

π^+ 在极化 ^{165}Ho 上单电荷交换 的不对称性

潘玲君 姜焕清

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

摘 要

在程函理论的框架下, 利用包括了二级修正的 π -核光学势, 我们计算了 165 MeV 的 π^+ 在 ^{165}Ho 核上单电荷交换的不对称性, 研究了不对称性量对于变形核内中子分布变形的灵敏性, 预言了不对称性的角分布.

一、引 言

核内中子分布是核物理中不十分清楚的问题之一, 许多作者用不同的方法对这一老问题进行过研究^[1,2], 但至今尚未有明确的结论. 由于 π -核作用的强的同位旋依赖关系, π 在极化核上的散射实验提供了另一种新的途径^[2]. 程函理论在处理中能 π 介子与球形核散射上的成功, 激励了人们用这一方法研究大变形核的努力. 在前面一系列的工作中, 姜焕清和 M. B. Johnson^[3] 建议利用共振区的 π 介子在极化的大变形核上的单电荷交换 (SCX) 来研究大变形核中中子分布的变形与电荷分布的变形的差别. 他们定义不对称性,

$$A_s(\theta) = \frac{d\sigma^\perp/d\Omega - d\sigma^\parallel/d\Omega}{d\sigma^\perp/d\Omega + d\sigma^\parallel/d\Omega} \quad (1)$$

其中 $d\sigma^\perp/d\Omega$ 和 $d\sigma^\parallel/d\Omega$ 分别表示靶核沿垂直于入射方向极化及平行于入射方向极化时的单电荷交换的微分截面. 他们发现, $A_s(\theta)$ 对于中子分布变形与电荷分布变形的微小差别非常灵敏, 四极中子分布变形参数的 10% 的改变, 可能使 $A_s(0)$ 改变一倍, 而 $A_s(\theta)$ 对于反应的其它未知因素不灵敏. 根据这一理论研究, 一个实验研究已在 LAMPF 展开^[4], 并取得了初步的结果^[5].

在过去的理论计算中, 只利用了一级光学势, 并仅考虑原子核的四极变形. 黄朝晖等人^[6]的研究表明, 高级变形对 $A_s(\theta)$ 的影响很小. 我们已经知道, 二级光学势对 scx 反应有一定影响^[7]. 为了与即将完成的实验作比较, 有必要将二级光学势的修正对 $A_s(\theta)$ 的影响作进一步的研究.

另一方面,由于实验技术上的困难,对 $A_i(\theta)$ 的测量很难进行,文献[6]定义了新的不对称量 $A'_i(\theta)$,

$$A'_i(\theta) = \frac{d\sigma^\perp/d\Omega - \overline{d\sigma}/d\Omega}{d\sigma^\perp/d\Omega + \overline{d\sigma}/d\Omega}, \quad (2)$$

其中 $\overline{d\sigma}/d\Omega$ 表示不极化靶核上的单电荷交换微分截面. 这个新定义的不对称量 $A'_i(\theta)$ 对于中子分布的变形是否也敏感? 我们将在包括了二级光学势修正的情况下,对 $A'_i(\theta)$ 作出预言,并讨论理论计算中各种因素对计算结果的影响.

在第二节,将简述所用光学势的选取,并给出理论公式,第三节给出计算结果和讨论.

二、基本理论

π -核光学势的同位旋依赖的一般形式是^[8]

$$U = U_0 + U_1 \vec{\phi} \cdot \vec{T} + U_2 (\vec{\phi} \cdot \vec{T})^2, \quad (3)$$

其中 $\vec{\phi}$ 和 \vec{T} 分别是 π 和核的同位旋算符, U_0, U_1 和 U_2 各称为光学势的同位旋标量、同位旋矢量和同位旋张量部分,它们是很复杂的非定域函数,而且与核的自旋有关. 对于大变形核,它依赖于核的自体坐标与实验室坐标的相对取向 Ω . Ω 可用 Euler 角表示 $\Omega = (\alpha, \beta, \gamma)^{[9]}$.

