

# 46.8MeV 的 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 非弹性散射\*

顾运行<sup>1)†</sup> 冯禄燕<sup>1)</sup> 陶军全<sup>1)</sup> 黄天衡<sup>1)</sup> 罗 春<sup>1)</sup> 马维兴<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

<sup>2)</sup> 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

(2005 年 3 月 1 日收到, 2005 年 3 月 24 日收到修改稿)

在 Glauber 多重散射理论框架下, 使用跃迁密度方法和三种  $\bar{N}N$  湮没势, 计算了 46.8MeV 的反质子在  ${}^{12}\text{C}$  上的非弹性散射微分截面. 理论曲线与实验数据符合得较好.

关键词: Glauber 理论, 反质子, 非弹性散射, 湮没势, 跃迁密度

PACC: 3410, 2540

## 1. 引 言

自从 CERN 的低能反质子环(LEAR)运转以来, 得到了许多高质量的低能和中能弹性和非弹性  $\bar{p}$  核散射的实验数据<sup>[1,2]</sup>. 理论上,  $\bar{p}$  核散射研究也已经有了一些报告, 并且在分析实验数据上取得了相当的成功<sup>[3-6]</sup>.

用  $\bar{p}$  做入射粒子, 研究  $\bar{p}$  核的相互作用, 将期待在  $\bar{N}N$  相互作用和核结构方面出现新的物理信息.  $\bar{N}N$  相互作用的最主要特征是湮没, 这种特征有别于  $NN$  相互作用. 对  $\bar{N}N$  湮没有许多种描述<sup>[7]</sup>: 在文献 [7] 中给出了 3 种形式的湮没势. 我们曾用这 3 种形式的湮没势对 180MeV 的  $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$  和  $\bar{p} + {}^{16}\text{O}$  弹性散射进行细致的研究<sup>[8]</sup>, 还对入射动量为 600 MeV/c ( $c$  为真空光速) 的反质子在  ${}^{12}\text{C}$  上的 3 个最低激发态的非弹性散射进行了研究<sup>[9]</sup>, 研究结果表明: 只要适当地选取势参数, 理论计算结果与实验符合得很好. 本工作采用在文献 [7] 中给出的 3 种形式的湮没势对较低能的  $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$  非弹性散射进行了研究, 对 46.8MeV 的反质子在  ${}^{12}\text{C}$  上的非弹性散射角分布进行了计算并与实验结果<sup>[1]</sup> 进行比较.

本项工作在 Glauber 多重散射理论<sup>[10,11]</sup> 的框架下, 利用跃迁密度方法, 研究 46.8MeV 的反质子在  ${}^{12}\text{C}$  的低激发态 ( $J^\pi = 2^+, 4.44\text{MeV}$ ) 上的非弹性散射. 计算中我们使用  $\bar{N}N$  湮没势和非弹性跃迁形状因

子, 同时给出使用二体元振幅计算的结果作为参考.

## 2. 理论公式

由 Glauber 理论, 一个粒子被  $A$  粒子系统散射的跃迁振幅可写为<sup>[10]</sup>

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi i} \int e^{iq \cdot \mathbf{b}} d^2 \mathbf{b} \times \left\langle \psi_f \left| 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)] \right| \psi_i \right\rangle \quad (1)$$

这里  $k$  是入射粒子动量;  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$  是动量转移;  $\mathbf{b}$  是碰撞参数;  $|\psi_i\rangle$  和  $|\psi_f\rangle$  分别是原子核的初、末态波函数;  $\mathbf{s}_j$  是靶核中第  $j$  个粒子的坐标在垂直于入射平面上的投影. 单体剖面函数  $\gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)$  可以通过  $\bar{p}$  核子弹性散射元振幅  $f_j(\mathbf{q})$  来表示

$$\gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{-iq \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)} f(\mathbf{q}) d^2 \mathbf{q} \quad (2)$$

