

# 高能质子在 ${}^4\text{He}$ 上的弹性散射和极化

李扬国 刘宪辉 林春灿

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文用包含核子自旋效应的 Glauber 理论, 计算能区在 0.35—23.1 GeV 间的  $p$ - ${}^4\text{He}$  弹性散射和极化角分布, 结果表明, 加上自旋效应之后, 能解释微分截面的实验结果和定性的符合极化角分布。

## 一、前 言

质子与 ${}^4\text{He}$ 的弹性散射角分布的实验, 近年来在比较宽广的一个能区进行了测量<sup>[1]</sup>, 这些实验发现在第一极小值处比早先实验浅得多。同时,  $p$ - ${}^4\text{He}$ 的极化测量的出现<sup>[2]</sup>以及其它一些实验现象向人们显示出, 在研究高能核子与核的多次散射理论中, 最初人们忽略去的核子自旋效应的重要性。同时, 原子核是一个多粒子系统, 这个多粒子系统有它自己的特点, 它随不同的原子核和激发态可以有不同的结构。因此, 研究高能量核子与原子核散射理论时, 人们日渐重视联系核结构来处理多次散射理论<sup>[3,4]</sup>。并期望从实验中获得一些核结构或核物理的信息。

我们在文献[3]中提出了用分离变数的方法处理高能量核子与原子核的多重散射, 在这个方法中, 我们在一定程度上克服了大多数人不能用核波函数来计算多重散射的困难; 并且进一步扩大到包含核子自旋被打翻的研究。本文便是运用这个方法来计算质子在 ${}^4\text{He}$ 上的弹性散射的微分截面和极化。在第二节将导出各次散射振幅的具体结果。第三节给出质子能量从 0.35 GeV 到 23.1 GeV 各个能量下的计算结果。最后作一些讨论。

## 二、质子- ${}^4\text{He}$ 散射的多次散射振幅

我们是在 Glauber 的理论下研究核子与核的多次散射理论。为了解释  $p$ - ${}^4\text{He}$  的弹性散射角分布及极化现象, 我们曾经指出核子-核子散射振幅应包含自旋打翻项<sup>[3]</sup>, 即取如下的形式:

$$f_j(\mathbf{q}) = A(\mathbf{q}) + C(\mathbf{q})(\sigma_0 + \sigma_j) \cdot \mathbf{n}, \quad (1)$$

其中  $\sigma_0, \sigma_j$  分别为入射核子、靶核中第  $j$  个核子的自旋算符,  $\mathbf{n} = \mathbf{k}_i \times \mathbf{q}$ , (1)式中  $A(\mathbf{q})$  项是自旋无关项,  $C(\mathbf{q})$  项为自旋打翻项, 它们分别有如下的形式:

$$A(\mathbf{q}) = \frac{ik\sigma}{4\pi} (1 - i\rho) e^{-\beta^2 q^2/2}, \quad (2)$$

$$C(\mathbf{q}) = \frac{ik\sigma}{8\pi m} (i + \rho_s) e^{-\delta^2 q^2/2}, \quad (3)$$

其中  $\sigma$  为核子-核子散射总截面,  $\rho$  及  $\rho_s$  为相应散射振幅的虚部和实部的比,  $\beta^2, \delta^2$  为斜率参数.

在文献[3]中,我们讨论了在  $f_i(\mathbf{q})$  为(1)的形式下,即包含了自旋打翻项时, Glauber 多重散射振幅  $F_{fi}(\mathbf{q})$  的处理方法. 它可以简化为:

