

$u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 过程的胶子交换势与 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的反应截面

杨 易 于建中 邹永清 苏君辰

(吉林大学物理系 长春 130023)

1992年6月23日收到

摘 要

本文给出了夸克-反夸克对 $u\bar{u}$ 湮没和夸克-反夸克对 $s\bar{s}$ 产生过程的单胶子和双胶子交换势准至 p^2/m^2 级近似的形式, 据此推出了 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的等效位势。应用这个位势在平面波玻恩近似 (PWBA) 下计算 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 反应的微分截面和总截面, 得到了与实验符合得较好的结果。

关键词 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 跃迁过程, 胶子交换势, 反应截面。

1 引 言

近年来, 在 CERN 的低能反质子环 (LEAR) 上所做的阈值附近质子-反质子 ($p\bar{p}$) 湮没而产生 Λ 超子-反 Λ 超子 ($\Lambda\bar{\Lambda}$) 的实验给出了高精确度的结果, 这就为从理论上研究这一过程提供了可靠的实验依据。目前为止, 对这一过程的理论研究提出了两种模型。一种是文献[1]—[3]所提到的介子交换模型。文献[1]认为 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程是通过赝标介子 $K(494\text{MeV})$, 矢量介子 $k^*(892\text{MeV})$ 和张量介子 $k^{**}(1430\text{MeV})$ 的 t 道交换作用而实现的。文献[2]和[3]则采用单 k 介子交换给出的长程位势加上唯象的 Woods-Saxon 型短程位势, 应用始态和末态相互作用的扭曲波方法来计算反应截面, 得到了与实验大体相符的结果。另一种模型建立在夸克模型和 QCD 理论上, 它认为 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程是通过组分夸克-反夸克对 $u\bar{u}$ 湮没和奇异夸克-反夸克对 $s\bar{s}$ 的产生而实现。 $u\bar{u}$ 转变为 $s\bar{s}$ 又可通过两种机制, 一种是通过交换一个自旋为 1 的胶子, 这形成了 3S_1 模型; 另一种是 $u\bar{u}$ 湮没为真空, 再从真空产生 $s\bar{s}$, 这形成了 3P_0 模型。在以往计算中, 3S_1 模型采用在极端非相对论近似下给出的湮没道单胶子交换势, 而 3P_0 模型则采用一种张量力型的位势。两种机制通过调节模型中唯象参数, 均能在一定程度上给出符合实验的结果, 而文献[4]则认为二者的线性叠加能够得到与实验符合得更好的结果。

本文对 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的夸克对湮没-产生模型进行了进一步的讨论。首先, 给出了始态夸克-反夸克对与终态夸克-反夸克对具有不同的质量和味道的情況下湮没道单胶子交换势准至 p^2/m^2 级近似的完整形式, 以及在初级近似下与 $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 相关的双胶子交换

势, 并把它们与 3S_1 和 3P_0 模型的位势进行了比较和分析。从我们所推导的胶子交换势出发, 给出了相应的 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的等效位势, 进而在平面波玻恩近似 (PWBA) 下计算了上述过程的微分截面和总截面, 其与实验值符合得相当好。

本文第二节用以推导胶子交换势, 第三节将描述推导 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 等效位势以及计算反应截面的方法, 第四节将给出反应截面的计算结果, 并做一些必要的讨论。

2 $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 的胶子交换势

按照夸克模型, $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 反应过程归结为 $u\bar{u}$ 湮没和 $s\bar{s}$ 产生的过程, 如图 1 所示。

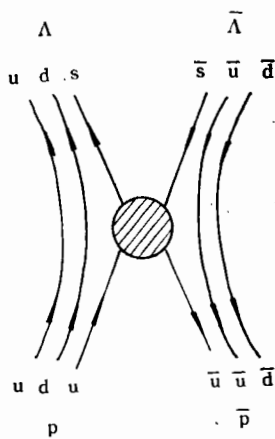


图1 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的夸克模型

导致 $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 过程的单胶子和双胶子交换的费曼图为图 2 所给出的五个图。图 2 中未给出散射道单胶子交换图, 因为这种图对于 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程无贡献。同样, 对此过程无贡献的双胶子交换图也未列出。从 S 矩阵微扰理论出发, 按照文献[5—7]推导夸克-反夸克对胶子交换势的方法, 不难求得图 2 中各图在准至 p^2/m^2 级近似下的胶子交换势。下边就分别对这些胶子交换势给予描述。