在 (3,3) 共振区, π -核子散射以 P 波为主, π -核光学势可以取定域的 Laplace 形式. 假设在强相互作用下,总同位旋 $\vec{\tau} = \vec{\phi} + \vec{T}$ 在同位旋空间转动下不变. 定域光学势在总同位旋态上的投影 U_τ 可以表示为:

$$\begin{aligned} U_\tau &\equiv \langle \tau | U_0 + U_1 \vec{\phi} \cdot \vec{T} + U_2 (\vec{\phi} \cdot \vec{T})^2 | \tau \rangle \\ &= K^2 \xi_\tau + \frac{1}{2} \nabla^2 \xi_\tau, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 K 是入射 π 的动量. 原则上, ξ_τ 可以按核物质密度及价核子密度作展开. 在仅考虑了二级修正的情况下, ξ_τ 与 π -核子散射振幅有关,可以写为:

$$\xi_\tau = \xi_\tau^{(1)} + \xi_\tau^{(2)}, \quad (5)$$

其中:

$$\begin{aligned} \xi_\tau^{(1)} &= \lambda_0^{(1)} \rho(\vec{r}, \Omega) + \gamma^{(1)}(\tau) \lambda_1^{(1)} \Delta \rho(\vec{r}, \Omega), \\ \xi_\tau^{(2)} &= \lambda_0^{(2)} \frac{\rho^2(\vec{r}, \Omega)}{\rho_0} + \gamma_1^{(2)}(\tau) \lambda_1^{(2)} \frac{\rho(\vec{r}, \Omega) \Delta \rho(\vec{r}, \Omega)}{\rho_0} \\ &\quad + \gamma_2^{(2)}(\tau) \lambda_2^{(2)} \frac{\Delta \rho^2(\vec{r}, \Omega)}{\rho_0}. \end{aligned} \quad (6)$$

这里 $\rho(\vec{r}, \Omega)$ 和 $\Delta \rho(\vec{r}, \Omega)$ 分别为核的密度分布函数及价核子密度(有时也可称之为盈余中子密度)分布函数. 如果忽略库仑作用的影响,则有:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r}, \Omega) &= N \rho_n(\vec{r}, \Omega) + Z \rho_p(\vec{r}, \Omega), \\ \Delta \rho(\vec{r}, \Omega) &= N \rho_n(\vec{r}, \Omega) - Z \rho_p(\vec{r}, \Omega). \end{aligned} \quad (7)$$

ρ_0 为核中心的密度分布, $\lambda_1^{(1)}$ 和 $\lambda_1^{(2)}$ 分别是一级光学势的同位旋标量、同位旋矢量系数和二级光学势的同位旋标量、同位旋矢量及同位旋张量系数. 一级光学势的参数可以由

自由的 π -核子散射决定,对于二级光学势的参数,我们取自经验的结果^[10]. $\gamma^{(1)}(\tau)$ 和 $\gamma^{(2)}(\tau)$ 分别是 Clebsch-Gordan 系数,依赖于原子核的同位旋 T ,由表 1 给出.

表 1 $\gamma^{(1)}$ 和 $\gamma^{(2)}$ 的值

τ	$T+1$	T	$T-1$
$\gamma^{(1)}(\tau)$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2T}$	$-\frac{T+1}{2T}$
$\gamma^{(2)}(\tau)$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2T}$	$\frac{2T^2+T+1}{2T(2T-1)}$

我们首先计算确定总同位旋道 τ 的弹性散射振幅 $F_\tau, \tau = T+1, T, T-1$. 由于同位旋空间转动的不变性,到达同位旋相似态的单电荷交换反应 (scx) 的散射振幅 $F^{(scx)}$ 可表示为^[8]:

$$F^{(scx)} = \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{1}{2T+1} \frac{1}{T+1} [(2T^2-1)(F_T - F_{T-1}) + T(2F_{T+1} - F_T - F_{T-1})]. \quad (8)$$

对于大变形核情况,有许多低转动能级很容易被中能入射粒子所激发. 为此,利用封闭性近似,假设在散射过程中,核的取向没有改变,因而 π -核散射振幅不仅依赖于动量转移,而且也依赖于实验室坐标与本体坐标的相对取向 Ω , 即 $F(q, \Omega)$. 我们首先计算靶核在实验室中取向为 Ω 的散射振幅 $F(q, \Omega)$, 然后把它投影到变形核的转动波函数上,以得到散射振幅 $F(q)$,这样做,在一定程度上考虑了各级虚激发的影响.