通常认为入射粒子在穿越原子核发生多次碰撞过程中, 只有一次把原子核从基态激发到能量较高的状态, 其他各次碰撞均为弹性过程, 不改变靶核状态. 称为一次非弹性近似<sup>[11,12]</sup>. 引入弹性散射矩阵元

$$\begin{aligned} \bar{T}_{0,0}(b) &= \int \psi_i^* \chi(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \psi_i \prod_{j=1}^A d^3 \mathbf{r}_j \\ &= \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 \mathbf{q} e^{-iq \cdot \mathbf{b}} f(\mathbf{q}) S_{0,0}(\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $S_{0,0}(\mathbf{q})$  为靶核的形状因子. 对  ${}^{12}\text{C}$ , 选用拟合实验的单粒子密度<sup>[13]</sup>

\* 国家自然科学基金(批准号:10247004)和广西大学科研基金(批准号:X022015)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: gyting@gxu.edu.cn

$$S_{0,0}(\mathbf{q}) = [1 - \beta a_{\text{CH}} q]^2 e^{-\alpha^2 q^2/4}, \quad (4)$$

其中,

$$\beta = \frac{\alpha a_{\text{CM}}^2}{\chi(2 + 3\alpha)a_{\text{CM}}^2}, \quad \alpha = \frac{A - 4}{6},$$

$A$  为靶核核子数,  $a_{\text{CM}} = 1.61 \text{ fm}$ ,  $a_{\text{CH}} = 1.51 \text{ fm}$ . 非弹性跃迁矩阵元可表为

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_{\text{LM},0}(b) &= \frac{1}{A} \psi_{\ell} \left| \sum_{j=1}^A \Gamma_j \right| \psi_i \\ &= \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 q e^{-iq \cdot b} f(\mathbf{q}) S_{\text{LM},0}(\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (5)$$

式中非弹性跃迁形状因子为

$$S_{\text{LM},0}(\mathbf{q}) = \left( \frac{4\pi}{2L + 1} \right)^{1/2} S_L(q) Y_{\text{LM}}^*(\hat{q}), \quad (6)$$

(6) 式中的  $S_L(q)$  为约化跃迁形状因子, 由拟合电子非弹性散射实验确定<sup>[14]</sup>:

$$S_L(q) = q^L (B + Cq^2) e^{-Dq^2}, \quad (7)$$

对于  $2^+$  态的跃迁,  $L = 2$ . 假定中子有关跃迁的量与质子的相同, 则(1)式可写为

$$F_{\text{R}}(q) = \frac{ik}{2\pi} A \int d^2 b e^{iq \cdot b} \bar{\Gamma}_{\text{LM},0}(b) \cdot [1 - \bar{\Gamma}_{0,0}(b)]^{L-1}, \quad (8)$$

$\bar{\text{N}}\text{N}$  湮没支配  $\bar{p}$  核散射过程<sup>[7]</sup>,  $\bar{p} - \text{N}$  二体元振幅  $f(\mathbf{q})$  可用湮没势算出. 用纯吸收势  $V_{\bar{p}\text{p}}(\mathbf{r})$  来描写散射中的湮没效应

$$V_{\bar{p}\text{p}}(\mathbf{r}) = -iW(\mathbf{r}), \quad (9a)$$

其中  $W(r)$  取以下 3 种形式:

$$\text{I} \quad W(r) = \frac{W_0}{1 + \exp(ar)}, \quad (9b)$$

$$\text{II} \quad W(r) = W_0 (r/r_0)^2 \exp(-a^2(r - r_0)^2), \quad (9c)$$

$$\text{III} \quad W(r) = W_0 (ar)^2 \exp(-(ar)^2) + W_1 \chi(ar)^2 \exp(-\chi ar)^2, \quad (9d)$$

(9b)–(9d) 式中的参数可调. 与(9a)式的势相应的剖面函数为

$$\Gamma_{\bar{\text{N}}\text{N}}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = 1 - \exp\{i\chi_{\bar{\text{N}}\text{N}}(\mathbf{b} - \mathbf{s})\}, \quad (10)$$

