可能来自这些强子。于是这些强子产生了一个需要研究的背景。这个背景需要被深刻地理解以便在夸克变为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的碎裂过程中被排除。在这个方向上^[10, 11, 17, 20], 同时也在碎裂函数的 QCD 解^[19] 以及更高阶的修正方面^[16], 人们已经取得了一些进展。所有这些影响, 也包括 Cabibbo 混合的贡献, 将不得不更多地被考虑进来以便提高数据的统计精确性³⁾。

众所周知的, 最初被提出来的测量质子中的奇异夸克极化 $\Delta s(x)$ 的方法是利用非极化的电子束打在极化的质子靶上的 DIS 过程中的 Λ 的半举产生^[13]。但由于 $\Delta D_q^A(z)$ 不等于零, 使得 u 夸克和 d 夸克的碎裂对 $\Delta s(x)$ 产生影响, 这样, 文献[13]中提出的方法就遇到了较大困难^[15, 17, 19]。但随着人们对各种味和自旋的夸克对 Λ 碎裂函数的不同影响的更深的认识, 人们可能消除质子中的极化 u 夸克和 d 夸克变为极化 Λ 的背景贡献, 从而使得 $\Delta s(x)$ 的测量成为可能。文献[2]中已经提到的, 对同一过程产生的 $\bar{\Lambda}$ 极化的全面测量也能够帮助确定质子中的反奇异夸克的极化⁴⁾。这样的测量能够给强子的自旋结构和核子海中夸克-反夸克的不对称的不同预言提供一个判决性的实验。另外, Λ 中的 u 夸克和 d 夸克的极化与质子中的 s 夸克极化的物理机制密切相关, 于是 ΔD_q^A 的测量对于理解质子中的 s 夸克极化的机制也是有益的。

还须指出, ΔD_q^A 的测量也和文献[2, 3]中讨论的夸克-反夸克的不对称有关。从 Burkardt-Jaffe^[12] 对 $SU(3)$ 对称性的讨论中知道, Λ 中的 u 夸克和 d 夸克应该是负极化的, 由于 Λ 中价夸克 u 和 d 是非极化的, 人们自然预期 u 夸克和 d 夸克的极化来自海的贡献, 于是期望 u 夸克和 d 夸克的正、反海夸克有相同的极化^[15, 19], 因此得出 $D_q^A \neq 0$ 的结果。然而, 根据强子内禀海夸克的重子-介子振动模型^[2], Λ 超子中的内禀 $u\bar{u}$ 和 $d\bar{d}$ 对主要来自 $\Lambda(uds\bar{u}) = p(uud)K^-(s\bar{u})$ 和 $\Lambda(uds\bar{d}) = n(udd)K(\bar{s}d)$ 。从这样的图象来看,

1) 如果人们认为 D_q^A 不可忽略, 那么可以用非极化过程(4)和(7)来决定 D_q^A, D_q^A, D_q^A 和 D_q^A , 然后根据同样的分析得到极化过程的 $\Delta D_q^A, \Delta D_q^A, \Delta D_q^A$ 和 ΔD_q^A 。

2) 预期将有几个实验提供新的更准确的数据^[8, 9]。

3) 据我们所知, 关于 $\Lambda, \bar{\Lambda}$ 产生的最精确的数据来自 NOMAD 的中微子束实验^[7]。

4) 由于中微子(反中微子)DIS 过程中制备极化靶是非常困难的, 因而难以提供给核子靶自旋结构的任何信息。

Λ 中的 u 夸克和 d 夸克是负极化的, 但是 \bar{u} 夸克和 \bar{d} 夸克由于大的涨落, 应该是不极化或微弱极化的. 实际上, 质子中的海夸克是零极化或微弱正向极化的预言^[2,22] 已经得到 SMC 组(The Spin Muon Collaboration)对半举 DIS 过程的 u 和 d 夸克的手征性分布的测量的支持^[23]. 因此, 将来的对 ΔD_q^A 的测量能对强子的自旋结构的不同预言提供一个实验检验.

5 总结

本文论证了对中微子和反中微子 DIS 过程产生的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的全面地测量是系统地研究各种味和自旋的夸克碎裂之间关系的理想的实验室. 我们所提出的夸克味和自旋的分离是基于以下的特殊性质: 中微子(反中微子)与强子靶的散射提供了一个具有特殊的夸克味分布的极化夸克源. 对非极化和极化的夸克变为 Λ 的碎裂函数的完全确定有助于测定质子中的奇异夸克和奇异反夸克的极化, 也有助于判决有关核子的自旋结构和核子海中的夸克-反夸克不对称的一些想法.

