

高能质子 - 核反应中 $N^*(1440)$ 激发*

袁宏宽^{1,2} 邹冰松^{2,4} 陈洪¹ 姜焕清^{2,4} 杨永栩³

1(西南师范大学物理学院 重庆 400715)

2(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

3(广西师范大学物理学院 桂林 541000)

4(兰州重离子国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 在相对论的理论框架下,对高能质子在自旋为零、同位旋为零的原子核上的 $p + A(S = 0, T = 0) \rightarrow p' + A' + \pi$ 反应进行了理论分析.讨论了在入射质子上的 $N^*(1440)$ 激发机制的特点.以 ^{12}C 靶核为例,计算了在入射能量为 2.5 GeV 的情况下,通过 $N^*(1440)$ 激发及衰变产生单 π 的反应过程,并讨论了核扭曲效应对反应的影响和在我国兰州重离子冷却储存环上开展实验研究的意义和可能性.

关键词 $p + A \rightarrow p' + \pi + A'$ 反应 $N^*(1440)$ 激发 散射截面

1 引言

重子结构的研究一直是强子物理、物质微观结构研究的一个重要领域,而研究重子谱是探索重子内部结构和相互作用强有力的工具.核子以及核子激发态的性质是人们首先关注的问题^[1],因为它直接关系到对非微扰区域 QCD 结构的认识.关于核子及其激发态的结构和性质已经进行了多年的理论和实验探索,对于它的基态,即质子和中子的性质,已经有了较清楚的认识.然而,对于核子的激发态还仍然存在许多有争议的问题.首先,实验观测到的核子激发态的数目远远少于从夸克模型预言的数目^[2].其次,对于某些实验观测到的核子激发态,实验上关于它的性质,如质量、宽度、衰变分支比等,仍有很大不确定性^[3].此外,即使对于某些实验上已经很好地确认的态,不同的模型理论对于它的结构和性质的预言与实验仍有矛盾.一个典型的例子是 Roper 共振态 $N^*(1440)$.实验上发现,它的自旋和宇称量子数为 $J^P = 1/2^+$,它应是核子的最低的正宇称激发态.在它的上面有两组负宇称的激发态.而负宇称的激发态对应于夸克从 s 态到 p 态的跃迁.由于 N^*

(1440)的宇称是正,按照夸克模型,如果它是由 3 个夸克组成的态,它只能是核子中夸克的 2S 径向激发态.然而,这时,它的质量应该大于夸克的 1P 激发.这与实验上确定的它是最低的核子激发态的结论相矛盾.这个长期以来未决的问题一直引起人们的极大兴趣,所以,有人曾建议它很可能是一个由 3 个夸克和胶子组成的混杂态.

关于核子及其激发态的结构和性质研究的困难一部分来自实验数据的缺乏.实验上,关于核子激发态的信息主要来源于 πN 散射和电荷交换反应以及 π 介子的电生和光生反应.在这些过程中,末态的 π 介子和核子的总同位旋可以是 1/2,也可以是 3/2.因此,在数据分析时需要同时对同位旋 1/2 和 3/2 的分量进行分解.在目前有限的实验数据的情况下,这样的分解就带来一定的误差.为此,需要有大量的高质量的数据.目前,国际上有许多人力和物力投入了这一方面的研究^[4],以提高观测精度.由于 J/Ψ 粒子的同位旋为 0,邹冰松^[5]曾建议利用北京正负电子对撞机(BEPC)上的北京谱仪(BEC)采集的 J/Ψ 数据,通过其强衰变研究 N^* .这方面的实验和理论已经取得了进展,这被认为是一种新的行之有效的方

法. 平荣刚、邹冰松和姜焕清^[6]从组分夸克模型出发研究了 J/Ψ 到反核子-核子对、反核子- $N^*(1440)$ 对以及反 $N^*(1440)$ - $N^*(1440)$ 对的衰变, 研究了 $N^*(1440)$ 的不同结构对衰变分支比的影响, 得到一些有意义结果.

