

$P(\alpha, \alpha')\pi N$ 反应中 $N^*(1440)$ 激发的蒙特卡罗研究*

陈洪^{1,2} 袁宏宽¹

1 (西南师范大学物理学院 重庆 400715)

2 (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 $P(\alpha, \alpha')\pi N$ 反应的几种反应机制中研究 $N^*(1440)$ 激发, 利用蒙特卡罗模拟的办法重现 $N^*(1440)$ 共振峰的位置, 我们在给定入射能量情况下模拟出末态各出射粒子的动量, 角分布情况. 计算结果可以在 πN 的不变质量谱中观察到明显的 $N^*(1440)$ 共振峰, 同时达里兹图中在 πN 系统能量平方为 2100MeV^2 附近事件分布密集, 而别的组态却没有观察到这些情况, 这都说明了 πN 共振粒子 $N^*(1440)$ 的产生.

关键词 $P(\alpha, \alpha')\pi N$ 反应 $N^*(1440)$ 模型 蒙特卡罗模拟

1 引言

目前, 人们关于核子激发态 $N^*(1440)$ 的知识几乎全部来源于 20 年前的 πN 和 γN 散射的分波分析, 它的衰变, 质量及分支比都有很大的不确定性, 在理论上对 $N^*(1440)$ 的结构研究尚无定论, 在组分态支模型内理论给出的质量比测量值大 100MeV 左右. 此外, 对它的光生振幅也不能很好的作出解释, 因此, 有人认为它是重子混杂态. 它的研究对重子内胶子自由度的研究以及检验和发展强相互作用理论(QCD)具有非常重要的作用.

实验上可以通过多种途径获得 $N^*(1440)$ 共振粒子, 在核子上光吸收的反应中, 人们已经清楚地观察到核子共振态, P - P 散射生成中子和 π 介子的反应^[1]可以得到这种共振粒子, 还有由 π 和 σ 作为传播子贡献给氦核 ${}^3\text{H}$ 束缚能的三核子相互作用过程^[2]也可以产生 $N^*(1440)$. 另一个产生 $N^*(1440)$ 的反应就是我们将要讨论的 $P(\alpha, \alpha')\pi N$ 反应. 由于此反应属于强相互作用, 在满足同位旋守恒的要求下, $\alpha(S=0, T=0)$ 的性质使得反应机制较简单. 实验上关于 (α, α') 在质子 P 上的反应^[3], 可以观察到两个明显的共振峰, 低能区的大峰是由于在入射粒子 α 上产生 $\Delta(1232)$ 共振而引起的^[4], 高能区(小峰)主要是由于 $N^*(1440)$ 在靶核 P 上的激发产生的^[5].

本文通过蒙特卡罗积分的办法得出可以观测各个末态的变举反应计算结果, 在不同入射能量情况下掌握末态各个粒子的动量分布区域以及角分布情况. 而正在筹建中的兰州重离子加速器(CSR)正需要来考虑末态粒子动量分布, 角分布等能和实验紧密联系的计算结果, 以便进一步考虑对靶的设计, 因此这对他们有很大的帮助. 当然, 我们现在所做的工作将来也可以在加速器上验证.

2 模型

在下列反应中,

$$p + \alpha \rightarrow \alpha' + p' + \pi^0, \quad p + \alpha \rightarrow \alpha' + p + \pi^-,$$

由于强相互作用同位旋守恒的要求, 使有些反应是严格禁止的, 但此反应在发射粒子 α 靶核 P 都有可能产生激发. 因此, 这个反应有以下 5 种可能机制: (a) 发射粒子 α 上的 Δ 激发; (b) 靶核 P 上的 N^* 激发; (c) 发射粒子 α 上 N^* 激发(单 π 衰变); (d) 发射粒子 α 上 N^* 激发(双 π 衰变); (e) 分别在发射粒子 α 和靶核 P 上的 Δ 双激发. 在这几种机制中对 $N^*(1440)$ 激发有贡献的只有 (b), (c), (d) 3 种情况. 我们知道 (a) 机制 (c) 机制有相同的相空间和 M 矩阵, 但它们的顶角耦合系数之比 $f_{\pi N N^*}^2 / f_{\pi N \Delta}^2 = 4.9 \times 10^{-2}$ ^[6], 在已知 Δ 激发的截面的大小^[4]通过系数关系就可以知道 (c) 机制

