

质子-质子碰撞产生 Θ^+ 五夸克态过程中 $N^*(1710)$ 的贡献*

李贵君¹ 陈洪^{1,3} 邹冰松^{2,3} 姜焕清^{1,2,3} 黄淑一¹

1 (西南大学物理学院 重庆 400715)

2 (中国科学院高能物理研究院 北京 100049)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 在相对论的框架下, 基于有效拉氏量, 在单 π 和单 ρ 介子交换的机制下, 我们推导了高能质子-质子碰撞过程中五夸克态产生过程反应截面. 利用已知的经验耦合常数和顶角形状因子, 研究了 $N^*(1710)$ 核子激发态对反应截面的影响, 发现 ρ 介子交换在这些过程中起主导作用. 包括中间核子态 $N^*(1710)$ 在质心能量为4GeV附近, 使反应截面增大几十倍, 其贡献是不可忽视的.

关键词 五夸克态 高能质子-质子反应 核子激发态

1 引言

夸克模型在强子态的分类方面取得了很大的成功. 在组分夸克模型的框架下, 重子的最低组态是由3个价夸克组成, 介子的最低组态是一个夸克和一个反夸克. 然而, 理论上, 也可以有五夸克态, 六夸克双重子态等多夸克态. 量子色动力学也预言可能存在由夸克和胶子组成的混杂态和由胶子组成的胶子球. 在过去的二、三十年里, 研究和寻找多夸克态、混杂态和胶子球等非传统的强子态一直是粒子物理学家和核物理学家十分关心的重要课题, 进行了大量的研究, 在介子和重子两个方面都发现了一些可能的候选者, 但是, 一直没有确认毫无争议的强子奇特态. 进一步对夸克态、混杂态和胶子球等非传统的强子态的确认是对量子色动力学的重要检验.

2003年, 日本的实验组在光子与原子核相互作用的实验中^[1], 发现出射的 K^+ 介子和中子的不变质量谱中, 有明显的窄共振. 共振位置为1.54GeV, 宽度为21—25MeV. 如果这个由 K^+ 介子和中子构成的窄共振真的存在, 它的最低的夸克组态应该是 $uudd\bar{s}$, 它将是一种真正意义上的五夸克态. 这一结果激起了理论和实验上的极大兴趣, 大量的人力和物力投入了对 Θ

粒子和其他多夸克态的研究和寻找^[2]. 随后, 其他一些实验^[3], 在光生和介子引起的反应中也相继声称在1.54GeV附近发现了这个窄共振. 这与以前基于手征孤粒子模型所预言的粒子^[4]惊人的一致, 这个粒子被认为是由组成的五夸克态 Θ 粒子. 然而, 有一些实验组报告了负面的结果, 在预计出现 Θ 粒子的地方, 他们并没有发现 Θ 粒子的产生^[5-7]. 因此从实验上进一步确认 Θ 的存在仍然是艰巨的任务.

理论上, 基于组分夸克模型考虑不同的集团结构, 基于QCD求和规则等, 人们对五夸克态 Θ 的质量和宽度以及宇称等进行了仔细研究. 由于在相对论重离子碰撞中末态有大量的核子与 K 介子, 如果 Θ^+ 粒子存在, 它也可以在相对论重离子碰撞中产生. Θ^+ 粒子可以从相对论重离子碰撞早期产生的夸克胶子等离子体强子化过程中形成, 也可能是在核子-核子碰撞中直接产生. 另一方面, 如果 Θ 粒子与强子物质中的强子作用很强, 重离子碰撞的早期产生的 Θ^+ 粒子在离开强子物质前有可能被吸收, 这样实验观测到的 Θ 粒子数目将与早期形成的夸克胶子等离子体无关. 因此, 了解 Θ^+ 的产生截面对于理解相对论重离子碰撞中 Θ^+ 产生的机制是重要的.