从图 2 (a) 的正反夸克对湮没道单胶子交换图可以得到如下势算符:

$$\hat{V}_1(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k}) = \pi\alpha_s \hat{F}_a \hat{C}_a \frac{1}{2mm'} \left\{ 3 + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 - \frac{2\mathbf{k}^2}{m^2} - \frac{2\mathbf{q}^2}{m'^2} - \frac{5m^2 + 5m'^2 - 4mm'}{8m^2m'^2} \mathbf{p}^2 \right.$$

$$- \left[\frac{m^2 + m'^2}{8m^2m'^2} \mathbf{p}^2 + \frac{\mathbf{k}^2}{m^2} + \frac{\mathbf{q}^2}{m'^2} \right] \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + \frac{i}{4} \left[\mathbf{p} \times \left(\frac{\mathbf{q}^2}{m'^2} - \frac{\mathbf{k}^2}{m^2} \right) \right] \cdot (\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2) - \frac{(m' - m)^2}{8m^2m'^2} \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$$

$$+ \frac{1}{4m^2} (\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 - \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + 4\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$$

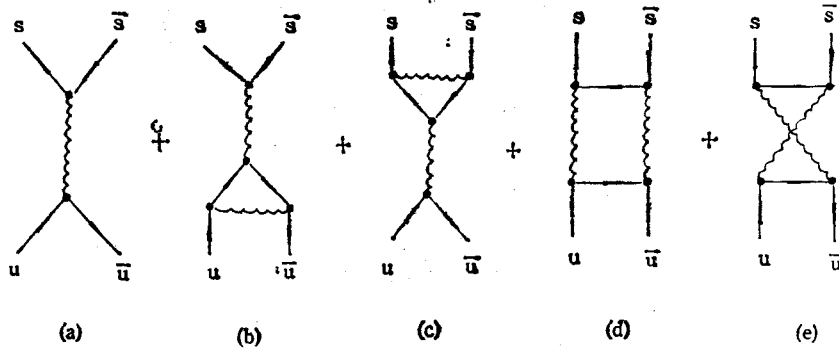
$$+ \frac{1}{4m'^2} (\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 - \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + 4\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \}. \quad (1)$$

式中 $\mathbf{p}, \mathbf{k}, \mathbf{q}$ 分别为夸克反夸克的总动量, 始态相对动量和末态相对动量; m 和 m' 为始态和末态夸克(反夸克)的质量, 对 $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 而言 $m = m_u, m' = m_s$ 分别为 u 夸克和 s 夸克的质量; α_s 是 QCD 精细结构常数; \hat{C}_a 为颜色算符:

$$\hat{C}_a = (\boldsymbol{\lambda}_1 - \boldsymbol{\lambda}_2^*)^2 / 24. \quad (2)$$

$\boldsymbol{\lambda}_1 = (\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_8)$ 为夸克的色 Gell-Mann 矩阵, $-\boldsymbol{\lambda}_2^*$ 为反夸克的色矩阵; \hat{F}_a 为味道算符:

$$\hat{F}_a = \frac{1}{2} (1 - \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\tau}^c) - (V + V_-^c + V_- V_+^c + U_+ U_-^c + U_- U_+^c) - \frac{3}{2} Y Y^c - \frac{1}{6}. \quad (3)$$


 图 2 $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 过程的费曼图

τ 和 τ^c 分别为夸克和反夸克的同位旋泡利矩阵, V_{\pm} 和 U_{\pm} (V_{\pm}^c 和 U_{\pm}^c) 分别为夸克(反夸克)的味 $SU(3)$ 旋和 U 旋算符, Y 和 Y^c 为夸克和反夸克的超荷算符。(1)式所给出的位势算符适用于始态和末态为任意一对由 u, d 或 s 夸克反夸克构成的体系。(1)式中比例于 $3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2$ 的项(即极端非相对论近似的项)就是通常 3S_1 模型采用的位势算符,同时,(1)式中最后七个张量力项包含 3P_0 模型采用的位势(见文献[4]所列)这一点可将(1)式变换到坐标空间而看出。由此可见,很难将 3S_1 和 3P_0 分开来看作两种彼此无关的模型。