* 国家自然科学基金(10147208)资助

所产生的截面很小. 同样, 对于(d)过程由于 $N^* \rightarrow \pi\pi N$ 的衰变几率约为 $N^* \rightarrow \pi N$ 的衰变的1/100, 从而使双衰变过程被抑制, 它对 N^* 总截面的贡献也很小. 通过以上的分析可知, 唯一对 $N^*(1440)$ 激发起主要贡献的就是(b)靶核P上的 N^* 激发.

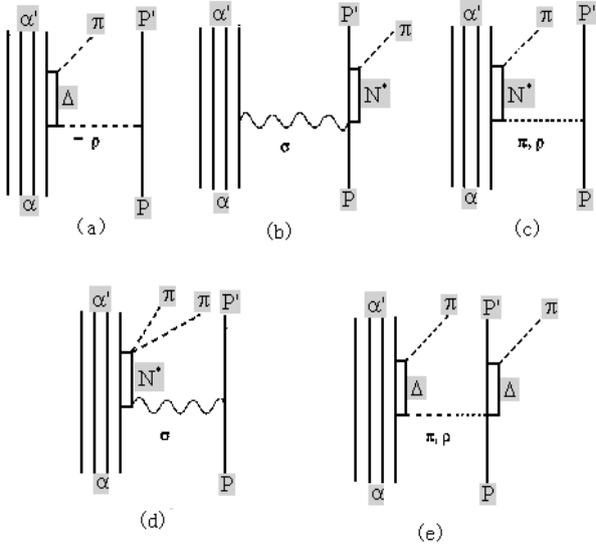


图1 P(α, α')πN反应几种机制的Feynman图

在强作用单玻色子交换模型下靶核P上的 N^* 激发机制, 在满足同位旋守恒的要求下, 使得P-α相互作用只能通过交换 ($S=0, T=0$) 的标量介子来传递, 故 σ 介子、 ω 介子、以及非相互作用的双 π 交换都可以. 我们知道交换粒子的质量对于描述散射截面是无关的, 在此采取有效相互作用, 从而只取 σ 粒子作为中间传播子, 用的是参量化的有效相互作用(其中已包含了 ω 介子、以及核子之间的作用). 所以在我们的模型中 $N^*(1440)$ 粒子主要是(b)通过交换 σ 介子在靶核P上激发得到的共振态粒子. 由 (α, α') 反应在靶核P上产生 N^* 激发过程的Feynman图(b), 当不考虑极化, 即对初态自旋求平均, 而末态自旋求和时, 可以求出散射截面为

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 \sum \sum |M|^2}{4\sqrt{(p_N \cdot p_\alpha)^2 - m_N^2 \cdot m_\alpha^2}} \cdot d\Phi_3(p_N, p_\alpha; p_\pi, p_{\alpha'}, p_{N'}), \quad (1)$$

其中洛伦兹不变的三体相空间 $d\Phi_3$ 取以下形式

$$d\Phi_3(p_N, p_\alpha; p_\pi, p_{\alpha'}, p_{N'}) = \delta^4(p_\alpha + p_N - p_{\alpha'} - p_{N'}) \cdot \frac{d^3p_\pi}{(2\pi)^3 2E_\pi} \frac{d^3p_{\alpha'}}{(2\pi)^3 2E_{\alpha'}} \frac{(2m_p)^2 d^3p_{N'}}{(2\pi)^3 2E_{N'}}. \quad (2)$$

在(1)式中的不变振幅 M 为

$$M_{fi} = \bar{u}(p_f, s_f) g_{\pi NN^*} \gamma_5 G_{N^*}(s) \cdot g_{\sigma NN^*} D_\sigma(q) g_{\sigma\alpha\alpha} u(p_i, s_i), \quad (3)$$