利用 $SU(3)$ 对称性, 基于强子的拉氏量和经验的

2005-12-04 收稿

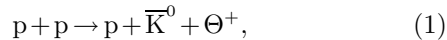
*国家自然科学基金(10435080, 10475089, 10575083)和中国科学院重点方向性项目(KJ951-A1-01)资助

强子质量和形状因子, C.M.Ko等^[8]对各种强子引起的粒子产生反应截面进行了理论计算, 发现在质子-质子 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 反应中, 反应截面可达到 $20\mu\text{b}$. 在他们的计算中并没有考虑由于核子激发态的中间激发的贡献, 然而, 在所考虑的能区, 存在一些核子的激发态, 在这个能区的核子-核子碰撞中, 可以到达核子-核子态, 也可以产生核子激发态, 所以, 如果这个由 K^+ 介子和中子构成的窄共振真的存在, 通过核子激发态 $N^*(1440)$, $N^*(1535)$, $N^*(1650)$, 特别是 $N^*(1710)$ 的贡献是不可忽视的. 对于所考虑的反应, 中间的核子以及子激发态的传播都是离壳的, 这里我们仅考虑与反应末态最接近的 $N^*(1710)$ 的中间传播对反应截面的贡献.

本文要在相对论的框架下进一步讨论质子-质子碰撞中产生 Θ^+ 的反应截面, 研究中间态为 $N^*(1710)$ 对反应截面的贡献. 第二节讨论质子-质子反应中产生粒子反应机制, 给出反应截面的公式. 第三节讨论利用经验的耦合常数和顶角形状因子对反应截面的计算结果, 讨论研究 $N^*(1710)$ 的影响. 最后, 在第四节给出本文的结论.

2 反应机制和公式

在质子-质子碰撞中产生 Θ^+ 的反应, 可以是二体末态的反应 $pp \rightarrow \Sigma^+\Theta^+$, 也可以是三体末态的反应 $pp \rightarrow \pi^+\Lambda\Theta^+$ 或 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$. C.M.Ko等^[8]的计算表明, 二体道和 $pp \rightarrow \pi^+\Lambda\Theta^+$ 反应对 Θ^+ 产生总截面的贡献很小, Θ^+ 产生主要来自 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 反应. 因此, 在这里仅考虑如下的反应,



在这个反应中, 入射质子与靶质子作用, 可以通过 π 介子或 ρ 介子交换, 产生 Θ^+ 粒子, 同时放出 \bar{K}^0 介子. 用费曼图表示, 这个反应可能的费曼图如图1以及他们的交叉图(交叉图部分省略, 且不考虑与图1的干涉项, 其贡献是对散射截面提供一个被乘因子: 2)所示. 图1(a)和(b)分别相应于通过 π 介子和 ρ 介子交换以及核子中间态衰变产生 Θ^+ 的过程. 图1(d)和(e)分别相应于 π 介子、 ρ 介子交换和核子激发态中间态衰变的过程. 图1(c)相应于 ρ 介子交换和 K 介子交换的过程. C.M.Ko等考虑了图1(a), (b)和(c)对反应截面进行了计算. 结果表明, 图1(c)的贡献很小. 他们得到, 在质心能量为 4GeV 附近, 反应截面可达 $20\mu\text{b}$. 然而, 在他们的计算中, 由于中间核子激发态的产生和衰变成 Θ^+ 和 \bar{K}^0 介子对总截面的贡献. 在所考虑的能区, N^*

激发, 特别是 $N^*(1710)$ 的激发, 可能是重要的. 这里, 同时考虑图1(a), (b), (c), (d), (e), 计算 Θ^+ 产生的总截面, 考查 $N^*(1710)$ 的中间激发对反应截面的影响.

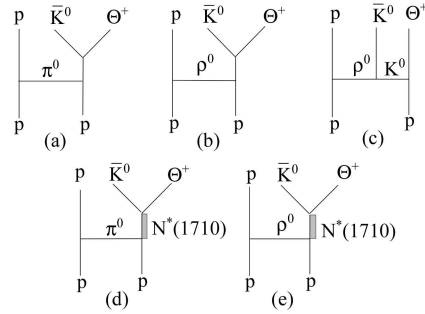


图1 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 的Feynman图

在计算中, 考虑到参与粒子的性质, 用到的相互作用拉氏量取为^[8, 9]

