

# 低能反质子的核散射与 Glauber 理论\*

李扬国

(汕头大学物理系 广东 515063)

张禹顺

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1994-01-12 收稿

## 摘 要

运用 Glauber 多次散射理论,分析低能量反质子与  $^4\text{He}$  核的弹性散射微分截面的实验结果。看到反质子能量低到 19.6MeV 时,多次碰撞的特征仍然是主要的。用光学模型的计算和比较,也得到相同的结论。

**关键词** 反质子,弹性散射, Glauber 理论,光学势。

## 1 引 言

通过近十年来实验上不断的努力和一些理论工作的分析<sup>[1-4]</sup>,已经对反质子与原子核散射的主要特点有了较多的认识。由于反质子与核子的相互作用力和核子与核子的相互作用力间巨大不同,导致了它们与核的散射呈现不同的现象<sup>[5]</sup>。特别在低能量时,这种差异更为突出。如几十 MeV 能量的核子-核散射,呈现的是稀松的衍射花纹。理论上认为是一次直接碰撞后发生的散射。若能量下降到十几 MeV 或更低时,散射角分布呈各向同性,而被认为出现复合核结构<sup>[6]</sup>。但反质子在这些能区中,却呈现明显,甚至是强烈的衍射花纹。最近西欧核子研究中心(CERN)用很低能量(19.6MeV)的反质子束对氦核的弹性散射角分布测量<sup>[7]</sup>,仍见到呈现明显的朝前峰,并出现波谷、波峰的衍射花纹。这是核子-核散射不可能有的现象。以前的研究认为由于反质子与核子具有很强的吸引力,甚至很大的吸收湮没现象,引发了反质子与核的散射具有强烈的多次碰撞现象<sup>[8]</sup>。这种多次碰撞的理论描述,当反质子能量下降到 50MeV 附近时,仍然认为正确<sup>[4]</sup>。对于更低能量下,反质子与核的散射是否仍具有多次散射的现象?是有待回答的问题。本文将通过运用 Glauber 多次散射理论,来讨论低能量下反质子与氦核的弹性散射微分截面。Glauber 理论的优点在于它直接地,只要确定二体的基本散射振幅,在朝前近似和多次碰撞的框架下,便获得多次散射振幅。除了描述核结构的密度函数外,无任何自由参数。因此,它能明确地显示散射是否是多次碰撞的结果。在第二节中,将简要地给出反质子与

\* 国家自然科学基金资助。

'He 核在 Glauber 理论下的多次散射振幅。在第三节中,给出一些计算结果。其中,除了 Glauber 的理论结果外,还有在光学模型下的微分截面的计算。其目的,不仅为了比较不同模型的优缺点,而且由于光学势来自多次碰撞的结果,显示出反质子-核散射机制的一致性。最后是讨论。

## 2 Glauber 理论的散射振幅

反质子和  $A$  个核子组成的原子核的散射振幅,在 Glauber 多次散射理论下可以表为<sup>[8,9]</sup>

$$F_{i,i}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left\langle \varphi_{J_i M_i}(A) \left| 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)] \right| \varphi_{J_i M_i}(A) \right\rangle, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{b}$  是碰撞参数,  $\mathbf{q}$  是入射反质子的动量传递,  $\mathbf{s}_i$  是第  $i$  个核子坐标在碰撞参数面的投影,  $\Gamma_i$  是单核子剖面函数,它与二体散射振幅的关系为:

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

这里  $f(q)$  是  $\bar{p}N$  的基本振幅。Glauber 理论适用条件是朝前散射振幅为主。一般  $f(q)$  可参数化为如下形式:

$$f(q) = \frac{ik\sigma(1-i\epsilon)}{4\pi} e^{-\frac{1}{2}\beta^2 q^2}, \quad (3)$$

其中  $\sigma$  是  $\bar{p}N$  的总截面,  $\epsilon$  是  $\bar{p}N$  朝前振幅的实、虚比值,  $\beta$  是斜率参数。若只讨论弹性散射,核的初、末态结构一样,  $\Psi_{J_i M_i}^*(A) \Psi_{J_i M_i}(A)$  可取为一个密度函数  $\rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A)$ 。