这里, $u(p_i, s_i)$ 和 $\bar{u}(p_f, s_f)$ 分别是初、末态质子的Dirac旋量, 而 p_i, p_f 则代表初末态质子的四动量, s_i, s_f 代表初末态质子的自旋. $g_{\pi NN^*}, g_{\sigma NN^*}, g_{\sigma\alpha\alpha}$ 分别是 $\pi NN^*, \sigma NN^*, \sigma\alpha\alpha$ 的耦合顶角的耦合常数. 在此我们简单的假设 σ 和 α 粒子中的一个质子的耦合效果与 σ 和整个 α 粒子耦合是等效的, 则由相互作用 $L_{\sigma\alpha\alpha} = g_{\sigma\alpha\alpha} \Phi_\alpha \Phi_\alpha \phi_\sigma$ 与 $L_{\sigma NN} = g_{\sigma NN} \bar{\psi}_N \psi_N \phi_\sigma$ 在非相对论近似情况下推出的耦合顶角应相等, 于是可得 $g_{\sigma\alpha\alpha} = 4g_{\sigma NN} \cdot 2m_N$. 在(3)式中 $G_{N^*}(s)$ 为 N^* 传播子,

$$G_{N^*}(s) = \frac{\not{p}_{N^*} + m_{N^*}}{m_{N^*}^2 - S_{\pi N} - im_{N^*} \Gamma_{N^*}}, \quad (4)$$

这里 $S_{\pi N} = (p_\pi + p_N)$ 为 πN 质心系的能量的平方, m_{N^*}, Γ_{N^*} 分别是 N^* 的质量和其衰变宽度. 另外, (3)式中的 $D_\sigma(q)$ 是 σ 粒子的传播子, 其变量为动量转移 $q_\sigma = p_{\alpha'} - p_\alpha$,

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

考虑到 σ 粒子在顶角耦合时的形状因子 F_σ , 并认为它们在两个顶角是相等的,

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

3 反应的蒙卡模拟

在整个反应的计算过程中取 $N^*(1440)$ 质量就为1440MeV, 衰变宽度为350MeV, 且由于我们的反应中只有单 π 产生, 故只考虑它的一个衰变道 $N^* \rightarrow N + \pi$. 从Born势^[7]中得到 $g_{\sigma NN}^2/4\pi = 5.69$, 在重现 $N^*(1440)$ 共振激发的丢失能谱实验的计算^[5], 可得 $g_{\sigma NN^*} = 1.79$, 而 $g_{\pi NN^*} = 0.472$ ^[6]. 由于 σ 粒子是离壳有大小不稳定的粒子, 而不是点粒子, 其截断参数 $\Lambda_\sigma = 1700$ MeV^[7], $m_\sigma = 550$ MeV. 这里以入射质子动能 $T = 0.98$ GeV 打击靶核 α 粒子, 用蒙特卡罗积分的办法模拟出末态各粒子的动量相空间和与之相应的实际粒子的动量分布(图2); 相空间角分布和与之相应的实际粒子的角分布(图3); 各组态相空间和不变质量谱(图4); 无动力学机制时的达里兹图和有动力学机制时的达里兹图(图5). 图2, 3, 4中虚线代表单纯相空间, 它们都是在取 $|\bar{M}|^2 = 1$ (无动力学机制)时运动学所能到达时的分布; 折线代表加上动力学机制后的实际分布.

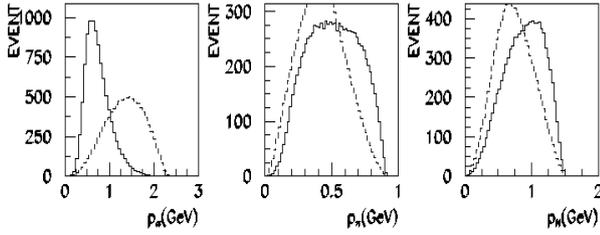


图 2 末态粒子动量相空间可能的分布(虚线)及实际动量分布(折线)