$$\begin{aligned} L_{KN\Theta} &= ig_{KN\Theta}(\bar{\Theta}\gamma_5 N\bar{K} + \bar{N}\gamma_5 \Theta K), \\ L_{\pi NN} &= ig_{\pi NN}\bar{N}\gamma_5 \pi N, \\ L_{\rho NN} &= ig_{\rho NN}\bar{N}(\gamma^\mu \rho_\mu + \frac{\kappa_\rho}{2m_N}\sigma^{\mu\nu}\partial_\mu \rho_\nu)N, \\ L_{\rho KK} &= ig_{\rho KK}(K\rho^\mu \partial_\mu \bar{K}^0 - \partial_\mu K\rho^\mu \bar{K}^0), \\ L_{\pi NN^*} &= ig_{\pi NN^*}(\bar{N}^*\gamma_5 \pi N + \bar{N}\gamma_5 \pi N^*), \\ L_{\rho NN^*} &= ig_{\rho NN^*}(\bar{N}^*\gamma^\mu \rho_\mu N + \bar{N}\gamma^\mu \rho_\mu N^*), \\ L_{K\Theta N^*} &= ig_{K\Theta N^*}(\bar{\Theta}\gamma_5 N^*\bar{K} + \bar{N}^*\gamma_5 \Theta K). \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\sigma^{\mu\nu} = i\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\}/2$. γ^μ 是狄拉克 γ 矩阵. N 和 N^* , 分别表示核子和核子激发态的场量. Θ 表示自旋为 $1/2$ 同位旋为 0 的五夸克重子的场量. K , π 和 ρ 分别表示 K 介子, π 介子和 ρ 介子的场量. 由于 π 介子和 ρ 介子是同位旋三重态, 则 $\pi = \tau \cdot \boldsymbol{\pi}$, $\rho^\nu = \tau \cdot \boldsymbol{\rho}^\nu$, 其中 τ 是泡利自旋矩阵. 对于常见到的强作用耦合常数, 取强子模型的结果 $g_{\pi NN} = 13.5$, $g_{\rho NN} = 3.25$, $g_{\rho KK} = 3.25$, $\kappa_\rho = 6.1$ ^[11]. 与核子激发态有关的耦合常数我们取 $g_{\rho NN^*} = 21.299$, $g_{\pi NN^*} = 1.605$ ^[9]. 耦合常数 $g_{KN\Theta}$ 是根据 Θ^+ 的宽度来定出,

$$\Gamma_\Theta(s_1) = \frac{g_{KN\Theta}^2}{2\pi} \frac{k(\sqrt{m_N^2 + k^2} - m_N)}{\sqrt{s_1}}. \quad (3)$$

其中 m_N 是核子的质量, s_1 是 N 和 K 介子不变质量的平方, k 是在 Θ^+ 衰变的静止系中 N 和 K 介子的动量. 当取 $\sqrt{s_1}$ 为 Θ^+ 的质量的实验值, $m_\Theta = 1.54\text{GeV}$, $\Gamma_\Theta = 20\text{MeV}$, 那么可以得到 $g_{KN\Theta} = 4.4$, 这与手征孤立子模型相符^[4], 对 K , Θ , N^* 的耦合没有实验数据可循, 这里把它作为一个参数, 例如去 $g_{K\Theta N^*} = g_{K\Theta N} = 4.4$. 为了计算反应振幅, 我们需要知道核子传播子及核子

共振态传播子, 在这里取如下的形式^[9],

$$\begin{aligned} S_N &= \frac{\not{p} + m_N}{s - m_N^2}, \\ G_{N^*} &= \frac{\not{p} + m_{N^*}}{s - m_{N^*}^2 + im_{N^*}\Gamma_{(1710)}}. \end{aligned} \quad (4)$$

其中 S_N 是核子传播子, G_{N^*} 是核子共振态传播子. $\not{p} = p^\mu \cdot \gamma_\mu$, p^μ 是传播子的四动量, $s = p^2$ 是传播子不变质量的平方, $\Gamma_{(1710)}$ 是 $N^*(1710)$ 的衰变宽度, 根据实验取为 0.1GeV .