为了计算的方便,若忽略核子-核子关联,可取为  $\prod_{i=1}^A \rho_0(\mathbf{r}_i) \rho_0(\mathbf{r})$  是在核基态中核子的平均密度函数。Glauber 理论的散射振幅的各种演算方法,在作者或其他人的工作中都有详尽的结果。这里只想给出关于  $\bar{p}$ -<sup>4</sup>He 弹性散射的结果。<sup>4</sup>He 的单核子密度可从电子散射的形状因子  $S_0(q)$  确定。它的傅氏变换便是核子的密度函数,从拟合电子-<sup>4</sup>He 散射的形状因子,可得双高斯型的  $\rho_0(r)$ <sup>[8]</sup>:

$$\rho_0(r) = N(e^{-\kappa_1^2 r^2} - C e^{-\kappa_2^2 r^2}), \quad (4)$$

其中  $N$  为归一化常数,  $\kappa_1, \kappa_2, C$  是拟合参数,它的取值将在下面计算时给出。用(3)式的  $f(q)$  和(4)式的  $\rho(r)$ , 经过演算,最后导出:

$$\begin{aligned} F_{i,i}(q) = & \frac{-ik}{2} \sum_{m=1}^4 \sum_{n=1}^m \left( \frac{-\sigma(1-i\epsilon)}{2\pi} E_1 \right)^m A_1^n \frac{1}{[nE_1 + (m-n)E_2]} \\ & \cdot \left( A_2 \frac{E_2}{E_1} \right)^{m-n} \frac{4}{(4-m)! n! (m-n)!} \\ & \cdot e^{-q^2/[4(nE_1 + (m-n)E_2)]}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中:

$$A_1 = \frac{\kappa_2^3}{(\kappa_2^3 - C\kappa_1^3)}; \quad A_2 = \frac{C\kappa_1^3}{(\kappa_2^3 - C\kappa_1^3)}.$$

$$E_1 = \frac{\kappa_1^2}{1 + 2\beta^2\kappa_1^2}, \quad E_2 = \frac{\kappa_2^2}{1 + 2\beta^2\kappa_2^2}$$

式(5)中  $m$  为反质子多次碰撞的次数。这个散射振幅没有自由参数。最后,弹性散射微分截面可表为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \Theta(q) |F_{ii}(q)|^2, \quad (6)$$

其中  $\Theta(q) = e^{q^2/\beta\kappa_1^2}$  是核多体结构的质心修正因子。

### 3 计算结果

这里计算的  $\bar{p}$ - ${}^4\text{He}$  弹性散射的入射能量分别为 19.6MeV 和 179.6MeV。首先要知道在该能量下的二体  $\bar{p}N$  振幅的三个参数值。现把计算用的数值列于表 1 中。这些值来自二体  $\bar{p}N$  实验<sup>[10,11]</sup>。在低能区的反质子与核子的散射实验中,它的总截面满足如下的经验公式<sup>[12]</sup>

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{mb}) = 54/p_{\text{lab}}(\text{GeV}/c) + 66. \quad (7)$$

19.6MeV 的总截面,便是用(7)式计算得到的。单粒子密度  $\rho_0(r)$  的三个参数值,也同时列于表 1 中。这些参数对应于  ${}^4\text{He}$  的平均半径为  $R = 1.7\text{fm}$ , 合乎正常值。

表 1 二体  $\bar{p}N$  散射振幅和核子密度参数

动能 $T$ MeV	动量 $P$ MeV/c	$\sigma$ mb	$\epsilon$	$\beta^2$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\kappa_1^2$ fm <sup>-2</sup>	$\kappa_2^2$ fm <sup>-2</sup>	$C$
179.6	607	170	0.2	20	0.49	3.6	0.48
19.6	192	340	0.25	25.6	0.49	3.6	0.48

用这些数值和 (5), (6) 式, 不难算出 Glauber 理论下  $\bar{p}$ - ${}^4\text{He}$  的弹性散射微分截面。计算的结果画于图 1 和 2 中的实线。

我们还用反质子光学势, 在分波法严格计算下, 算得这些能量下的弹性散射微分截面。这些计算结果也分别画于图 1, 2 中, 在虚线标示, 这个光学势取 Saxon-Wood 型

$$U^{(\text{opt})}(r) = V_0 f_v(r) + iW_0 f_w(r), \quad (8)$$

其中

$$f_j(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R_j)/a_j}}, \quad j = v \text{ 或 } w \quad (9)$$

$R_j = r_j A^{1/3}$ 。这个光学势强度与二体  $\bar{p}N$  振幅的关系, 在以前的文章中已导出<sup>[3]</sup>。即

$$\begin{aligned} V_0 &= \hbar v_N \frac{\sigma}{2} \rho_0 \epsilon, \\ W_0 &= \hbar v_N \frac{\sigma}{2} \rho_0. \end{aligned} \quad (10)$$