$$\begin{aligned} F_{fi}(\mathbf{q}) &= F_{fi}^A(\mathbf{q}) + F_{fi}^C(\mathbf{q}) + \sigma_0 \cdot \hat{n} \cdot F_{fi}^D(\mathbf{q}) \\ &= \sum_{n=1}^A F_{fi}^{(n)A}(\mathbf{q}) + \sum_{n=1}^A F_{fi}^{(n)C}(\mathbf{q}) + \sigma_0 \cdot \hat{n} \sum_{n=1}^A F_{fi}^{(n)D}(\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $F_{fi}^A(\mathbf{q})$  是核子散射振幅与自旋无关时的振幅,  $F_{fi}^C(\mathbf{q})$  是偶数次,  $F_{fi}^D(\mathbf{q})$  是奇数次核子自旋被打翻时的振幅.  $\hat{n} = \hat{k}_i \times \hat{k}_f$ , 上足号  $n$  表示碰撞次数. (4) 式中各项的数学表示式均在文献[3]中第二节, 在这里不再重复地写出来. 需要指出的是, 在把 Glauber 多次散射振幅化成(4)式时, 我们并不对核的初态  $\Psi_i$ 、末态  $\Psi_f$  取任何的简化假设. 即我们保留着用  $\Psi_i, \Psi_f$  来计算各次散射的多体矩阵元  $S_{fi}^{(n)A}(\mathbf{q}), S_{fi}^{(n)C}(\mathbf{q}), S_{fi}^{(n)D}(\mathbf{q})$  ( $n=1, 2, \dots$ ), 从而算出  $F_{fi}^A(\mathbf{q}), F_{fi}^C(\mathbf{q}), F_{fi}^D(\mathbf{q})$ , 最后给出角分布及极化的理论值. 下面, 我们便要通过对  ${}^4\text{He}$  的基态波函数, 来导出  $p$ - ${}^4\text{He}$  的多次散射的弹性道振幅, 我们希望通过计算结果与实验的比较, 看看自旋效应的重要性. 为此, 我们先简单地取包含有自旋态的  ${}^4\text{He}$  基态波函数为:

$$\Psi_{000} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 e^{-\frac{1}{2}\alpha^2 \sum_{i=1}^4 r_i^2} \varphi_{00} \quad (5)$$

$$\varphi_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \varphi_{10}(12)\varphi_{10}(34) - \varphi_{01}(12)\varphi_{01}(34) \}. \quad (5.1)$$

$\varphi_{00}$  是四个核子处于自旋、同位旋空间全反对称的波函数.  $\varphi_{S_1 T_1}(i, j)$  是  $i, j$  两核子自旋为  $S_1$ , 同位旋为  $T_1$  的波函数. (5) 式下足标 000 是指  $L, S, T$  都为零. (5) 式波函数坐标空间是全对称的. 这样选取的  ${}^4\text{He}$  基态是认为它填满 (1S) 壳. 用(5)式的  ${}^4\text{He}$  结构波函数, 不难计算出(4)式中的弹性散射振幅.

首先, (5) 式坐标空间的波函数是以简谐振子的波函数为基, 它很容易变换到我们上述  $n$  个核子的质心和相对坐标. 这样  $n$  体矩阵元的积分变数分离开. 同时, 我们发现(5)式波函数情况下, 分离变数后的积分不难解析地积出来. 这里不必讨论这些冗长的积分, 而只给出积分后整理的振幅.

其次, 在计算自旋打翻项时, 还要计算  $(\sigma_1 \cdot \sigma_2)$  作用于自旋空间, 很易算得:

$$\langle \varphi_{00} | (\sigma_1 \cdot \sigma_2) | \varphi_{00} \rangle = -1. \quad (6)$$

这样, 质子在  ${}^4\text{He}$  上弹性散射的多重散射振幅为:

$$F_{fi}(q) = F_{fi}^A(q) + F_{fi}^C(q) + \sigma_0 \cdot \hat{n} F_{fi}^D(q), \quad (7)$$

其中

$$F_{ii}^{(1)C}(q) = \frac{ik}{2\alpha^2} (1 + 2\alpha^2\beta^2) \sum_{n=1}^4 \binom{4}{n} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \left[ \frac{\sigma(1-i\rho)\alpha^2}{2\pi(1+2\alpha^2\beta^2)} \right]^n e^{-\frac{(1+2\alpha^2\beta^2)}{4\alpha^2} q^2}, \quad (8)$$

$$F_{ii}^C(q) = \sum_{n=2}^4 F_{ii}^{(n)C}(q), \quad (9)$$

$$F_{ii}^{(2)C}(q) = \frac{2ik\sigma^2(i+\rho_s)^2\alpha^2}{(8\pi m)^2(1+2\alpha^2\delta^2)} e^{-\frac{(1+2\alpha^2\delta^2)}{8\alpha^2} q^2} \left[ \frac{q^2}{2} - \frac{2}{\delta^2} + \frac{2}{(1+2\alpha^2\delta^2)\delta^2} \right], \quad (9.1)$$