按照标准的费曼规则, 从图1可以写出相应的反应振幅的表达式^[8-10]

$$M^{(a)} = -ig_{\pi NN} \bar{P}_3 \gamma_5 P_1 \frac{1}{t - m_\pi^2} M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} M^{(b)} &= g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\mu + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\alpha\mu} (p_1 - p_3)_\alpha \right] P_1 \times \\ &\left[-g_{\mu\nu} + \frac{(p_1 - p_3)_\mu (p_1 - p_3)_\nu}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} M^{(c)} &= g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\mu + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\alpha\mu} (p_1 - p_3)_\alpha \right] P_1 \times \\ &\left[-g_{\mu\nu} + \frac{(p_1 - p_3)_\mu (p_1 - p_3)_\nu}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$M^{(d)} = -ig_{\pi NN} \bar{P}_3 \gamma_5 P_1 \frac{1}{t - m_\pi^2} M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} M^{(e)} &= g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\mu + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\alpha\mu} (p_1 - p_3)_\alpha \right] P_1 \times \\ &\left[-g_{\mu\nu} + \frac{(p_1 - p_3)_\mu (p_1 - p_3)_\nu}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}. \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+} &= g_{\pi NN} g_{KN\Theta} \bar{\Theta} \frac{m_N - \not{p}_4 - \not{p}_5}{s_1 - m_N^2} P_2, \\ M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(b)\nu} &= ig_{\rho NN} g_{KN\Theta} \bar{\Theta} \gamma^5 \frac{m_N + \not{p}_4 + \not{p}_5}{s_1 - m_N^2} \times \\ &\left[\gamma^\nu - i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\mu\nu} (p_1 - p_3)_\mu \right] P_2, \\ M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(c)\nu} &= ig_{\rho KK} g_{KN\Theta} \bar{\Theta} \gamma^5 P_2 \frac{1}{t - m_k^2} (2p_4 + p_3 - p_1)^\nu, \\ M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^* &= g_{\pi NN^*} g_{KN^*\Theta} \bar{\Theta} \frac{m_{N^*} - \not{p}_4 - \not{p}_5}{s_1 - m_{N^*}^2 + im_{N^*}\Gamma_{(1710)}} P_2, \\ M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{*\nu} &= ig_{\rho NN} g_{KN^*\Theta} \bar{\Theta} \gamma^5 \times \\ &\frac{m_{N^*} + \not{p}_4 + \not{p}_5}{s_1 - m_{N^*}^2 + im_{N^*}\Gamma_{(1710)}} \gamma^\nu P_2. \end{aligned} \quad (10)$$

$M^{(a)}, M^{(b)}, M^{(c)}, M^{(d)}, M^{(e)}$ 分别对应图1中的(a), (b), (c), (d)和(e)的振幅, P_1, P_2, P_3 分别是质子的场量, 且 $\not{p}_4 = p_4^\mu \cdot \gamma_\mu, \not{p}_5 = p_5^\mu \cdot \gamma_\mu$, $s_1 = (p_4 + p_5)^2$ 是次级反

应不变质量的平方, $t = (p_1 - p_3)^2$ 是初态质子四动量转移的平方, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 分别是标记1, 2初态粒子和3, 4, 5末态粒子的四动量.

考虑到强子的有限大小, 需要对相互作用顶角引入形状因子. 为了与文献[5]比较, 对于形状因子的形式和截断参数, 我们取与文献[5]相同. 即在振幅 $M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}, M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(b)\nu}, M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(c)\nu}, M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^*$ 和 $M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{*\nu}$ 中选取非协变的单极形式的形状因子^[9, 12-15],

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2}, \quad (11)$$

其中 q^2 是相应介子三动量的平方. $\pi NN, KN\Theta, \rho NN$ 和 ρKK 耦合顶角的截断参数取为 $\Lambda = 0.5\text{GeV}$, πNN^* 和 ρNN^* 耦合顶角的截断取为 $\Lambda = 0.8\text{GeV}$ ^[9]. 除此之外, 对另外的 πNN 和 ρNN 耦合顶角取协变形式的单极形状因子^[14]

$$f(q^2) = \frac{\Lambda^2 - m_{\text{ex}}^2}{\Lambda^2 - t}. \quad (12)$$

这里 m_{ex} 是交换介子的质量, t 交换介子的四动量的平方. πNN 顶角和 ρNN 顶角的截断参数分别是 $\Lambda = 1.3\text{GeV}$ 和 $\Lambda = 1.4\text{GeV}$.