对应的相移  $\chi(\mathbf{b} - \mathbf{s})$  由下式给出<sup>[15]</sup>:

$$\chi_{\bar{\text{N}}\text{N}}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = -\frac{1}{\hbar v_i} \int_{-\infty}^{\infty} V_{\bar{\text{N}}\text{N}}(\sqrt{(\mathbf{b} - \mathbf{s})^2 + z^2}) dz, \quad (11)$$

由这个相移, 进一步求出  $\bar{p} - \text{N}$  二体元振幅  $f(\mathbf{q})$ :

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik_{\bar{\text{N}}\text{N}}}{2\pi} \int d^2 b' e^{iq \cdot b'} \Gamma_{\bar{\text{N}}\text{N}}(\mathbf{b}'), \quad (12)$$

$\bar{\text{N}}\text{N}$  散射过程的  $\bar{p} - \text{N}$  二体元振幅  $f(\mathbf{q})$  也可以采用类似于  $\text{NN}$  相互作用<sup>[16]</sup> 的形式, 即取自旋无关的参数

化形式:

$$f(\mathbf{q}) = \frac{k\sigma}{4\pi} (i + \rho) e^{-\beta^2 q^2/2}, \quad (13)$$

式中  $\sigma$  为总截面,  $\rho$  为实虚比,  $\beta^2$  为斜率参数. 这些参数从拟合实验数据<sup>[1]</sup> 得到, 在本工作中取  $\sigma = 15.6 \text{ fm}^2$ ,  $\rho = 0.35$ ,  $\beta^2 = 0.80 \text{ fm}^2$ . 因为  $\bar{p}\text{N}$  散射没有实验数据, 因此, 对  $\bar{p}\text{p}$  和  $\bar{p}\text{n}$  散射振幅, 使用相同的数值. 这里忽略了自旋效应.

### 3. 计算结果和讨论

应用第 2 节的理论框架和公式, 计算了 46.8 MeV 的反质子在  ${}^{12}\text{C}$  上的  $2^+$  态激发的非弹性散射微分截面. 跃迁密度的参数由元振幅法拟合实验数据得出:  $B = 0.61 \text{ fm}^2$ ,  $C = -0.0761$ ,  $D = 0.57 \text{ fm}^2$ . 湮没势的参数列于表 1 中. 计算结果和实验数据一起给出在图中.

表 1 湮没势参数

湮没势	$W_0/\text{GeV}$	$W_1/\text{GeV}$	$a/\text{fm}^{-1}$	$r_0/\text{fm}$	文献
I	13.85	—	3.72	—	[9]
II	0.317	—	1.95	0.584	[9]
III	0.331	2.729	1.22	—	[9]

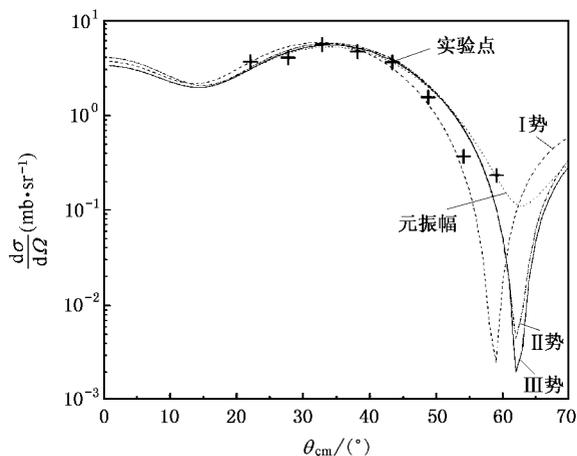


图 1  $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$  上的  $2^+$  态激发的计算结果和实验数据

图中给出  $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$  上的  $2^+$  态激发的结果. 虚线代表以湮没势 I 作为输入的计算结果, 点虚线代表以湮没势 II 作为输入的计算结果, 实线代表以湮没势 III 作为输入的计算结果, 点线是采用(13)式代表的二体元振幅的计算结果. 从计算结果看, 理论计算结果与实验数据符合得比较好.

从图中看出, 曲线的形状和大小与实验数据一

致. 在极小值处,湮没势的结果比实验的极小值尖锐,而利用(13)式的元振幅计算的结果却比较高,在180MeV的弹性散射<sup>[8]</sup>和600MeV/c的非弹性散射<sup>[9]</sup>中也有类似情况. 在极小值处,实验点的误差相当大,理论计算值的误差也很大.