为了便于计算图 2(b)–(e) 的双胶子交换图,我们对胶子和夸克传播子(包括内线传播子)采取了质壳近似,在此近似下,发现图 2(d) 和(e)给出的属于 p^2/m^2 级近似的项为零,因此,这两个图的贡献可不予考虑,而图 2(b)和(c)给出的位势算符分别为:

$$\begin{aligned}
 \hat{V}_2(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k}) = & -\pi\alpha_s^2 \hat{C}_i \hat{C}_e \hat{F}_e (3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) \frac{1}{2mm'} \left[-\frac{1}{2} + \frac{\pi}{4} \frac{m}{|\mathbf{k}|} \right. \\
 & \left. + \frac{5}{16} \frac{k^2}{m^2} + \frac{4 - \sqrt{2}}{4\sqrt{2}} \frac{q^2}{m'^2} - \frac{\pi}{8} \left(\frac{|\mathbf{k}|}{m} + \frac{m}{|\mathbf{k}|} \frac{q^2}{m'^2} \right) \right]. \quad (4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \hat{V}_3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q} \cdot \mathbf{k}) = & -\pi\alpha_s^2 \hat{C}_i \hat{C}_e \hat{F}_e (3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) \frac{1}{2mm'} \left[-\frac{1}{2} + \frac{\pi}{4} \frac{m'}{|\mathbf{q}|} \right. \\
 & \left. + \frac{5}{16} \frac{q^2}{m'^2} + \frac{4 - \sqrt{2}}{4\sqrt{2}} \frac{k^2}{m^2} - \frac{\pi}{8} \left(\frac{|\mathbf{q}|}{m'} + \frac{m'}{|\mathbf{q}|} \frac{k^2}{m^2} \right) \right]. \quad (5)
 \end{aligned}$$

其中:

$$\hat{C}_i = -\frac{\lambda_1}{2} \cdot \frac{\lambda_2^*}{2}. \quad (6)$$

以上两式均比例于 $3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2$, 其最低次项与(1)式单胶子交换势的最低次项有相同的形式,故 3S_1 模型不仅与单胶子交换,而且也与双胶子交换有关。

3 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 的传递位势和反应截面

从前一节导出的夸克间胶子交换势出发,可以按着 Born-Oppenheimer 近似计算出 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的传递位势,即:

$$\begin{aligned}
 V_{p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) &= \left\langle \Psi_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) \left| \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} \hat{V}(i,j) \right| \Psi_{p\bar{p}}(\mathbf{R}) \right\rangle \\
 &= \langle \Psi_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) | \hat{V}_{p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) | \Psi_{p\bar{p}}(\mathbf{R}) \rangle. \quad (7)
 \end{aligned}$$

第一个等式中的 $\Psi_{p\bar{p}}(\mathbf{R})$ 和 $\Psi_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R})$ 分别代表构成 $p\bar{p}$ 的六个夸克及反夸克和构成 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 的六个夸克及反夸克的波函数:

$$\Psi_{p\bar{p}}(\mathbf{R}) = \phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4, \mathbf{p}_5, \mathbf{p}_6; \mathbf{R}) |TS\rangle |C\rangle. \quad (8)$$

$$\Psi_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) = \phi(\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2, \mathbf{p}'_3, \mathbf{p}'_4, \mathbf{p}'_5, \mathbf{p}'_6; \mathbf{R}) |T'S'\rangle |C'\rangle. \quad (9)$$

式中的因子依次为空间波函数,自旋-同位旋波函数和颜色波函数。空间波函数取为各个粒子的谐振子基态波函数的乘积:

$$\phi(\mathbf{p}_1 \cdots \mathbf{p}_6; \mathbf{R}) = \prod_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} \phi_{o_i}^{(+)}(\mathbf{p}_i, \mathbf{R}) \phi_{o_j}^{(-)}(\mathbf{p}_j, \mathbf{R}). \quad (10)$$

$$\phi(\mathbf{p}'_1 \cdots \mathbf{p}'_6; \mathbf{R}) = \prod_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} \phi_{o_i}^{(+)}(\mathbf{p}'_i, \mathbf{R}) \phi_{o_j}^{(-)}(\mathbf{p}'_j, \mathbf{R}). \quad (11)$$