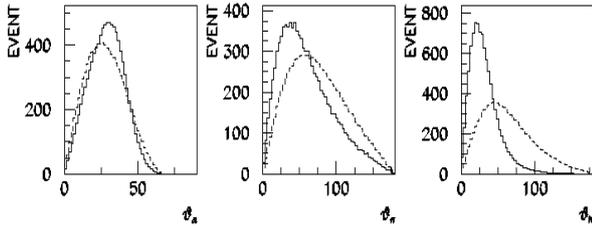


图 3 末态粒子相空间可能的角分布(虚线)及实际角分布(折线)

从图4中可以发现在 πN 不变质量为1450MeV处出现一个共振峰迭加在连续分布的相空间上, 而在 $\pi\alpha$ 及 αN 组态的不变质量分布却没有这样的共振峰. 统计理论预言, 在运动学允许的范围内, 没有共振态时事件点的分布应该是均匀的(图5(a)); 而事件点的密

度分布正比于 $|\overline{M}|^2$, 也就是说事例点的分布完全取决于过程的动力学机制—跃迁矩阵 $|\overline{M}|^2$. 从图5(b)中明显看到在 πN 质心系能量平方 $S_{\pi N} = 2100$ MeV附近事件分布密集.

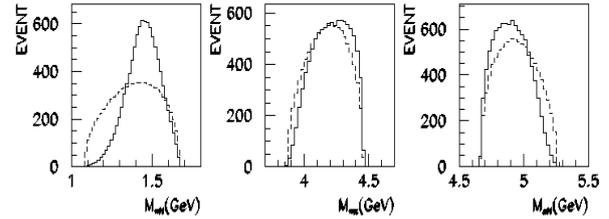


图 4 无动力学机制时的不变质量谱(虚线)及有动力学机制的不变质量谱(折线)

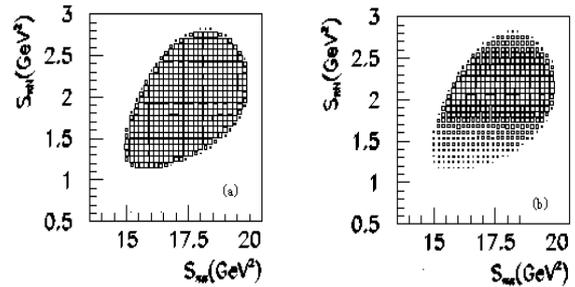


图 5 无动力学机制时达里兹图(a)及有动力学机制的达里兹图(b)

参考文献(References)

- 1 Pena M T, Riska D O, Stadler A. Phys. Rev., 1999, **C60**: 045201
- 2 Coon S A, Pena M T, Riska D O. Phys. Rev., 1995, **C52**: 2925
- 3 Morsch H P, Boibin M, Jacobs W et al. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**: 1336
- 4 Fernandez de Cordoba P, Oset E, Jvicente-Vacas M et al. Nucl. Phys., 1995, **A586**: 586
- 5 Hirenzaki S, Fernandez de Cordoba P, Oset E. Phys. Rev., 1996, **C53**: 277
- 6 Gomez Tejedor J A, Oset E. Nucl. Phys., 1994, **A571**: 667
- 7 Machleidt R, Holinde K, Elster C. Phys. Rep., 1987, **149**: 1

Monte Carlo Study of $N^*(1440)$ Excitation in $p(\alpha, \alpha')\pi N$ Reactions*

CHEN Hong^{1,2} YUAN Hong-Kuan¹

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

² (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

Abstract We study the roper $N^*(1440)$ excitation in the $p(\alpha, \alpha')\pi N$ reaction and reproduce the peak position of $N^*(1440)$ resonance in the target by using Monte Carlo simulation approach. Given a definite beam energy we could simulate the momentum distributions and angular distributions of final particles. One can observe the $N^*(1440)$ resonance peak obviously in the invariant mass spectrum, also, the event distribution is dense at 2100 MeV² of πN system energy square in Dalitz plots. But there are no such phenomenon in other composed systems. All of those things indicate that $N^*(1440)$ is produced.

Key words $p(\alpha, \alpha')\pi N$ reaction, $N^*(1440)$ model, Monte Carlo simulation

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10147208)