$$F_{ii}^{(3)C}(q) = \frac{32ik\sigma^3(1-i\rho)(i+\rho_s)^3\alpha^4}{(4\pi)^3(2m)^2(1+2\alpha^2\beta^2)(3+2\alpha^2\xi^2)} \left[ \frac{1}{\xi^2} - \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\delta^2(1+2\alpha^2\delta^2)} \right. \\ \left. - \frac{3}{\xi^2(3+2\xi^2\alpha^2)} + \left( \frac{\beta^4}{\xi^4} + 2\frac{\beta^2}{\xi^2}c + c^2 \right) q^2 \right] \\ \times \exp \left\{ - \left[ \frac{1+6\alpha^2\beta^2\delta^2/\xi^2}{12\alpha^2} + \frac{3\xi^2\sigma}{4(3+2\xi^2\alpha^2)} \right] q^2 \right\}, \quad (9.2)$$

$$F_{ii}^{(4)C}(q) = \frac{-8ik\sigma^4(1-i\rho)^2(i+\rho_s)^2\alpha^6}{(4\pi)^4(2m)^2(\beta^2+\delta^2)(1+2\alpha^2\beta^2)(1+2\alpha^2\delta^2)[1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)]} \\ \times \left[ \frac{1-2\alpha^2\beta^2}{1+2\alpha^2\beta^2} - \frac{1}{1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)} + \frac{(\beta^2+\delta^2)(1+2\alpha^2\beta^2)^2}{16[1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)]^2} q^2 \right] \\ \times \exp \left[ - \frac{1+2\alpha^2(\beta^2+\delta^2)+4\alpha^4\beta^2\delta^2}{16\alpha^2[1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)]} q^2 \right]. \quad (9.3)$$

其中  $\xi^2 = 2\beta^2 + \delta^2$ ;  $\sigma = \frac{2}{3} - \frac{2\beta^2}{2\beta^2 + \delta^2}$ ;  $c = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{3 + 2\xi^2\alpha^2}$

$$F_{ii}^D(q) = \sum_{n=1}^4 F_{ii}^{(n)D}(q), \quad (10)$$

$$F_{ii}^{(1)D}(q) = \frac{ik\sigma}{2\pi m} (i+\rho_s) q e^{-\frac{1+2\alpha^2\delta^2}{4\alpha^2} q^2}, \quad (10.1)$$

$$F_{ii}^{(2)D}(q) = \frac{-12ik\sigma^2(1-i\rho)(i+\rho_s)\alpha^2}{(4\pi)^2(2m)[1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)]} \left[ 1 - \frac{(\delta^2-\beta^2)\alpha^2}{2[1+2\alpha^2(\beta^2+\delta^2)]} \right] q \\ \times \exp \left\{ - \frac{1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)}{8\alpha^2} q^2 + \frac{\alpha^2(\delta^2-\beta^2)^2}{8[1+\alpha^2(\beta^2+\delta^2)]} q^2 \right\}, \quad (10.2)$$

$$F_{ii}^{(3)D}(q) = \frac{48ik\sigma^3(1-i\rho)^2(i+\rho_s)\alpha^4}{(4\pi)^3(2m)(1+2\alpha^2\beta^2)[3+2\alpha^2(2\delta^2+\beta^2)]} \\ \times \left[ \frac{\beta^2}{2\delta^2+\beta^2} - \frac{3\sigma_1}{3+2\alpha^2(2\delta^2+\beta^2)} \right] q \\ \times \exp \left[ - \frac{1+6\alpha^2\beta^2\delta^2/(2\delta^2+\beta^2)}{12\alpha^2} q^2 \right], \quad (10.3)$$

$$F_{ii}^{(4)D}(q) = - \frac{2ik\sigma^4(1-i\rho)^3(i+\rho_s)\alpha^6}{(4\pi)^4(2m)(1+2\alpha^2\beta^2)^3} q e^{-\frac{1+2\alpha^2\beta^2}{16\alpha^2} q^2}, \quad (10.4)$$