核子-核子碰撞也可以生成 N^* . 同样, 在核子-核子碰撞中 Δ 也可以被激发. 所以, 在核子-核子碰撞中研究核子激发态的结构和性质与用 π 介子面临同样的问题. 但是, 如果选用原子核做靶, 情况会有变化. 选择适当的强作用炮弹和靶核的组合以及适当的观测量, 有可能有效的压低 Δ 的激发的贡献. $P(\alpha, \alpha')X$ 反应被建议用于研究 N^* 激发态^[7]. 由于 α 粒子的同位旋为 0, 末态 X 的同位旋只能为 $1/2$. Oset 等^[8]在非相对论的近似下, 对于这类反应进行了理论分析. 结果表明, $\alpha + p \rightarrow \alpha' + p + \pi$ 反应的主要贡献来自靶质子的 N^* 激发及衰变和入射炮弹 α 中核子激发成 Δ 然后再衰变成 α 和 π .

我国兰州重离子冷却储存环 (CSR) 的建造即将完成, 它可以加速质子到 2.8 GeV 的能量. 这将可能为我们提供又一个研究 N^* 激发态的实验手段. 如果选取同位旋为 0 的原子核做靶, 研究高能质子在核上的单 π 介子产生反应 $p + A \rightarrow p' + \pi + A'$, 由于强相互作用同位旋守恒的要求, 使得反应机制相对简单, 选定一定的运动学范围, 反应的主要贡献来自炮弹质子的 N^* 激发^[9]. 所以, 观测出射质子和 π 介子的不变质量谱或出射质子的双重微分截面, 可能得到基本动力学过程中 N^* 激发的信息, 从而研究核子激发态的性质.

本文中, 在相对论的理论框架下, 对于高能质子在自旋为零、同位旋为零的原子核上产生 π 介子的反应 $p + A (S = 0, T = 0) \rightarrow p' + A' + \pi$ 进行理论分析, 研究反应的特点, 提出在兰州 CSR 上开展这方面的实验研究的建议.

2 $A(p, p', \pi)A$ 反应模型

在这一节, 讨论 CSR 能量区域 $p + A (S = 0, T = 0) \rightarrow p' + A' + \pi$ 反应的理论模型. 在核子-核子碰撞中, 单 π 介子产生的机制可以是 S 波的作用, 也可以通过 P 波的作用. 在通过 P 波单 π 介子产生的过程中, 其中间态可以是核子的传播, 也可以是通过入射核子或靶核子的 N^* 激发或 Δ 激发及衰变. 然而, 由于强作用中的同位旋守恒的限制, 使得质子在 $S = T = 0$ 的靶核上单 π 介子产生反应的机制变得

简单. 图 1 概括了在这种核上通过 N^* 激发或 Δ 激发产生 π 介子的反应机制. 图 1(a) 是入射质子被激发为 N^* , 然后 N^* 衰变为 π 介子和质子. 图 1(b) 是入射质子和靶核作用, 使靶核中一个核子激发为 N^* , 然后这个 N^* 衰变出一个 π 介子后和其余核子构成剩余核. 图 1(c) 类似于图 1(b), 靶核中的一个核子激发为 Δ 而不是 N^* . 由于 Δ 的同位旋是 $3/2$, 靶核的同位旋是零, 强作用中系统的总同位旋守恒使得不可能通过入射质子的 Δ 激发和衰变对单 π 产生做出贡献. 我们知道图 1(b) 机制和图 1(c) 机制有相同的相空间, 在这两种机制中, 入射质子和靶核之间的相互作用的主要贡献是通过 π, ρ 等同位旋向量介子的交换来实现, 而这些介子与 N - N^* 的耦合强度与 N - Δ 的耦合强度有很大的差别. 例如, πNN^* 与 $\pi N\Delta$ 的顶角耦合系数之比 $f_{\pi NN^*}^2 / f_{\pi N\Delta}^2 = 4.9 \times 10^{-2}$ ^[10], 图 1(b) 的贡献要比图 1(c) 小得多. 通过以上的分析可知, 在这个反应中 $N^*(1440)$ 激发主要发生在入射质子上. 观测出射质子和 π 介子的不变质量谱有可能研究 N^* 激发. 在这里, 在相对论的理论框架下, 从图 1(a) 机制出发, 讨论各种实验观测量. 由于靶核的同位旋为 0 的限制, 这种激发方式只能通过入射质子和靶核之间某种同位旋标量介子 ($S = 0, T = 0$) 的交换来实现, 假定交换的同位旋标量介子是 σ 粒子.