综合上面的分析,得到结论:

1)直接采用湮没势作为基本输入得到的计算结果与实验数据符合得比较好. 计算结果表明:只要适当地选取势参数,以文献7给出的3种湮没势作为基本输入都能得到比较好的结果.

2)用Glauber多重散射理论处理较低能的情况仍然可以得到比较好的结果.

- [1] Garreta D, Birien P, Bruge G *et al* 1984 *Phys. Lett. B* **135** 266, B **149** 64
- [2] Garreta D 1985 *Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era* Gastaldi U *et al* eds. (Gif-sur-Yvette: Edition Frontieres) p599
- [3] Dover C and Millener D J 1985 *Antinucleon and Nucleon-Nucleus Interaction* eds. Walker G E *et al* (New York: Plenum Press) p25
- [4] Adachi S and Geramb V G 1985 *Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering*. Geramb H V eds. (Berlin: Springer, Lecture Notes in Phys. 243) p323
- [5] Lemaire M C *et al* 1986 *Nucl. Phys. A* **456** 557
- [6] Reda S T 2002 *Chin. Phys.* **11** 1259
- [7] Green A M 1984 *Quarks and Nuclei*, World Scientific: Weis W 569
- [8] Gu Y T 1997 *Supplement Journal of Qingdao University* p30 (in Chinese)[顾运厅 1997 年增刊 青岛大学学报 30]

- [9] Gu Y T, Peng J Z, Feng L Y *et al* 2004 *HEP & NP* **28** 69 (in Chinese)[顾运厅、彭基柱、冯禄燕等 2004 高能物理与核物理 **28** 69]
- [10] Glauber R J 1959 *Lectures in Theoretical Physics* Vol. I. eds. Brittin W E and Dunham L H (New York: Interscience) p414
- [11] Karapetjan V V, Mileev V N and Titarenko N N 1973 *Nucl. Phys. A* **203** 561
- [12] Arenhovel H 1981 *Nucl. Phys. A* **358** 7
- [13] Zhang Z Q *et al* 1985 *Chinese Journal of Nuclear Physics* **7** 124
- [14] Saudinos J and Wilkin C 1974 *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **21** 341
- [15] Joachain C J 1983 *Quantum Collision Theory*(Amsterdam: North-Holland Publishing Company) p603
- [16] Tan Z Q, Ma W X and Gu Y T 1990 *IL Nuovo Cimento* **A103** 1347

## Study of 46.8MeV $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ inelastic scattering<sup>\*</sup>

Gu Yun-Ting<sup>1)†</sup> Feng Lu-Yan<sup>1)</sup> Tao Jun-Quan<sup>1)</sup> Huang Tian-Heng<sup>1)</sup> Luo Chun<sup>1)</sup> Ma Wei-Xing<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Department of Physics, Guangxi University, Nanning 530004, China*

<sup>2)</sup>*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

(Received 1 March 2005; revised manuscript received 24 March 2005)

### Abstract

The inelastic scattering of 46.8MeV antiproton by  ${}^{12}\text{C}$  leading to the excitation of one normal parity  $T=0$  levels is studied in the framework of Glauber model. The transition densities obtained from fitting to the electron scattering data and the three annihilation potentials derived from analysis of  $\bar{p}p$  scattering data are used in the calculation. The inelastic angular distribution for exciting the lowest normal parity  $T=0$  states in  ${}^{12}\text{C}$  at 4.44MeV ( $J^\pi = 2^+$ ) by 46.8MeV antiproton are calculated by selecting potential parameter suitably. The results are seen to be in fairly good agreement with the available experimental data. The results are given by comparing the elementary two-body amplitudes.

**Keywords:** Glauber theory, antiproton, inelastic scattering, annihilation potential, the transition densities

**PACC:** 3410, 2540

<sup>\*</sup> Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10247004), and the Science Foundation of Guangxi University (Grant No. X022015).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: gyting@gxu.edu.cn