大变形核基态的波函数是本体坐标系的内禀波函数与转动波函数 $\phi_{IMK}(\Omega)$ 之积. 我们假设波函数 ψ 是刚性转动哈密顿量的本征态,则:

$$\psi_{IMK}(\Omega) = \left[\frac{2I+1}{8\pi^2} \right]^{1/2} D_{MK}^I(\Omega) \quad (9)$$

本文取入射 π 动量方向为 z 轴,如果靶核沿着实验室坐标系 z 轴极化,总角动量在 z 轴上的投影 $M = I$, 而波函数为

$$\psi_{IIK}^{\parallel}(\Omega) = \left[\frac{2I+1}{8\pi^2} \right]^{1/2} D_{IK}^I(\phi, \theta, 0). \quad (10)$$

其中 K 是总角动量 I 在本体坐标系 z' 轴上的投影.

如果靶核沿着实验室坐标系 x 轴极化,波函数则变为:

$$\psi_{IIK}^{\perp}(\Omega) = \left[\frac{2I+1}{8\pi^2} \right]^{1/2} \sum_M D_{IM}^I\left(0, \frac{\pi}{2}, 0\right) D_{MK}^I(\phi, \theta, 0). \quad (11)$$

从初态 $|IMK\rangle$ 到一个激发态 $|I'M'K'\rangle$ 上的散射振幅一般地可写为:

$$\begin{aligned} F_{ii}(\vec{q}) &\equiv \langle I'M'K' | F(q, \Omega) | IMK \rangle \\ &= \int d\Omega \phi_{I'M'K'}^*(\Omega) F(q, \Omega) \phi_{IMK}(\Omega). \end{aligned} \quad (12)$$

对于平行极化的靶核,

$$F^{(\parallel)}(q) = \int d\Omega \phi_{IIK}^{\parallel*}(\Omega) F(q, \Omega) \phi_{IIK}^{\parallel}(\Omega). \quad (13)$$

在垂直极化的情况下,

$$F^{(\perp)}(q) = \int d\Omega \phi_{ik}^{(\perp)*}(\Omega) F(q, \Omega) \phi_{ik}^{(\perp)}(\Omega). \quad (14)$$

由此可得:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(\parallel)}}{d\Omega} &= |F^{(\parallel)}(q)|^2, \\ \frac{d\sigma^{(\perp)}}{d\Omega} &= |F^{(\perp)}(q)|^2. \end{aligned} \quad (15)$$

对于非极化的靶核,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \Sigma |\langle IMK | F(q, \Omega) | IMK \rangle|^2. \quad (16)$$

其中 Σ 表示对原子核的初态自旋投影求平均, 对末态自旋取向求和.

对于 $F(q, \Omega)$ 的计算, 利用程函理论, τ 道的散射振幅 $F_\tau(q, \Omega)$ 可以表示为:

$$F_\tau(q, \Omega) = iK \int b db J_0(qb) [1 - G_\tau(b, \theta)]. \quad (17)$$

其中

$$G_\tau(b, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' e^{i\chi_\tau(b, \theta, \phi')}. \quad (17.1)$$

这里 τ 道的厚度函数 $\chi_\tau(b, \theta, \phi)$ 比例于 τ 道的光学势:

$$\chi_\tau(b, \theta, \phi) = \frac{1}{2K} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_\tau(b, z, \Omega). \quad (17.2)$$

其中 q 是动量转移, b 是碰撞参数, $\Omega = (\theta, \phi, 0)$ 是原子核的空间取向.

三、计算结果和讨论

利用上节所得的公式, 本文具体计算了大形变核 ^{165}Ho 的单电荷交换反应. ^{165}Ho 基态的自旋量子数是 $I = 7/2 = K$, I 是总角动量, K 是总角动量 I 在本体坐标系 z' 轴上的投影. 因为 ^{165}Ho 原子的总磁矩不等于零, 所以它在磁场中能被极化.