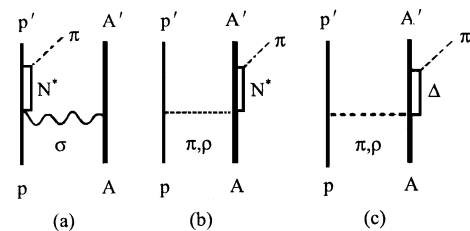


图 1 $P(A, A')\pi$ 反应中几种机制的费曼图

考虑到参与粒子的量子数, 假定靶核中的 A 个核子对反应具有同样的贡献, 取如下的相互作用拉氏量,

$$\begin{aligned} L_{\pi NN^*} &= i \frac{f_{\pi NN^*}}{m_\pi} \bar{\psi}_N \gamma_5 \psi_{N^*} \varphi_\pi, \\ L_{\sigma NN^*} &= i g_{\sigma NN^*} \bar{\psi}_N \psi_{N^*} \varphi_\sigma, \\ L_{\sigma NN} &= i g_{\sigma NN} \bar{\psi}_N \psi_N \varphi_\sigma. \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\psi_N, \psi_{N^*}, \varphi_\pi, \varphi_\sigma$ 分别是核子、 N^* , π 介子和 σ 介子的场量, $g_{\sigma NN}, g_{\sigma NN^*}$ 和 $f_{\pi NN^*}$ 分别是各个参与粒子之间的耦合常数. 由费曼图 1(a) 可以写出 $A(p, \pi p')A$ 反应的不变振幅 T ,

$$T = F_A F_\sigma \bar{u}(p_f, s_f) \frac{f_{\pi NN^*}}{m_\pi} \gamma_5 G_{N^*}(S) \times g_{\sigma NN^*} D_\sigma(q) g_{\sigma NN} u(p_i, s_i), \quad (2)$$

其中 $u(p_i, s_i)$ 和 $\bar{u}(p_f, s_f)$ 分别是初、末态质子的 Dirac 旋量, 而 p_i, p_f 则代表参与反应的初末态质子的四动量, s_i, s_f 代表它们的自旋. 在 (2) 式中 $G_{N^*}(S)$ 为 N^* 的传播子, 被定义为以下形式

$$G_{N^*}(S) = \frac{P_{N^*} + M_{N^*}}{M_{N^*}^2 - S - iM_{N^*} \Gamma_{N^*}(S)}, \quad (3)$$

这里 $S = (p_\pi + p_N)^2$ 为 πN 质心系的能量的平方, M_{N^*} 和 $\Gamma_{N^*}(S)$ 分别是 N^* 的质量和能量依赖的衰变宽度. 它与在壳的衰变宽度 $\Gamma_{N^*}(S = M_{N^*}^2)$ 有如下的关系^[10],

$$\Gamma_{N^*}(S) = \Gamma_{N^*}(S = M_{N^*}^2) \frac{q_{cm}^3(S)}{q_{cm}^3(M_{N^*}^2)}. \quad (4)$$

上式的 $q_{cm}(S)$ 为在 πN 质心系中 π 介子动量的大小. 根据粒子数据表, 取 $M_{N^*} = 1440 \text{ MeV}$, $\Gamma_{N^*}(S = M_{N^*}^2) = 300 \text{ MeV}$ ^[2]. 另外, (2) 式中的 $D_\sigma(q)$ 是 σ 粒子的传播子, 定义为

$$D_\sigma(q) = \frac{1}{q^{02} - q^2 - m_\sigma^2}, \quad (5)$$

其中 m_σ 是 σ 粒子的质量, q 是它的四动量. 考虑到 σNN 和 σNN^* 耦合的有限大小, 引入顶角耦合的形状因子 F_σ , 并认为它们两个顶角的形状因子是相同的, 其截断参数取为 $\Lambda_\sigma = 1700 \text{ MeV}$, $m_\sigma = 550 \text{ MeV}$ ^[12].

$$F_\sigma(q) = \frac{\Lambda_\sigma^2 - m_\sigma^2}{\Lambda_\sigma^2 - q^2}. \quad (6)$$