由两体到三体的反应截面可由下式对相应的相空间积分得到^[16],

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{(2\pi)^4}{4p_{1\text{cm}}\sqrt{s}} \left(\overline{\sum_{s_i}} \sum_{s_f} |M|^2 \right) \delta^4 \times \\ &\left(P - \sum_{i=1}^3 p_i \right) \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}. \end{aligned} \quad (13)$$

其中 $|M|^2$ 是反应振幅模的平方, $\overline{\sum_{s_i}}$ 和 \sum_{s_f} 分别是对初态核子自旋 s_i 的取向求平均和末态粒子自旋 s_f 求和, \sqrt{s} 是入射道粒子总的不变质量, $p_{1\text{cm}}$ 是初态粒子的质心系三动量的模, P 是初态粒子的总的四动量, p_i 是末态粒子 i 的动量, E_i 是末态粒子 i 的能量.

如果不考虑核子共振态 $N^*(1710)$ 反应道对散射截面的贡献, 反应振幅模方可以写为

$$\begin{aligned} |M|^2 &= |M^{(a)}|^2 + |M^{(b)} + M^{(c)}|^2 = \\ &(-ig_{\pi NN} \bar{P}_1 \gamma_5 \bar{P}_3) \frac{1}{t - m_\pi^2} (M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+})^* \times \\ &(-ig_{\pi NN} \bar{P}_3 \gamma_5 P_1) \frac{1}{t - m_\pi^2} M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+} + \\ &\left\{ g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\mu + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\alpha\mu} (p_1 - p_3)_\alpha \right] P_1 \times \right. \\ &\left. \left[-g_{\mu\nu} + \frac{(p_1 - p_3)_\mu (p_1 - p_3)_\nu}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(b)+(c)\nu} \right\}^* \times \end{aligned}$$

$$\left\{ g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\sigma + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\tau\sigma} (p_1 - p_3)_\tau \right] P_1 \times \left[-g_{\sigma\lambda} + \frac{(p_1 - p_3)_\sigma (p_1 - p_3)_\lambda}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(b)+(c)\lambda} \right\}. \quad (14)$$

文献[8]在散射截面计算中, 先计算次级反应 $\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+$ ($\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+$)的截面, 再计算总的截面, 这样就相当于将上式 ρ 传播子的洛仑兹指标 ν 和 σ 交换得到

$$\begin{aligned} |M|^2 = & (-ig_{\pi NN} \bar{P}_1 \gamma_5 \bar{P}_3) \frac{1}{t - m_\pi^2} (M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+})^* \times \\ & (-ig_{\pi NN} \bar{P}_3 \gamma_5 P_1) \frac{1}{t - m_\pi^2} M_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+} + \\ & \left\{ g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\mu + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\alpha\mu} (p_1 - p_3)_\alpha \right] P_1 \times \left[-g_{\mu\sigma} + \frac{(p_1 - p_3)_\mu (p_1 - p_3)_\sigma}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(b)+(c)\nu} \right\}^* \times \\ & \left\{ g_{\rho NN} \bar{P}_3 \left[\gamma^\sigma + i \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\tau\sigma} (p_1 - p_3)_\tau \right] P_1 \times \left[-g_{\nu\lambda} + \frac{(p_1 - p_3)_\nu (p_1 - p_3)_\lambda}{m_\rho^2} \right] \frac{1}{t - m_\rho^2} M_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}^{(b)+(c)\lambda} \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