作者衷心感谢 S. J. Brodsky 和 F. Montanet 的有益讨论. 感谢 C. Joseph 提供了 NOMAD 的一些有用的信息.

参考文献 (References)

- 1 Brodsky S J, Ellis J, Karliner M. Phys. Lett., 1988, **B206**:309; Ellis J, Karliner M. Phys. Lett., 1988, **B213**:73; Ellis J, Karliner M. Phys. Lett., 1995, **B341**: 397
- 2 Brodsky S J, MA B Q. Phys. Lett., 1996, **B381**:317
- 3 Brodsky S J, MA B Q. Phys. Lett., 1997, **B392**:452
- 4 Gribov V N, Lipatov L N. Phys. Lett., 1971, **B37**:78; Sov. J. Nucl. Phys., 1972, **15**:675
- 5 EMC Collab, Arneodo M et al. Z. Phys., 1987, **C34**:283; E665 Collab, Adams M R et al. Z. Phys., 1994, **C61**: 539
- 6 WA59 Collab, Wilcoq S et al. Z. Phys., 1992, **C53**:207
- 7 The NOMAD Collab. CERN/SPSLC 91-121, 1991, SPSC/P261
- 8 The HERMES Collab, Coulter K et al. DESY-PRC 90/01, 1990; Düren M. DESYHERMES 95-02, 1995, Unpublished
- 9 The COMPASS Collab, CERN/SPSLC 96-14, 1996, SPSC/P297
- 10 Bigi I I Y. Nuovo Cimento, 1997, **41A**:43; Bigi I I Y. Nuovo Cimento, 1997, **41A**:581
- 11 Gustafson G, Häkkinen J. Phys. Lett., 1993, **B303**:350
- 12 Burkardt M, Jaffe R L. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**:2537
- 13 LU W, MA B Q. Phys. Lett., 1995, **B357**:419; LU W. Phys. Lett., 1996, **B373**:223
- 14 Ellis E, Kharzeev K, Kotzinian A. Z. Phys., 1996, **C69**:467; Alberg M, Ellis J, Kharzeev D. Phys. Lett., 1995, **B356**:113
- 15 Jaffe R L. Phys. Rev., 1996, **D54**:R6581
- 16 Anselmino M, Boglione M, Hansson J et al. Phys. Rev., 1996, **D54**:828
- 17 Kotzinian A, Bravar A, von Harrach D. Eur. Phys. J., 1998, **C2**:329
- 18 de Florian D, Stratmann M, Vogelsang W. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**:530
- 19 de Florian D, Stratmann M, Vogelsang W. Phys. Rev., 1998, **D57**:5811
- 20 Boros C, Liang Z. Phys. Rev., 1998, **D57**:4491
- 21 LU W. Phys. Rev., 1995, **D51**:5305; LIANG Z, Boros C. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**:3608; de Florian D, Sof-

- fer J, Stratmann M et al. Phys. Lett., 1998, **B439**:176
22 Cheng T P, Li L F. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:2872; Phys. Lett., 1996, **366**:365
23 SM Collab, Adeva B et al. Phys. Lett., 1996, **B369**:93

Flavor Separation of Quark to Λ -Baryon Fragmentation*

MA BoQiang HUANG XinBing

(*Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China*)

Jacques Soffer

(*Centre de Physique Théorique, CNRS, Marseille, France*)

Abstract The neutrino and antineutrino deep inelastic scattering of unpolarized and polarized Λ and $\bar{\Lambda}$ productions can provide a clean separation of unpolarized and polarized fragmentation functions of a quark into a Λ , for both light-flavor quarks and antiquarks and also for strange quarks. One can systematically measure or check the various flavor and spin dependent fragmentation functions by combining with Λ and $\bar{\Lambda}$ productions in polarized electron deep inelastic scattering. Such measurements can provide crucial tests of different predictions concerning the spin structure of hadrons and the quark-antiquark asymmetry of the nucleon sea.

Key words deep inelastic scattering, fragmentation function, spin physics, helicity

Received 4 February 1999

* Project 19605006 9975052 supported by National Natural Science Foundation of China