(2) 式中 F_A 是整个靶核的形状因子. 当 F_A 为 1 时, 相应于质子-质子碰撞通过这一机制产生 π 介子的结果. 现在, 原子核内有 A 个核子, 它们在核内有一定的空间分布. 此外, 入射质子和出射的粒子在产生 π 介子的前后, 要与原子核发生初、末态相互作用. 这里把原子核中 A 个核子在原子核内的分布以及入射粒子与靶核、出射粒子与剩余核之间的扭曲的影响都包括进 F_A 中. 在不考虑扭曲的影响时, F_A 应等于原子核内的核子数 A . 一般的情况下, 形状因子 F_A 有以下形式.

$$F_A = \int d^3 r \psi_{p_i}^{-*}(r) \psi_{\pi}^{-*}(r) \rho_A(r) \psi_p^+(r), \quad (7)$$

其中 ρ_A 是原子核的密度分布, 归一化为 A . $\psi_{p_i}^{-*}(r)$, $\psi_{\pi}^{-*}(r)$ 和 $\psi_p^+(r)$ 分别代表出射质子、出射 π 介子以及入射质子的扭曲波函数. 在 高能散射时, 程函波

函数是很好的近似结果,

$$\psi_p^+(r) = e^{i p_p \cdot r} \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma_{NN} \int_{-\infty}^z dz' \rho_A(\mathbf{b}, z')\right], \quad (8)$$

$$\psi_{p_i}^{-*}(r) = e^{-i p_{p_i} \cdot r} \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma_{NN} \int_z^{\infty} dz' \rho_A(\mathbf{b}, z')\right], \quad (9)$$

$$\psi_{\pi}^{-*}(r) = e^{i p_{\pi} \cdot r} \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma_{\pi N} \int_z^{\infty} dz' \rho_A(\mathbf{b}, z')\right]. \quad (10)$$

将 (8—10) 式代入 (7) 中并利用动量守恒, 在小角度出射近似下, 最终得到靶核 A 的形状因子的简洁表达式,

$$F_A(\mathbf{q}) = 2\pi \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty J_0(qb) \rho_A(b, z) dz \times \exp\left[-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty \sigma_{NN} \rho_A(b, z') dz'\right] \times \exp\left[-\frac{1}{2} \int_0^\infty \sigma_{\pi N} \rho_A(b, z, l_\pi) dl_\pi\right], \quad (11)$$

其中 $\sigma_{NN}, \sigma_{\pi N}$ 分别为这个反应能量范围内实验给出的核子-核子散射总截面和 πN 散射的总截面, $J_0(qb)$ 为零阶柱贝塞尔函数. 如果不考虑极化, 则对初态自旋求平均末态求和, 最后可得平均平方不变振幅

$$\overline{\sum \sum |T|^2} = 3 F_A^2 F_\sigma^4 g_{\sigma NN}^2 g_{\sigma NN^*}^2 \frac{f_{\pi NN^*}^2}{m_\pi^2} \times Y \frac{1}{(M_{N^*}^2 - S_{\pi N})^2 + M_{N^*}^2 \Gamma_{N^*}^2} D_\sigma(q). \quad (12)$$

(12) 式中的 Y 是如下的表达式,

$$Y = -2\{-2(P_{N^*} \cdot P_i)(P_{N^*} \cdot P_f) + P_{N^*}^2(P_i \cdot P_f) + 2M_N M_{N^*}(P_{N^*} \cdot P_i - P_{N^*} \cdot P_f) + 2M_N M_{N^*} \times (P_{N^*} \cdot P_i - P_{N^*} \cdot P_f) - M_{N^*}^2 P_i \cdot P_f + M_N^2 P_{N^*}^2 + M_N^2 M_{N^*}^2\}. \quad (13)$$

上式中的 P 和 q 代表相应粒子的四动量, $S_{\pi N}$ 为出射介子和核子的不变能量. 利用上面得到的 T 矩阵以及末态为三体的反应截面公式:

$$d\sigma = \frac{(2M_A)^2 (2M_p)^2}{4 \sqrt{(P_N \cdot P_A)^2 - M_N^2 \cdot M_A^2}} \overline{\sum \sum |T|^2} \times d\Phi_3(P_N, P_A; P_\pi, P_{A'}, P_{N'}), \quad (14)$$

其中 $d\Phi_3(P_N, P_A; P_\pi, P_{A'}, P_{N'})$ 为洛伦兹不变的三体相空间, 对不观测的量积分, 可以分别得到出射质子、出射 π 介子以及出射剩余核的双重微分截面, 以及任何两粒子的不变质量谱.