从上面的公式可以看到, 对于 π 交换, 反应振幅可以因子化为 πNN 耦合, π 介子的传播子以及 $\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+$ 的反应振幅. 但对于 ρ 交换, 反应振幅就不能这样简单的因子化. 文献[8]在散射截面计算中, 采用了上述近似, 得到反应的双重微分截面,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt ds_1} = & \frac{g_{\pi NN}^2}{32\pi^2 s p_i^2} k \sqrt{s_1} (-t) \frac{f^2(t)}{(t - m_\pi^2)^2} \sigma_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}(s_1, t) + \\ & \frac{3g_{\rho NN}^2}{64\pi^2 s p_i^2} k \sqrt{s_1} \frac{f(t)^2}{(t - m_\rho^2)^2} \left[4(1 + \kappa_\rho)^2 (-t - 2m_N^2) - \right. \\ & \left. \kappa_\rho^2 \frac{(4m_N^2 - t)^2}{2m_N^2} + 4(1 + \kappa_\rho) \kappa_\rho (4m_N^2 - t) \right] \sigma_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}(s_1, t). \end{aligned} \quad (16)$$

其中 s 是初态两质子的不变质量的平方, s_1 是介子和靶质子不变质量平方, p_i 是初态粒子质心系下的动量, k 是介子和靶质子质心系介子的三动量. $\sigma_{\pi^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}(s_1, t)$ 和 $\sigma_{\rho^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+}(s_1, t)$ 分别是相应的离壳反应截面, 它们是 s_1, t 的函数.

已经提到核子共振态的道不可忽视, 加入 $N^*(1710)$ 反应道, 由于图1(c)的贡献很小, 可以忽略, 所以计算由费曼图1(a), (b), (d), (e)得到的反应截面.

3 计算结果和讨论

上一节所推导的公式完全是在相对论的框架下

得到的. 利用上一节所给出的公式, 计算质子-质子碰撞产生 Θ^+ 的总截面. 首先不考虑核子激发态的贡献, 计算中间态只有核子态时反应 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 的总截面. 对于 π 介子交换所得到的结果与文献[8]的结果是一致的. 而对于 ρ 介子交换, 文献[8]做了近似. 我们发现, 此方法在计算质子间交换标量介子反应的散射截面时, 结果是很好的, 而在计算交换 ρ 介子时, 当质心能量增大时, 结果与严格的相对论计算有较大的偏差. 图2给出本文的结果与文献[8]比较, 图中点线, 虚线分别相应于 π 介子和 ρ 介子交换对反应截面的贡献. ρ 介子交换对于反应截面的贡献是主要的. 仅仅考虑交换 π 介子的散射截面的最大值都为 $3\mu\text{b}$ 左右, 当质心能量到达4GeV附近, 仅仅交换 ρ 介子的散射截面达到 $10\mu\text{b}$ 左右. 但利用文献[8]给出的截面公式计算质心能量更高的情况时, 截面迅速减小. 而利用我们得到的公式, 交换 ρ 介子的反应截面随着质心能量进一步增大而继续增加. 可以看出曲线的收敛情况不同. 可以看出, 文献[8]给出的截面公式是一个很大的近似, 在计算阈能附近的截面时, 还可以用, 当能量进一步升高时, 就应该利用完全相对论的公式.

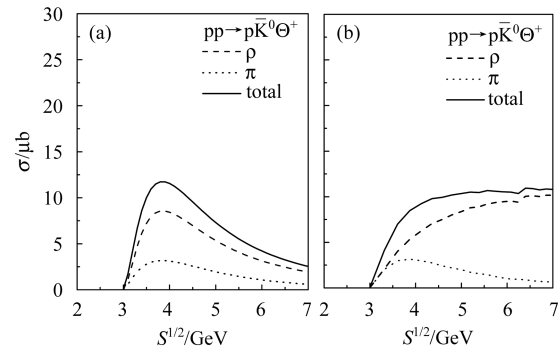


图2 只考虑核子中间态传播时的反应截面值
(a) 文献[8]的结果; (b) 本文的计算.

