

三种 $\bar{N}N$ 湮没势和 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 非弹性散射*

顾运斤^{1,1)} 彭基柱¹ 冯禄燕¹ 吕连忠¹ 谭振强¹ 马维兴²

1 (广西大学物理系 南宁 530004)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 在 Glauber 多重散射理论框架下,使用跃迁密度方法和 3 种 $\bar{N}N$ 湮没势,计算了入射动量为 600MeV/c 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甚好.

关键词 Glauber 理论 反质子 非弹性散射 湮没势 跃迁密度

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^[1,2]. 理论上, \bar{p} 核散射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^[3-5].

用 \bar{p} 做入射粒子,研究 \bar{p} 核的相互作用,会期待在 $\bar{N}N$ 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^[6]:在文献[6]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^[7],研究表明:只要适当地选取势参数,理论计算结果与实验符合得非常好. 既然用湮没势研究 \bar{p} 弹性散射可以获得很好的结果,那么用湮没势研究 \bar{p} 非弹性散射也有望获得好的结果,基于这种想法,本工作采用在文献[6]中给出的 3 种形式的湮没势对 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 非弹性散射进行了研究,对入射动量为 600MeV/c 的反质子在 ${}^{12}\text{C}$ 上的 3 个最低激发态的非弹性散射角分布进行计算并与实验结果^[2]进行比较.

本工作在 Glauber 多重散射理论^[8,9]的框架下,利用跃迁密度方法,研究 600MeV/c 的反质子在 ${}^{12}\text{C}$ 的几个低激发态 ($J^\pi = 2^+, 4.44\text{MeV}$; $J^\pi = 0^+, 7.66\text{MeV}$; $J^\pi = 3^-, 9.63\text{MeV}$) 上的非弹性散射. 计算中使用 $\bar{N}N$ 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^[8]

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} d^2\mathbf{b}.$$

$$\langle \psi_f | 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)] | \psi_i \rangle, \quad (1)$$

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

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

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^[9,10]. 引入弹性散射矩阵元

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

2003-03-27 收稿, 2003-06-25 收修改稿

* 国家自然科学基金(10247004), 广西大学科研基金(X022015)资助

1) E-mail: gyting@gxu.edu.cn

式中 $S_{0,0}(q)$ 为靶核的形状因子. 对 ^{12}C , 选用拟合实验的单粒子密度^[11]

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

其中

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

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

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

式中非弹性跃迁形状因子为

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

式中 $S_L(q)$ 为约化跃迁形状因子, 由拟合电子非弹性散射实验确定^[12]:

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

对于 2^+ 和 3^- 态的跃迁, 分别取 $L = 2$ 和 3 ; 而对于 0^+ 态的跃迁, 取 $L = 2$. 假定中子有关跃迁的量与质子的相同, 则(1)式为

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

$\bar{\text{N}}\text{N}$ 湮没支配 $\bar{\text{p}}$ 核散射过程^[6], $\bar{\text{p}}\text{-N}$ 二体元振幅 $f(\mathbf{q})$ 可用湮没势算出. 用纯吸收势 $V_{\text{pp}}(r)$ 来描写散射中的湮没效应

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

其中 $W(r)$ 取以下 3 种形式:

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

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

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

(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^[13]:

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

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

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

$\bar{\text{N}}\text{N}$ 散射过程的 $\bar{\text{p}}\text{-N}$ 二体元振幅 $f(\mathbf{q})$ 也可以采用类似于 NN 相互作用^[14] 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 σ 为总截面, ρ 为实虚比, β^2 为斜率参数. 这些参数从分析 $\bar{\text{p}}\text{-p}$ 散射实验数据得到^[15], 也就是 $\sigma = 14.05\text{fm}^2$, $\rho = 0.25$, $\beta^2 = 0.7554\text{fm}^2$. 因为 $\bar{\text{p}}\text{-n}$ 散射没有实验数据, 因此, 对 $\bar{\text{p}}\text{-p}$ 和 $\bar{\text{p}}\text{-n}$ 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, 计算了动量为 $600\text{MeV}/c$ 的反质子在 ^{12}C 上的 2^+ , 0^+ 和 3^- 态激发的非弹性散射微分截面. 跃迁密度的参数列于表 1 中. 湮没势的参数列于表 2 中. 计算结果和实验数据一起给出在图 1—3 中.