3 计算结果及分析

在上一节的讨论中, 对于基本的过程在相对论

的框架下进行了讨论. 参数为耦合常数 $g_{\sigma NN}, g_{\sigma NN}^*$ 和 $f_{\pi NN}^*$. 从玻恩势^[12]可以得到 $g_{\sigma NN}^2/4\pi = 5.69$. 从文献[10]可知, πNN^* 耦合顶角的耦合系数通常取为 $f_{\pi NN}^*/m_\pi = 0.472$. E. Oset 等^[8]把 $g_{\sigma NN}^*$ 作为自由参数, 计算了 $\alpha + p \rightarrow \alpha' + X$ 反应中 α 粒子丢失能谱, 通过与 $N^*(1440)$ 共振激发区域的实验结果^[8]的比较, 定出 $g_{\sigma NN}^* = 1.79$. 在这里对于耦合常数 $g_{\sigma NN}^*$ 取他们的结果. 为了与 E. Oset^[11]等在非相对论近似下的结果相比较, 首先利用我们的公式, 计算 $\alpha + p \rightarrow \alpha + p + \pi$ 反应, 并与 E. Oset 等的结果比较. 在上述参数的情况下, 在误差以内可以再现他们的结果.

下面, 以 ^{12}C 靶为例, 计算 $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + \pi^0 + ^{12}\text{C}$ 反应. ^{12}C 核密度分布取为谐振子形状,

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \alpha \left(\frac{r}{a} \right)^2 e^{-(r/a)^2} \right), \quad (15)$$

其中参数 α 和 a 由电子散射确定^[13]. 利用上述核密度和程函扭曲波函数, 从(11)式可以计算形状因子 F_A .

首先考察扭曲波效应对形状因子 F_A 的影响, 图 2 给出了在小角度近似下, 计算的形状因子随动量转移的关系, 纵坐标是 $F_A(q)/A$. 可以看到, 扭曲效应大大压低了形状因子.

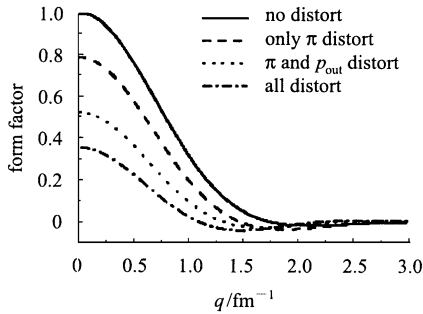


图 2 在小角度近似下, 形状因子随动量转移的关系

在无扭曲情况相应于 $\sigma_{NN} = \sigma_{\pi N} = 0\text{mb}$, 动量转移 $q = 0$ 时 $F_A(q)/A$ 为一. 在有扭曲情况下, 我们取 πN 截面 $\sigma_{\pi N} = 40\text{mb}$, 核子-核子截面 $\sigma_{NN} = 40\text{mb}$. 可见, 在相同动量转移的情况下, 扭曲大大压低了形状因子, 从图上还可以看出压低效应在不同动量转移情况下也是不一样的.

利用上述公式, 首先计算在 $T_p = 2.5\text{GeV}$ 的入射质子能量下, $P + ^{12}\text{C} \rightarrow p + \pi^0 + ^{12}\text{C}$ 中各出射粒子的不变质量谱. 图 3 中, 实线表示计算的不变质量分布, 虚线分别是各自的相空间分布. 我们看到, πN 不变质量在 1.4GeV 附近有一个明显的共振峰, 这是

因为它们是从共振态 $N^*(1440)$ 粒子衰变产生的, 峰的位置与自由空间的 $N^*(1440)$ 有一点移动, 这是由于原子核的扭曲效应的结果, 峰的宽变反映了自由空间 $N^*(1440)$ 的宽变. 而在其余两图 $\pi^{12}\text{C}$ 和 $p^{12}\text{C}$ 的不变质量谱中却没有这种明显的共振现象.