其中

$$\sigma_1 = \frac{2}{3} - \frac{2\delta^2}{2\delta^2 + \beta^2}$$

由于 ${}^4\text{He}$ 的核子自旋、同位旋空间是全反对称的结构,  $S_{ii}^{(s)D_2}(q)$ ,  $S_{ii}^{(s)D}(q)$  矩阵元为0, 上式各次散射振幅除  $F_{ii}^{(s)D}(q)$  外是  $\beta^2 \approx \delta^2$  时的结果。一般而言,  $\delta^2 - \beta^2$  是个小量, 它比例于  $\sigma$  或  $\sigma_1$ , 故四次项略去  $\sigma_1$  的贡献影响很小。同时,  $F_{ii}^{(s)C}(q)$ ,  $F_{ii}^{(s)D}(q)$  中略去四个核子自旋全被打翻的项, 它在量级上要小得多。这样, 弹性散射微分截面为:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi}{k^2} |F_{ii}(q)|^2, \quad (t = -q^2) \quad (11)$$

极化角分布为:

$$P(t) = \frac{2\text{Re}[(F_{ii}^A(q) + F_{ii}^C(q))^* \cdot F_{ii}^D(q)]}{|F_{ii}(q)|^2}. \quad (12)$$

用(8),(9),(10)各类的多次散射振幅代入(11),(12)式, 使得  $p\text{-}{}^4\text{He}$  的弹性散射微分截面和极化。在计算振幅时, 还要考虑 ${}^4\text{He}$  质心关联对散射角分布的影响, 这点只要在散射振幅  $F_{ii}(q)$  中乘上  $e^{q^2/16\alpha^2}$  因子。下面, 便是用这样的结果做具体的计算。

### 三、对 $p\text{-}{}^4\text{He}$ 的弹性微分截面和极化的计算

我们用上面导出的式子(8)–(12)计算弹性散射角分布和极化。计算的能量从0.35 GeV 直到 23.1 GeV。在这区间有八个能量的  $p\text{-}{}^4\text{He}$  角分布和中能区极化角分布。在计算时先要知道核子-核子散射振幅。它多数是从实验获得的。我们用的是  $p\text{-}p$  散射和  $p\text{-}n$  散射平均的结果。这些参数列在表1中, 自旋有关项  $C(q)$  的参数, 目前从实验信息中了解得极少, 多从理论外推而得。因此,  $\rho_c$ ,  $\delta^2$  的数值我们参照[5]、[6]等人所用的结果。 ${}^4\text{He}$  核的参数我们取  $\alpha^2 = 0.535\text{f}^{-2}$ 。

表1 核子-核子散射振幅参数

能量(GeV)	参数	$\sigma(\text{mb})$	$\rho$	$\rho_c$	$\beta^2(\text{GeV}/c)^{-2}$	$\delta^2(\text{GeV}/c)^{-2}$
0.35		28	0.35	1	1.2	3
0.58		37	-0.1	0.9	3	6.2
0.72		40	-0.2	0.7	4.46	6.2
1.05		44	-0.26	0.65	5.6	8.5
1.24		44	-0.275	0.6	5.6	8.5
23.1		39	-0.2		12.2	

我们先讨论中能区(1 GeV 以下)的弹性散射微分截面。实验上, 能量相近时结果很接近。以横坐标  $t$  作图, 在整个能区也极相似。图1是1.05 GeV 时的角分布, 这是近来人们常常提到的实验, 因为近年不只在实验室中证实它与早先的实验<sup>[7]</sup>不一致, 主要在谷处明显地变浅了。在图1中我们给出六条曲线, 它们分别考虑到各次碰撞项以及自旋打翻项贡献的结果。我们看到在实验的角度内, 只考虑到二次碰撞项是不够的, 更高次项不能忽略。相对而言, 四次散射项的贡献很小。由于计算结果相似, 在图2–4中我们不再给出所有的曲线。在仅仅考虑自旋无关项时, 我们看到计算的结果出现一个较深的