计算中取电荷分布为 Woods-Saxon 形式:

$$\rho_c(r, R_0, \beta_2^c) = \frac{\rho_{0p}}{1 + e^{(r-R)/a}}. \quad (18)$$

其中 R 是半密度半径 (half-density radius), 如果只考虑到四极形变项, 则在本体坐标系中,

$$R = R_0(1 + \beta_2^c Y_{20}(\theta)) \quad (18.1)$$

用 μ^- 原子技术已经分析出基态 ^{165}Ho 的电荷分布参数^[11]:

$$\beta_2^c = 0.32, \quad a = 0.49\text{fm}, \quad R_0 = 6.15\text{fm}. \quad (19)$$

由于 β_2^c 很小, 电荷分布可用 Taylor 级数展开, 仅取 β_2^c 的线性项, 则有

$$\rho_c(r, R_0, \beta_2^c) = \rho(r, R_0) + \rho_1(r, R_0) Y_{20}(\theta) \quad (20)$$

在光学势的二级修正项中, 出现了密度的平方项, 在实际的数值计算中, 仅保留到 β_2^c 的一次项. 对于中子分布的参数, 人们还不十分清楚. 我们假定中子与质子的分布具

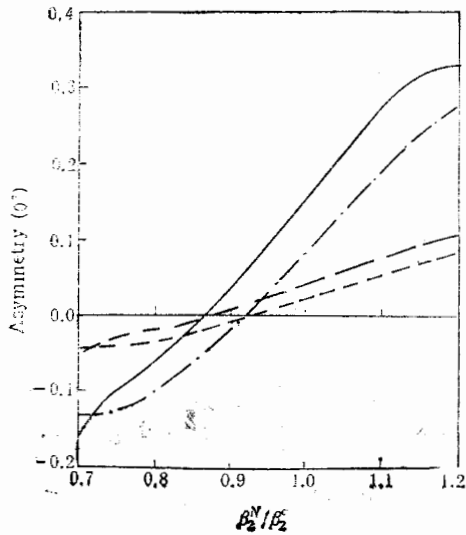


图1 0° 时的不对称性随 β_2^N/β_2 的变化情况. 实线与长虚线分别表示加入二级光学势修正项后的 $A_s(0^\circ)$ 和 $A'_s(0^\circ)$; 点划线与短虚线分别表示没有加二级修正项的 $A_s(0^\circ)$ 和 $A'_s(0^\circ)$

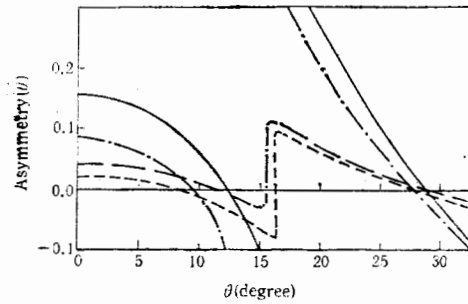


图2 在 $\beta_2^N = \beta_2$ 时不对称性的角分布. 各条曲线所代表的量与图1对应

有相同的函数形式,而允许参数有小的改变,以研究不对称量对这些参数的敏感性.

图1中,对于不同的 β_2^N/β_2 , 本文给出了165MeV的 π^+ 介子在极化 ^{165}Ho 核上朝前方向的不对称量 $A_s(0^\circ)$ 和 $A'_s(0^\circ)$. 我们看到, $A'_s(0^\circ)$ 对于中子分布变形的微小变化不象 $A_s(0^\circ)$ 那样灵敏. 假定 β_2^N 比 β_2 大10%, 则 $A'_s(0^\circ)$ 从0.043增大到0.079, 而 $A_s(0^\circ)$ 从0.156增大到0.277. 如果用 A'_s 来探测核中中子分布的变形, 就要求其测量有更高的精度. 当然,最灵敏的量还是测量 A_s . 在图1中给出了不包括二级光学势的修正得到的 A_s 和 A'_s . 我们看到,二级光学势的修正本质上没有改变文献[3]的结论,它对 A_s 和 A'_s 的影响不大. 然而,二级光学势的修正对 scx 反应的微分截面的绝对值有较大的改变,这与文献[7]的结果也是一致的.