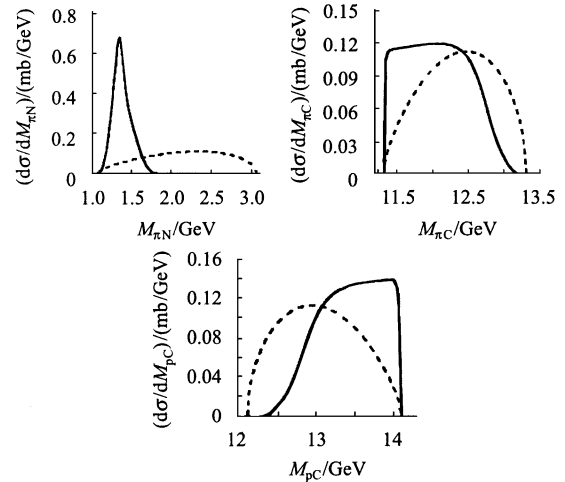


图 3 相空间分布(虚线)及相应的不变质量分布(实线)

图 4 给出了我们计算的达里兹图. 同样, 可以明显的从图 4 中看到在 πN 质心系能量平方 $S_{\pi N} = 2\text{GeV}^2$ 附近事件分布密集.

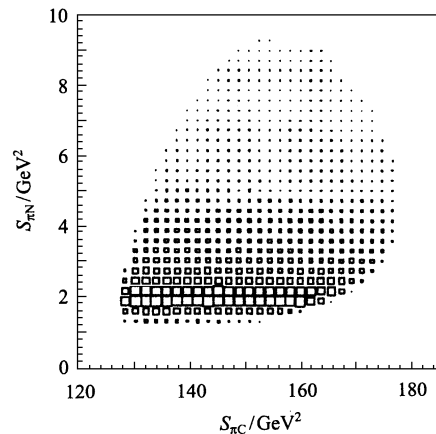


图 4 达里兹图

利用上述公式, 也计算了在 $T_p = 2.5\text{GeV}$ 的入射能量下, 出射质子 p 和 π 介子的单举动量分布. 图 5(a) 给出出射质子在不同的出射方向上的双微分截面 $d^2\sigma/(dE_p d\Omega_p)$. 可以看到, 质子在小角度出射的几率最大. 随着质子的出射角度的增大, 截面的峰值减小, 而且向质子动能小的方向移动.

类似的, 在图 5(b) 中给出了 π 介子在不同的出

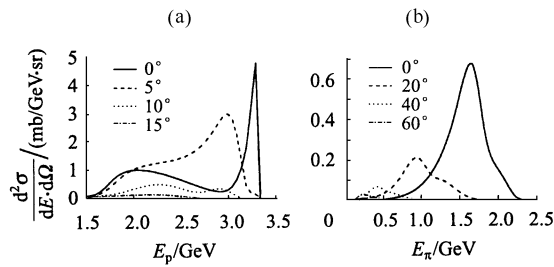


图5 出射质子(a)和 π 介子(b)的双微分截面 $d^2\sigma/(dE_p d\Omega_p)$, $d^2\sigma/(dE_\pi d\Omega_\pi)$

射方向上以其动能 E_π 为函数的双微分截面 $d^2\sigma/(dE_\pi d\Omega_\pi)$. 同样, π 介子在小角度出射的几率最大. 随着 π 介子的出射角度的增大, 截面的峰值减小, 而且向 π 介子动能小的方向移动.

出射的质子和 π 介子是由于入射的质子激发成 $N^*(1440)$, 然后衰变产生的. 而 $N^*(1440)$ 在实验室系是超前发射的, 所以, 出射的质子和 π 介子在实验室系主要是朝前发射的.

4 小结

本文在相对论的理论框架下, 对高能质子在自旋为零、同位旋为零的原子核上的单 π 产生反应 $p + A(S=0, T=0) \rightarrow p' + A' + \pi$ 进行了理论分析. 由于强作用同位旋守恒, 这种反应可以有选择的研究 N^* 的激发及衰变. 讨论了由于入射质子的 $N^*(1440)$ 激发机制产生的 π 介子和出射质子的分布特点. 以 ^{12}C 靶核为例, 计算了入射能量为 2.5 GeV 的情况下, 通过 $N^*(1440)$ 激发及衰变产生单 π