进一步考虑 $N^*(1710)$ 激发, $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 反应总截面的计算结果在图3给出, 可以看到, 当同时考虑了核子和 $N^*(1710)$ 的中间传播后, 反应截面大大增加, 在质心能量为4GeV时, 反应截面可达 $10\mu\text{b}$, 而且, 随着质心能量的增大, 截面进一步增大. 出现这种情况的主要因素是核子和 $N^*(1710)$ 传播子的差异. 由于在这个反应中虽然中间态 $N^*(1710)$ 传播子是离壳的, 而核子传播子是更远离能壳的. 正是这个传播子, 使得 $N^*(1710)$ 的中间传播对反应截面的贡献占主导地位. 当然, K, Θ, N^* 的耦合常数 $g_{K\Theta N^*}$ 还是一个未知参数, 这里把它取为与 $g_{K\Theta N}$ 相同, 改变这个参数会影响定量的结果, 但定性的结果会不变.

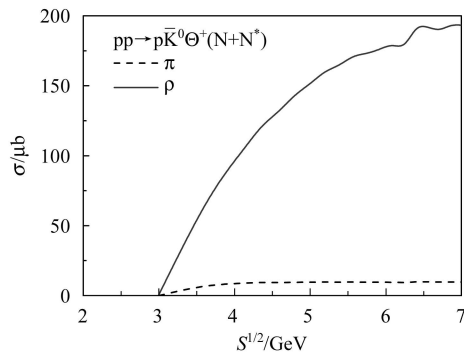


图3 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 的总反应截面

为了分析 π 介子交换和 ρ 介子交换对反应截面的贡献,图4分别示出了 π 介子交换和 ρ 介子交换的情况下,包括和不包括 $N^*(1710)$ 传播的计算结果.

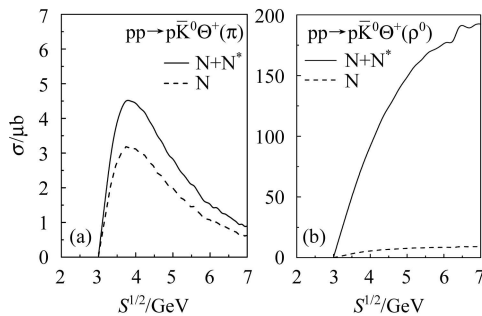


图4 考虑与不考虑 $N^*(1710)$ 反应道时,单 π 交换和单 ρ 交换对反应截面的贡献

从图4可以看出,在单 π 交换的计算结果中,不考虑 $N^*(1710)$ 反应道,截面的峰值约 $3\mu\text{b}$,而考虑 $N^*(1710)$ 反应道,截面的峰值为 $4.5\mu\text{b}$ 左右.在单 ρ 交换的计算结果中,不考虑 $N^*(1710)$ 反应道,在质心能量为 7GeV ,截面值约 $10\mu\text{b}$.而考虑 $N^*(1710)$ 反应道后,截面可达 $190.0\mu\text{b}$ 左右.我们发现,不管是否考虑 $N^*(1710)$,对反应截面的主要贡献来自 ρ 介子交换.

πNN 和 ρNN 耦合顶角形状因子的选取对于结果有一定的影响,为了与前人的计算比较,截断参数也没有改变.改变截断参数也会对截面的大小有影响.上面的计算中,对另外的 πNN 和 ρNN 耦合顶角形状因子选取了相对论协变形式(12),同样选取非协变形式

(11)进行了计算,发现截面压低一些,但仍大于仅考虑中间核子传播的情况,而截面与质心能量的变化趋势大致相同.

4 总结

本文在相对论的框架下,基于有效拉氏量,在单 π 和单 ρ 介子交换的机制下,推导了高能质子-质子碰撞过程中五夸克态产生过程反应截面.利用已知的经验耦合常数和顶角形状因子,计算了质心能量在 7GeV 的反应截面,研究了 $N^*(1710)$ 核子激发态的传播对反应截面的影响.发现在反应 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 中交换 ρ 介子的贡献远远大于交换 π 介子的贡献;发现包括中间核子激发态 $N^*(1710)$ 的传播使反应截面增大几十倍,其贡献是不可忽视的.核子共振态 $N^*(1710)$ 的反应道对散射截面是主要贡献.当然耦合常数 $g_{K\Theta N^*(1710)}$ 需要实验来确定,进一步来验证核子共振态的贡献.这里我们仅考虑了能量上与反应末态最接近的 $N^*(1710)$ 的中间传播对反应截面的贡献.如果这个由 K^+ 介子和中子构成的窄共振真的存在,通过核子激发态 $N^*(1440)$, $N^*(1535)$, $N^*(1650)$ 的传播也是可能的.在这里,核子激发态的传播都是离壳的,目前还缺乏核子激发态与 K^+ 介子和中子的耦合的信息.假定这些耦合常数大致相当,可以预计, $N^*(1710)$ 的传播会是主要的.