它们也是从多次散射的理论推导而获得的。这里的  $v_N$  为入射反质子的速度。 $\rho_0$  是核中核子的平均密度, 取  $\rho_0 = 0.16(\text{fm})^{-3}$ 。表 2 列出了计算所用的光学势参数, 其中  $W_0$  和  $V_0$ 。

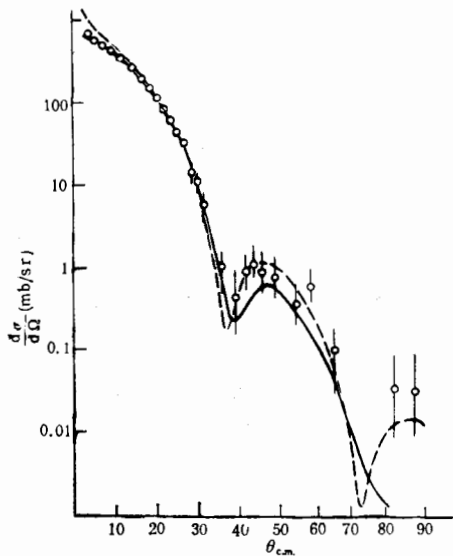


图 1  $E_{\bar{p}} = 179.6 \text{ MeV}$  的  $\bar{p}$ - ${}^4\text{He}$  弹性  
散射微分截面  
实线是 Glauber 理论计算. 虚线是光学模型计算.  
 $\bar{\sigma}$  为实验值.

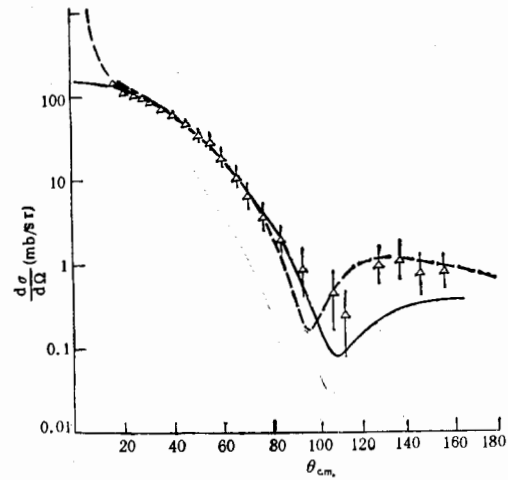


图 2  $E_{\bar{p}} = 19.6 \text{ MeV}$  的  $\bar{p}$ - ${}^4\text{He}$  弹性散  
射微分截面  
实线是 Glauber 理论计算. 虚线是光学模型计算.  
 $\bar{\sigma}$  为实验值.

表 2 反质子与  ${}^4\text{He}$  的光学势参数

$E_{\bar{p}}$ MeV	$W_0$ MeV	$V_0$ MeV	$r_N$ fm	$r_p$ fm	$a_w$ fm	$a_v$ fm
179.6	140	40	1.05	1.2	0.5	0.5
19.6	110	40	1.05	1.0	0.5	0.5

的值是由表 1 的参数和(10)式确定的。图 1,2 还给出了实验的数值。这组实验测量的角度很广阔,特别是 19.6MeV,它几乎在全角度内进行测量。为此,我们的计算,也跑遍了所有的实验取值范围。二种不同理论模型所计算的结果,在前半球,几乎都与实验吻合。

## 4 讨 论

理论计算与实验比较,首先看到 Glauber 多次散射理论相当好地描绘了实验的结果。对 179.6MeV,在  $70^\circ$  以前几乎与实验重合,只是第二个峰值及大角度处,计算值偏小,对于 19.6MeV,在  $90^\circ$  前与实验一致,后半球略低,同时也描绘了谷的出现。Glauber 理论的近似条件,在大角度符合欠佳、偏低,这是属于理论的极限性。用较简单的核结构、忽略  $\bar{p}N$  振幅的自旋依赖的贡献,仍能较好地描写实验结果,说明反质子的散射机制以多次碰撞为主。即使入射能量低到 20MeV 以下,多次碰撞特征仍然明显。与低能质子-核散射的机制不尽相同,更不可能用复合核模型来描述<sup>[6]</sup>。需要指出,这里计算用的 Glauber 散射振幅式子(6)是逐次碰撞相干叠加的。需要考虑各次碰撞后,才有如图的结果,能符合