表 1 跃迁形状因子参数

组	激发态	B/fm^L	C/fm^{L-2}	D/fm^2	文献
1	2^+	0.550	0.000	0.860	16
2	0^+	0.12	0.000	0.990	12
3	3^-	0.28	0.0	0.75	17

图 1 给出 $\bar{\text{p}} + ^{12}\text{C}$ 2^+ 态激发的结果. 实线代表以湮没势 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, 虚线代表以湮没势 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相当好.

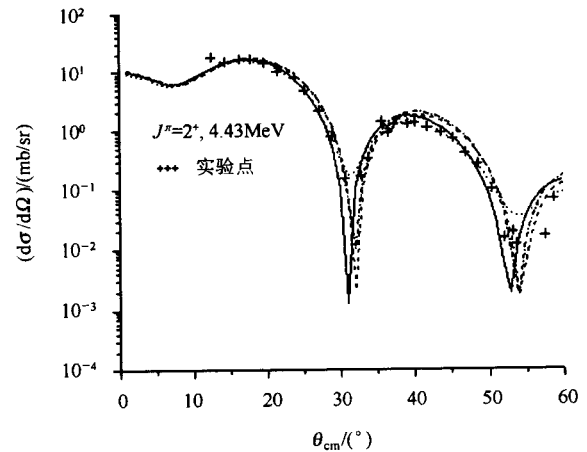


图 1 $\bar{\text{p}} + ^{12}\text{C}$ 2^+ 态激发的计算结果和实验数据

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，在弹性散射中也有类似情况^[7]。而利用(13)式的元振幅计算的结果却比实验的极小值高，这与其他文献[18]的结果一致。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。

表 2 湮没势参数

湮没势	W_0/GeV	W_1/GeV	a/fm^{-1}	r_0/fm	文献
I	13.85	—	3.72	—	6
II	0.317	—	1.95	0.584	6
III	0.331	2.729	1.22	—	6

图 2 给出 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 0^+ 态激发时的结果。实线代表以湮没势 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，虚线代表以湮没势 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，理论曲线与实验数据符合得很好，能正确地反映出第一个极小的位置，且表现出剧烈的振荡特性，但理论曲线极小的深度比实验的深。在弹性散射的研究中也有类似情况。在另外两个激发态的情况也类似。这可能是

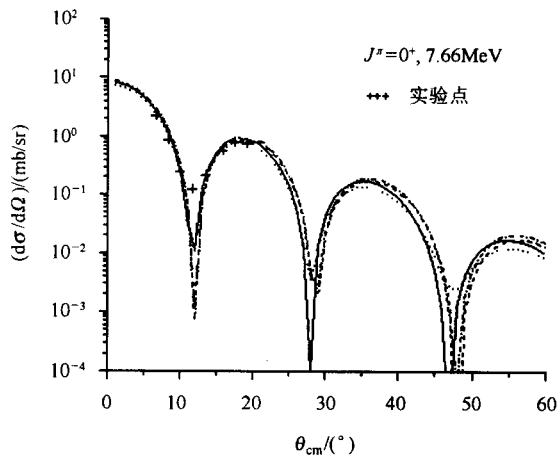


图 2 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 0^+ 激发态的计算结果和实验数据

忽略了长程库仑势的结果。

图 3 给出 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 3^- 态激发时微分截面的计算结果。实线代表以湮没势 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，虚线代表以湮没势 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，理论计算结果也与实验数据符合得较好，仅第二个极大处微分截面的理论值稍偏高，第一个谷处理论值显得较深。但我们注意到，超过 30° 散射角实验点的误差相当大。用微观光学模型的计算也有类似的情况发生^[3,4]。对质子-核散射的分析，在比较大的角度，也有同样的情况发生^[12,19]。这可能是由于在所使用的跃迁密度中，核的某些结构特性没有考虑在内。