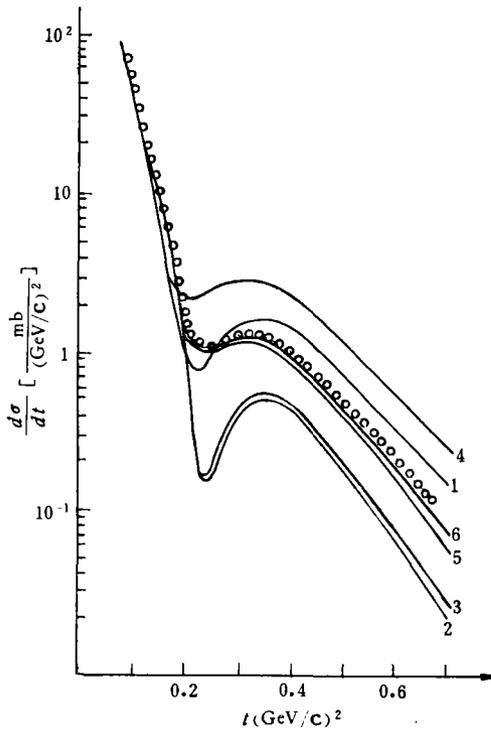


图 1 1.05 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射微分截面的理论计算曲线。曲线 1、2、3 分别为不考虑自旋效应时加到二次、三次、四次碰撞的结果；曲线 4、5、6 分别为包含自旋项加到二次、三次、四次碰撞项的结果； $\circ\circ\circ\circ$  是实验值

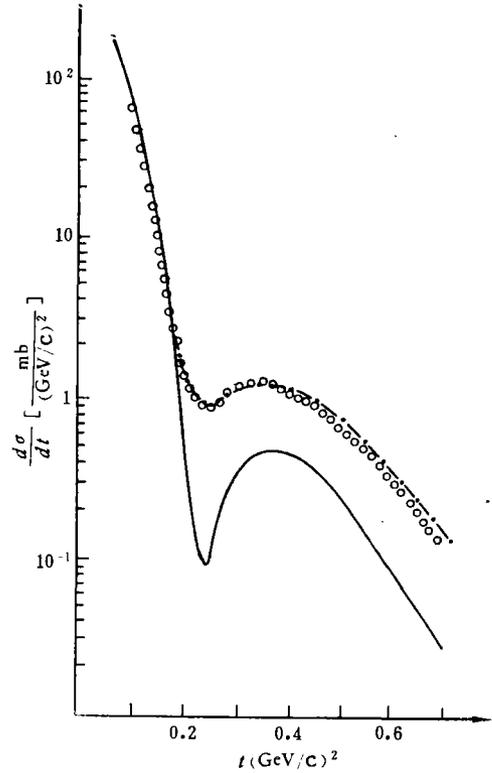


图 2 0.72 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射微分截面的理论计算曲线。—— 不考虑自旋效应的结果；- · - · 包含自旋效应的结果； $\circ\circ\circ\circ$  是实验值

谷,而且比实验值小得多,谷的深浅,主要是由二体振幅  $A(q)$  的  $\rho$  值决定。 $\rho$  越小,谷越深。由二体散射实验所给出的  $\rho$  值,虽然在各个能量下有所不同,但都无法使这个谷变浅。但考虑了自旋项  $C(q)$  后,理论的计算与实验的结果符合得相当不错。特别从第一个谷以后,我们见到谷显著地变浅了。从(9)、(10)式看出振幅除了随  $q^2$  指数下降的因子外,还有随  $q$ 、 $q^2$  上升的多项式。在谷处,自旋无关项各次碰撞振幅相干相互抵消得最厉害。自旋项的微小贡献,便足以使谷有明显的变化。而且随  $t$  (即随  $q$ ) 的增大越显出自旋项的重要。然而,在小角度处,微分截面主要是由自旋无关的二体振幅  $A(q)$  的斜率  $\beta^2$  和  ${}^4\text{He}$  核的形状因子决定的,  $\beta^2$  越大,下降越陡。我们知道二体振幅随入射能量上升而变陡。这点在  $p$ - ${}^4\text{He}$  的角分布也反映出来。0.35 GeV 的实验,几乎不出现浅谷了,我们的计算也很接近这样的情况。

其次,我们讨论中能区极化角分布。这些极化角分布实验是最近才做出来的。它们的结果有如下特点:在  $t = 0.1$  及  $0.36$   $(\text{GeV}/c)^2$ ,极化有正的极大值。对 0.56 GeV 的情况,  $t \approx 0.23$   $(\text{GeV}/c)^2$  处有一个很尖的伸向负值的深谷,而这个深谷随能量的上升而消失,到 1 GeV 处已几乎消失且所有的极化值都为正。图 5—8 给出了计算的结果并与实验

作比较。我们的计算是包含了各次散射项及自旋效应的结果。很显然  $C(q)\sigma_0 \cdot A$  项不存在时,极化  $P(t)=0$ 。极化角分布的存在,也正好说明在中能区自旋效应是很重要的。我们的计算结果也大致地与实验的变化趋势相似。如二个峰的出现及其位置。极化值为正