实验。这表明反质子与核的散射,在本文所给出的低能区仍是多次碰撞为主。

低能反质子能被 Glauber 理论所描述和  $pN$  散射振幅特点密切相关。 $pN$  振幅的特点在低能时仍具有强烈朝前峰<sup>[9]</sup>。而且可用(3)式描述。但质子-核子的  $pN$  散射振幅,实验上入射能量在百 MeV 时已是各向同性<sup>[9]</sup>。再从表 1 中  $pN$  散射的斜率参数看,  $\beta^2$  的值很大,而且随反质子的能量降低趋于增大。与高能量的质子-核子  $pN$  的  $\beta^2$  (它不超过  $6(\text{GeV}/c)^2$ ) 比,低能反质子的  $\beta^2 \sim 25.6(\text{GeV}/c)^2$ , 约为它的 4 倍,表明反质子与核散射可以有中能区质子-核散射所具有的特点。粒子的平均自由程  $\lambda$  与总截面成反比。表 1 或(7)式也显示反质子的  $\sigma$ , 随能量下降而上升。且比核子-核子的  $\sigma$ , 高出几倍。即低能反质子在核中的平均自由程很短,发生多次碰撞的机会大大地增强了。

光学势所计算得到的微分截面与实验吻合更为优好。不单在 Glauber 理论能很好描述的前半球区,就是在大角度处,衍射花纹的峰、谷位置都达到令人满意的程度。严格求解在光学势下的 Schrödinger 方程能够在全角度内与实验吻合,说明了给出的光学势能反映反质子与原子核的整体地、平均的相互作用。这个光学势的强度是建立在多次散射的 KMT 理论。因此它也反映了低能反质子在核中发生多次碰撞。仍然在低能的情况,核中核子运动的因素会显得重要起来。但本文只讨论弹性散射微分截面这个不灵敏,反映平均效应的物理量。因此,更为高级的效应,有待于一些灵敏性的实验,如极化度,旋转函数的测量及分析。在光学势的计算中,这里考虑了库仑势,因此在小角度处光学势的微分截面很大。而在 Glauber 理论计算中,为了获得解释性的散射振幅而忽略库仑力。但并不影响和改变多次碰撞的结论。

在我们以前及其他作者的工作中<sup>[3,4]</sup>,看到从高能区(GeV)到中能区(百 MeV)直到低能区(几十个 MeV)反质子都发生多次碰撞现象。这里看到在轻核系统中,在反质子能量低于 20MeV 时,仍然多次碰撞为主。看来,除非在极低能量下,反质子被核全吸收后湮没出现蒸发现象。反质子与原子核的碰撞在很广阔的能区中可统一地用多次碰撞理论来描述。

### 参 考 文 献

- [1] D. Garreta et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984) 266; **139B**(1984) 468; **149B**(1984) 64; **151B**(1985)473.
- [2] S. Janouin et al., *Nucl. Phys.*, **A451**(1986) 541.
- [3] 李扬国,高能物理与核物理,**12**(1988)501;**17**(1993)829.
- [4] O. D. Dalkarov et al., *Nucl. Phys.*, **A445**(1985) 578.
- [5] 李扬国,汕头大学学报(自然科学版)**6**(1991),(2);1.
- [6] H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics, Nuclear Reaction*. John Wiley & Son INC. 1992.
- [7] F. Balestra et al., *AIT Conference Proceeding* 234. Intersection between particle and Nucl. Phys. 1991; 361.
- [8] Li Yangguo et al., *Australia J. Phys.*, **37**(1984) 255.
- [9] 李扬国等,高能物理与核物理,**10**(1986)198.
- [10] G. Bendiscioli et al., *Nucl. Phys.*, **A468**(1987) 669.
- [11] R. Klapisch, *Nucl. Phys.*, **A434**(1985) 222.
- [12] Th. Walcher, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **38**(1988) 67.

## Low-Energy Antiproton-Nucleus Scattering and Glauber Theory

Li Yangguo

*(Department of Physics, Shantou University, Guangdong 515063)*

Zhang Yushun

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica Beijing 100039)*

Received January 12, 1994

### Abstract

Using the Glauber Multiple scattering theory, we analyse the experimental elastic differential cross section of antiproton- $^4\text{He}$  scattering at low-energy. It is found that the character of multiple collision is still dominant as the antiproton energy is as low as 19.6 MeV. The same conclusion is obtained by comparison with the optical model calculation.

**Key words** antiproton, elastic scattering, Glauber theory, optical potential.