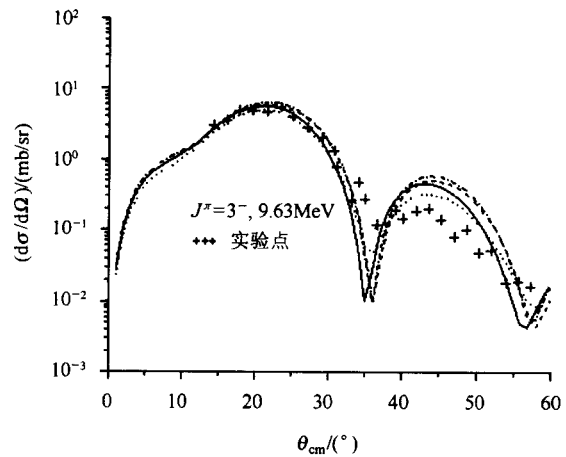


图 3 $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ 3^- 激发态的计算结果和实验数据

综合上面的分析，得到结论：

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甚好。可以预期：只要适当地选取势参数，以文献[6]给出的 3 种湮没势作为基本输入都能得到甚好的结果。

参考文献 (References)

- 1 Garreta D et al. Phys. Lett., 1984, **B135**:266; **B149**:64
- 2 Garreta D. Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era. ed. Gastaldi U et al. Gif-sur-Yvette: Edition Frontieres, 1985. 599
- 3 Dover C, Millener D J. Antinucleon and Nucleon-Nucleus Interaction. ed. Walker G E et al. New York: Plenum Press, 1985. 25
- 4 Adachi S, Geramb V G. Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. ed. Geramb H V. Lecture Notes in Phys. 243, Berlin: Springer, 1985. 323
- 5 Lemaire M C et al. Nucl. Phys., 1986, **A456**:557
- 6 Green A M. Quarks and Nuclei. World Scientific: Weise W, 1984. 569
- 7 GU Yun-Ting. Journal of Qingdao University, 1997, **Supp.**:30(in Chinese)
(顾运厅. 青岛大学学报, 1997年, 增刊:30)
- 8 Glauber R J. Lectures in Theoretical Physics Vol. I. ed. Brittin W E, Dunham L H. New York: Interscience, 1959. 414
- 9 Karapetjan V V, Mileev V N, Titarenko N N. Nucl. Phys., 1973, **A203**: 561
- 10 Arenhovel H. Nucl. Phys., 1981, **A358**: 7
- 11 ZHANG Zhen-Qiu et al. Chinese Journal of Nuclear Phys., 1985, **7**: 124
- 12 Saudinos J, Wilkin C. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1974, **21**: 341
- 13 Joachain C J. Quantum Collision Theory. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1983. 603
- 14 TAN Zhen-Qiang, MA Wei-Hsing, GU Yun-Ting. IL Nuovo Cimento, 1990, **A103**(9): 1347
- 15 Bruckner W et al. Phys. Lett., 1985, **B158**:180
- 16 Коидратюк Л А. Ядер Физ. 1978, **27**: 638
- 17 Viollier R D. Ann. of Phys., 1975, **93**: 335
- 18 Mahalanabis J.J. Phys. Nucl. Phys., 1987, **G13**: 925
- 19 Gustafsson C, Lambert E. Ann. Phys., 1978, **111**: 304

Analysis of Three Annihilation Potential and $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$ Inelastic Scattering*

GU Yun-Ting^{1;1)} PENG Ji-Zhu¹ FENG Lu-Yan¹ LÜ Lian-Zhong¹
TAN Zhen-Qiang¹ MA Wei-Xing²

1 (Department of Physics, Guangxi University, Nanning 530004, China)

2 (Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract The inelastic scattering of antiproton ($p_{\text{lab}} = 600\text{MeV}/c$) by ${}^{12}\text{C}$ leading to the excitation of the three 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 three lowest normal parity $T = 0$ states in ${}^{12}\text{C}$ at 4.44MeV ($J^\pi = 2^+$), 7.66MeV ($J^\pi = 0^+$), and 9.63MeV ($J^\pi = 3^-$) by $600\text{MeV}/c$ 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 using the elementary two-body amplitudes comparatively.

Key words Glauber theory, antiproton, inelastic scattering, annihilation potential, the transition densities

Received 27 March 2003, Revised 25 June 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10247004), Science Foundation of Guangxi University (X022015)

1) E-mail: gyting@gxu.edu.cn