我国兰州重离子冷却储存环可以把质子加速到实验室动能为 3GeV 附近,这个能量刚刚达到反应 $pp \rightarrow p\bar{K}^0\Theta^+$ 的阈能,在阈能附近,这个反应的截面很小,在兰州重离子冷却储存环上进行 Θ^+ 产生的实验研究是不现实的.

作者感谢与张宗桦,沈彭年教授的有益讨论.李贵君感谢高能物理所理论物理室各位老师的指导和帮助,感谢陈殿勇,魏方欣,吴峰泉,黄飞,郭奉坤,刘伯超,谢聚军,及其他同学们的帮助.

参考文献(References)

- 1 Nakano T et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 012002
- 2 ZHU S L. Int. J. Mod. Phys., 2004, **A19**: 3439
- 3 LÜ Xiao-Rui, MAO Ya-Jun, MA Bo-Qiang. Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Pekinensis(S.S.), 2003, **39**(Suppl.): 44—55 (in Chinese)
(吕晓睿, 冒亚军, 马伯强. 北京大学学报(自然科学版), 2003, **39**(增刊): 44—55)
- 4 Diakonov D, Petrov V, Poliakov M. Z. Phys., 1997, **A359**: 305
- 5 ZHU S L. Int. J. Mod. Phys., 2005, **A20**: 1548
- 6 Ken Hicks. An Experimental Review of the Θ^+ Pentaquark, J. Phys., 2005, Conference series **9**: 183—191
- 7 Burkert V D. Have Pentaquark States Been Seen? arXiv:hep-ph/0510309
- 8 LIU W, KO C M. Phys. Rev., 2003, **C68**: 045203
- 9 Tsushima K et al. Phys. Rev., 1999, **C59**: 369—387
- 10 LIU B C, ZOU B S. Mass and $K\Lambda$ Coupling of $N^*(1535)$. arXiv: nucl-th/0503069
- 11 LI C H, KO C M. Nucl. Phys., 2002, **A712**: 110—130
- 12 LIN Z W, KO C M, ZHANG B. Phys. Rev., 2000, **C61**: 024904
- 13 LIN Z, DI T G, KO C M. Nucl. Phys., 2001, **A689**: 965—979
- 14 LIU W, KO C M. Phys. Lett., 2002, **B533**: 259—264; LIU W, KO C M, LIN Z. Phys. Rev., 2002, **C65**: 015203
- 15 LIU W, Lee S H, KO C M. Nucl. Phys., 2003, **A724**: 375—390
- 16 Particle Data Group. Phys. Lett., 2004, **B592**: 66—69

$N^*(1710)$ Contribution to the Θ^+ Production Cross Sections in p-p Collisions*

LI Gui-Jun¹ CHEN Hong^{1,3} ZOU Bing-Song^{2,3} JIANG Huan-Qing^{1,2,3} HUANG Shu-Yi¹

¹ (School of Physics, Southwest University, Chongqing 400715, China)

² (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

³ (Center of Theoretical Nuclear Physics,

National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract In this paper we derive the Θ production cross section in high energy proton-proton collisions in the relativistic framework through using effective hadronic couplings. Both the nucleon and $N^*(1710)$ propagations are taken into account in the intermediate states. The one π and one ρ exchange mechanisms are considered and the commonly accepted coupling constants and form factors are used in the calculation. We find that ρ exchange is dominant in these processes and the $N^*(1710)$ propagation in the intermediate state is important, which increases the Θ production cross section by a factor of a few tens at center of mass energy 4GeV.

Key words pentaquark baryon Θ^+ , high energy proton-proton collision, nucleon resonance

Received 4 December 2005

*Supported by National Natural Science Foundation of China (10435080, 10475089, 10575083) and CAS Knowledge Innovation Project (KJCX2-SW-N02)