其中:

$$\phi_{o_i}^{(\pm)}(\mathbf{p}, \mathbf{R}) = (2\sqrt{\pi b})^{3/2} e^{-\frac{1}{2}b^2 \mathbf{p}^2 \mp i\mathbf{p} \cdot \mathbf{R}}. \quad (12)$$

b 为谐振子尺度参数, \mathbf{R} 为三个夸克组成的集团与三个反夸克组成的集团之间的相对位置矢量。(7)式中的 $\hat{V}(i,j)$ 为组分夸克之间的胶子交换势,即(1),(4),(5)式给出的单胶子与双胶子交换势之和。(7)式中后一个等式中的 $\hat{V}_{p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R})$ 即为按第一个等式的方式求得的 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的等效传递位势,而位势两边的波函数为重子-反重子对波函数。

按(7)式所求得的传递位势,可利用下列公式:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega(\hat{p}_f)} = \frac{1}{(2s_p + 1)(2s_{\bar{p}} + 1)} \sum_{\substack{i'm'_i \\ i'm'_i}} \frac{M_p M_{\Lambda}}{(4\pi)^2} \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|} |\langle \Psi_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) | \hat{V}_{p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R}) | \Psi_{p\bar{p}}(\mathbf{R}) \rangle|^2 \quad (13)$$

计算出质心系中的反应微分截面和总截面。式中 $\hat{V}_{p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R})$ 为(7)式给出的传递位势; M_p 和 M_{Λ} 分别为质子(反质子)和 Λ 超子(反 Λ 超子)的质量; \mathbf{p}_i 和 \mathbf{p}_f 为入射反质子 \bar{p} 和出射的反 Λ 超子的动量; $\Psi_{p\bar{p}}(\mathbf{R})$ 和 $\Psi_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mathbf{R})$ 分别为初态 $p\bar{p}$ 和末态 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 的波函数。为了更突出地显示所求得的位势的有效性和计算方便起见,我们选择平面波作为始态和末态的近似波函数,如同文献[9]中所做的那样。文献[9]指出,在夸克层次上研究 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 反应时,引入唯象的光学位势来进行扭曲波的计算可能出现双重计算的问题,考虑到始态和末态扭曲波效应的平滑的能量相关性,可采取平面波玻恩近似,并通过适当选择耦合常数以计入扭曲波效应。在(13)式中,因不讨论粒子的极化,所以对初态自旋求平均,对末态自旋求和。

4 结果与讨论

根据上节给出的 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程的等效传递位势,以及计算反应截面的方法,我们计

算了反应阈值附近入射反质子动量为 $1476\text{MeV}/c$ 和 $1507\text{MeV}/c$ (在实验室系中) 时的微分截面和总截面。在计算中, 夸克质量 m_u 和 m_s ; 耦合常数 α_s 以及谐振子尺度参数 a 均作为唯象参数, 通过拟合实验数据而调定。经计算发现, 这组参数取如下值时, 计算结果与实验值符合程度最高: $m_u = 275\text{MeV}$, $m_s = 475\text{MeV}$, $\alpha_s = 0.9$, $a = 0.65\text{fm}$ 。在表 1 中列出了总截面的计算结果, 在图 3 中给出了微分截面计算结果, 其中的实验数据取自文献[8]。

表 1 总截面计算结果

\bar{p} 的动量(MeV/c)	$\sigma_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mu\text{b})$ 实验值	$\sigma_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\mu\text{b})$ 计算值
1476.5 ± 1.8	13.8 ± 0.5	16.2
1507.5 ± 1.8	26.6 ± 0.7	23.4