的反应过程, 并讨论了核扭曲效应对反应的影响. 发现 πN 不变质量在 1.4 GeV 附近有一个明显的共振峰, 它比自由空间 $N^*(1440)$ 的质量有 40 MeV 的移动, 这是由于核环境扭曲的影响. 这个现象与 $\alpha + p \rightarrow \alpha' + X$ 反应的实验趋势是一致的^[7]. 在核环境中, $N^*(1440)$ 还可能与其他核子发生相互作用获得额外的自能, 它的性质有可能变化, 这将会对反应产额的分布产生影响. 虽然前人对高能 α 在质子靶上引起的单举反应 $\alpha + p \rightarrow \alpha' + X$ 中 α 粒子的能量损失谱已经做过测量^[7], 也有过理论研究, 但研究仅限于上述单举反应. 反应产物 X 既可以包括单 π 介子, 也可以包括双 π 介子产生. 这里我们提出的是高能质子引起的到达确定道的单 π 产生 $p + A(S=0, T=0) \rightarrow p' + A' + \pi$, 测量不同的物理量, 可以更清楚地研究 N^* 激发. 我国兰州重离子冷却储存环(CSR)的建造即将完成, 它可以加速质子到 2.8 GeV 的能量, 加上将要建设的 4π 探测装置, 可以进行全测量, 这为我们提供了又一个研究 N^* 激发态的实验手段. 从我们的计算看出, 反应的截面可达毫巴的量级, 在我国兰州重离子冷却储存环上开展实验研究将是可能的. 这项研究不仅可以研究 $N^*(1440)$, 还可以研究其他的核子激发态. 同时, 也可以研究核环境对于这些核子激发态的影响. 及时开展实验研究是很有意义的.

作者感谢中国科学院高能物理所张宗焯、沈彭年、董宇兵研究员和吉林大学曾国模教授有益的讨论. 袁宏宽感谢中国科学院高能物理研究所理论物理室老师的帮助和支持.

参考文献 (References)

- Burkert V. Perspectives in the Structure of Hadronic Systems. Harakeh M N et al ed. New York: Plenum Press, 1994
- Particle Data Group. Euro. Phys. J., 2000, **C15**: 1
- Glozman L et al. Phys. Rev., 1998, **D58**: 094030; Bijker R, Iachello F, Leviatan A. Ann. Phys. (N. Y.), 1994, **236**: 69
- Weise W. To be Published in Proceedings of Int. Conf. Baryons 2002; arXiv: hep-ph/0206051
- ZOU B S. Nucl. Phys., 2000, **A675**: 167; 2001, **A684**: 330
- PING R G, Chiang H C, ZOU B S. Phys. Rev., 2002, **D66**: 058217
- Morsch H P et al. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**: 1336
- Hirenzaki S, P Fernandez de Cordoba, Oset E. Phys. Rev., 1996, **C53**: 277
- ZOU Bing-Song. Nucl. Phys. Rev., 2003, **20**: 167 (in Chinese) (邹冰松. 原子核物理评论, 2003, **20**: 167)
- Gomez Tejedor J A, Oset E. Nucl. Phys., 1994, **A571**: 667
- P. Fernandez de Cordoba et al. Nucl. Phys., 1995, **A586**: 586
- Machleidt R, Holinde K, Elster C. Phys. Rep., 1987, **149**: 1
- de Vries H et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1987, **36**: 495

$N^*(1440)$ Excitation in Proton-Nucleus Reactions at High Energies *YUAN Hong-Kuan^{1,2} ZOU Bing-Song^{2,4} CHEN Hong¹JIANG Huan-Qing^{2,4} YANG Yong-Xu³¹(School of Physics, Southwest China Normal University, Chongqing 400715, China)²(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)³(School of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541000, China)⁴(Nuclear Theory Center, National Laboratory for Heavy Ions, Lanzhou 730000, China)

Abstract We discuss $p + A \rightarrow p' + \pi + A'$ reactions on spin 0 isospin 0 targets at high energies in the frame work of relativistic theory. We analyse the characters of mechanism of the $N^*(1440)$ excitation in the projectile. Numerical results are shown for the reaction on ^{12}C with the 2.5 GeV proton beam by using this mechanism. The effect of the nuclear distortion of the incoming and outgoing waves on the reaction is discussed. The feasibility and the significance of an experimental study of this reaction at CSR in Lanzhou is discussed.

Key words $p + A \rightarrow p' + \pi + A'$ reaction, $N^*(1440)$ excitation, cross section