在图2中,给出了在 $\beta_2^N = \beta_2$ 情况下,165MeV的 π^+ 在 ^{165}Ho 上的不对称角分布. 从图2可见,二级光学势的修正没有很大地改变其角分布的形状,只对其绝对值有一些影响. 虽然在 $\theta \approx 16^\circ$ 附近, A_s 及 A'_s 有很大的值,但这个角度正好在微分截面的极小值附近,实验上也很难测准. 最好的测量角度还是在零度附近.

在二级光学势中,同位旋张量部分对于单电荷交换反应的影响非常小. 在表2中,给出了包括 $U_2^{(2)}$ 与不包括 $U_2^{(2)}$ 时, $A_s(0^\circ)$ 与 $A'_s(0^\circ)$ 的大小. 在我们所计算的范围内, $U_2^{(2)}$ 的影响是完全可以忽略的.

通过计算,我们发现,二级光学势的修正对于不对称量的影响不大,文献[3]中的定性结论仍然是可靠的. 目前正在进行的不对称性 A'_s 的测量对于 β_2^N 不是十分灵敏的,为了得到 β_2^N 与 β_2 在10%以内的微小差别,要求对 A'_s 的测量精确到4%,不对称量 A_s 对

表 2 光学势的同位旋张量部分对 A_i 与 A'_i 的影响

$A_i(0^\circ)$		β_2^N/β_2^Z										
		0.70	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20
$A'_i(0^\circ)$	包括	-16.06	-9.53	-6.23	-1.96	3.57	9.39	15.63	21.97	27.69	31.89	33.14
	不包括	-16.01	-9.91	-6.45	-2.01	3.63	9.65	16.13	22.70	28.53	32.60	33.26
$A'_i(0^\circ)$	包括	-5.27	-2.94	-2.01	-0.75	0.90	2.56	4.33	6.15	7.91	9.54	10.84
	不包括	-5.26	-3.08	-2.09	-0.77	0.90	2.63	4.45	6.34	8.15	9.81	11.09

β_2^N 有较大的灵敏性,是测量 β_2^N 的较好的方法。

作者感谢美国 M. B. Johnson 教授和 J. D. Bowman 博士的有益的讨论和建议。

参 考 文 献

- [1] C. L. Morris and S. J. Seestrom-Morris, *Phys. Rev.*, C28(1983), 2165.
- [2] M. Jacob and O. Kofoed-Hansen, *Nucl. Phys.*, B17(1970), 565.
- [3] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev. Lett.*, 53(1984), 1996; H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, C31(1985), 2149.
- [4] J. N. Kundson, J. R. Comfort, and J. D. Bowman, LAMPF Exp 899 and Progress at LAMPF, 1985.
- [5] J. D. Bowman, Private Communication.
- [6] 黄朝晖,姜焕清,高能物理与核物理(已被接受), 11(1987),78.
- [7] 陈可中,姜焕清,高能物理与核物理,1(1988),63.
- [8] M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, C22(1982), 192.
- [9] D. M. Brink and G. R. Satchler, *Angular Momentum* (clarendon, Oxford, 1968).
- [10] a) S. J. Greane, C. J. Harrey, P. A. Seidl, R. Gilmen, E. R. Siciliano and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, C30(1984), 2003;
b) M. B. Johnson, Proceedings of the LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange (1985), p. 356.
- [11] R. J. Powers, F. Boehm, P. Vogel, A. Zehnder, T. King, A. R. Kunselman, P. Roberson, P. Martin, G. H. Miller, R. E. Welsh, and D. A. Jenkins, *Phys. Rev. Lett.*, 34(1975), 492.

ASYMMETRY FOR π^+ SINGLE CHARGE EXCHANGE FROM ALIGNED NUCLEUS ^{165}Ho

PAN LINGJUN JIANG HUANQING
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

In the framework of the eikonal theory and using the π -nucleus optical potential including the second-order correction, we calculate the asymmetries for π^+ single charge exchange from aligned ^{165}Ho at $T_\pi = 165$ MeV incident pion energy. The sensitivity of the asymmetry variable to the deformation of the neutron distribution in well-deformed nuclei is also studied. The angular distributions of the asymmetry variable $A'_i(\theta)$ are predicted.