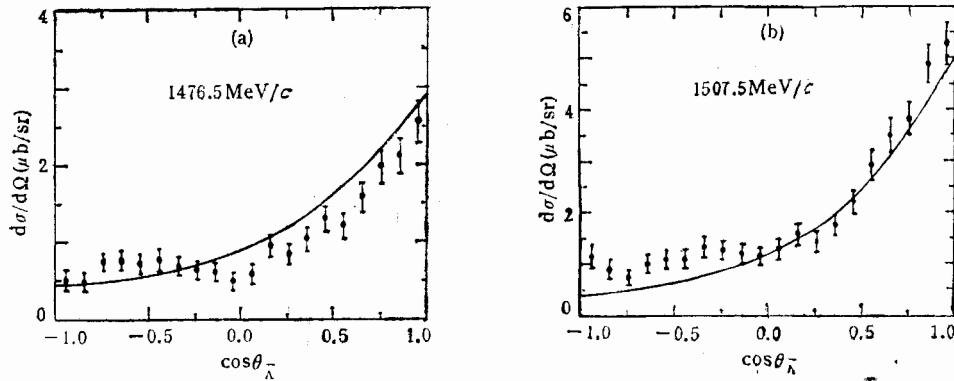


图 3 微分截面计算结果

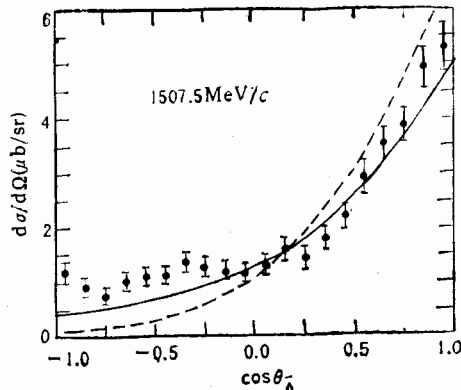
图 4 3S_1 模型位势给出的微分截面(虚线)与单胶子交换势 $\hat{V}_1(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k})$ 给出的微分截面(实线)的比较

表 1 和图 3 的结果是计入单胶子和双胶子交换势时所得到的。若只顾及单胶子交换势的贡献, 即(7)式中的 $\hat{V}(i, j)$ 只包含 $\hat{V}_1(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k})$, 则在相同的条件下计算出当 \bar{p} 入射

动量为 1476 MeV/c 和 1507 MeV/c 时的总截面分别为 $15.1\mu\text{b}$ 和 $21.6\mu\text{b}$, 而得到的微分截面曲线与图 3 所示的结果基本相同. 由此看出, 在 $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 过程中单胶子交换的贡献占 90% 以上, 它在反应中起决定作用, 而双胶子交换的作用比较微小.

前文提到过, 我们采用的单胶子交换势 $\hat{V}_1(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k})$ 中比例于 $3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2$ 的项为 3S_1 模型的位势, 应用这种位势, 重新调节参数进行计算, 得到 \bar{p} 入射动量为 1507 MeV/c 时的微分截面如图 4 中虚线所示, 这一结果与文献 [9] 中应用此模型位势在 \bar{p} 入射动量为 1507 MeV/c 时得到的微分截面相同. 而应用本文推得的单胶子交换势 $\hat{V}_1(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k})$ 所得到的结果如图 4 中实线所示. 通过两个结果的比较, 我们发现, 由 $\hat{V}_1(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k})$ 得出的微分截面不论在大角度还是在小角度, 都比从 3S_1 模型位势所得到的结果更好地趋于与实验数据相符合. 这说明, 为了得到与实验相符合的理论结果, 除 3S_1 模型外, 考虑单胶子交换中其它高级项乃至顾及一定的多胶子交换效应是完全必要的.

参 考 文 献

- [1] F. Tabakin and R.A. Eisenstein, *Phys. Rev.*, **C31**(1985) 1857.
- [2] M. Kohno and W. Weise, *Phys. Lett.*, **B179**(1986)15.
- [3] M. Kohno and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A479**(1988)433.
- [4] M.A. Alberg et al., *Nucl. Phys.*, **A508**(1990)323.
- [5] 苏君辰, 王秀江, 朱耀银, «高能物理与核物理», **16**(1986)40.
- [6] 苏君辰, 吴式枢, *Chinese Physics*, **8**(1988)978.
- [7] 苏君辰, 陈佐群, 吴式枢, *Nucl. Phys.*, **A524**(1991)615.
- [8] P.D. Barnes et al., *Phys. Lett.*, **B189**(1987)249.
- [9] M. Burdardt and M. Dilling, *Phys. Rev.*, **C37**(1988)1362.

Gluon Exchange Potential and Cross-Section for $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ Process

Yang Yi Yu Jianzhong Zou Yongqing Su Junchen
(Department of Physics, Jilin University, Changchun, 130023)

Received on June 23, 1992

Abstract

One and two-gluon exchange potentials (OGEP and TGEP) relevant to the $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ transition process are derived from the S-matrix in the approximation of order p^2/m^2 . An effective transition potential obtained from these gluon exchange potentials by the constituent quark model is employed to calculate the differential and total cross-sections for the $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ reaction in the plane wave Born Approximation. The calculated result shows that the relativistic correction terms in the OGEP and TGEP give considerable improvements on the cross-section in comparison with the previous calculations performed by making use of the OGEP given in the extremely non-relativistic approximation.

Key Words $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ transition process, Gluon exchange potential, Reaction cross-section.