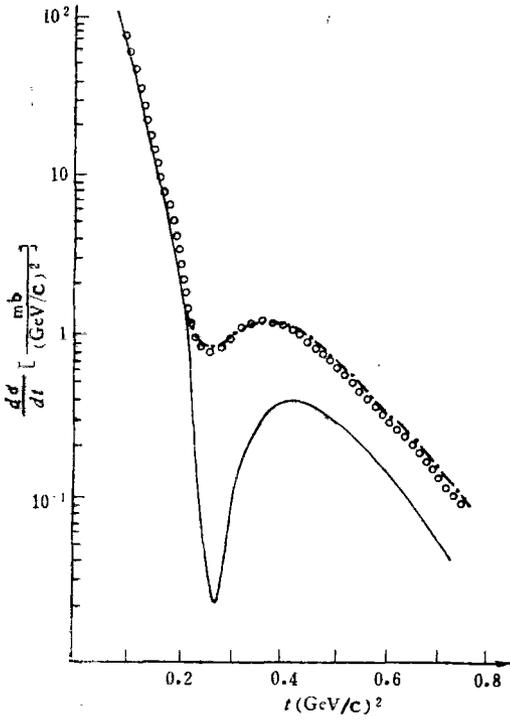


图3 0.58 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射微分截面的理论计算,说明同图2

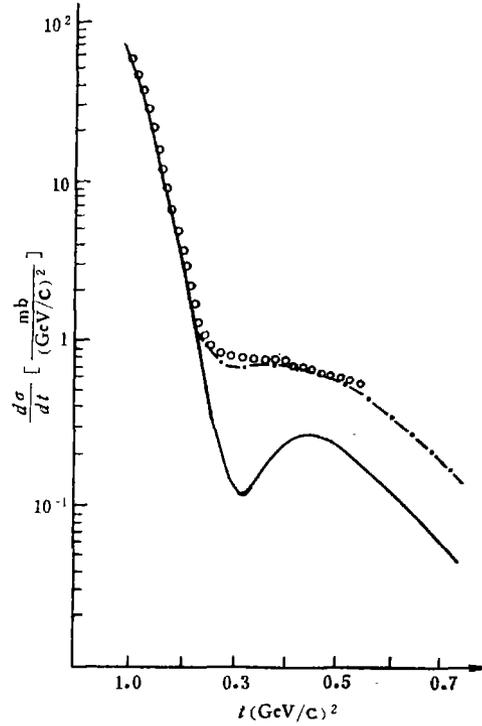


图4 0.35 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射微分截面的理论计算,说明同图2

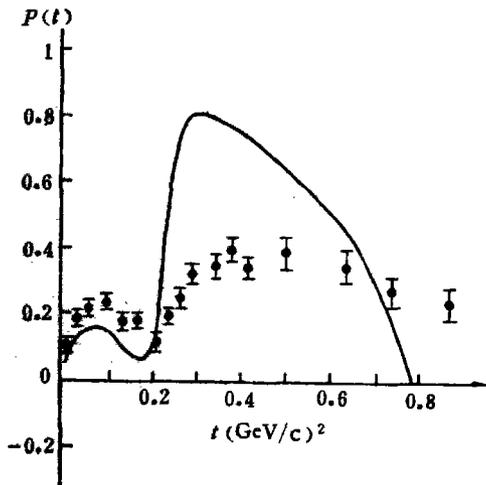


图5 1.24 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核的弹性道极化角分布——理论计算结果

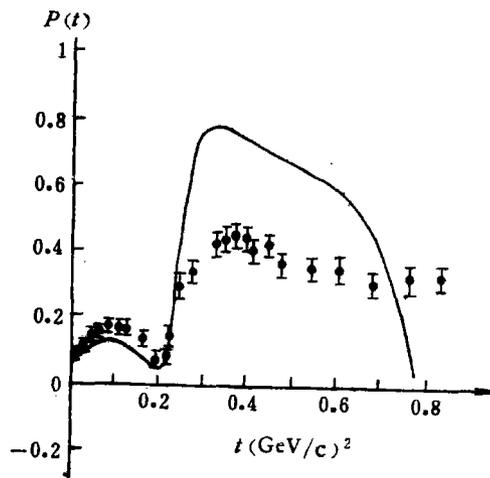


图6 1.05 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核的弹性道极化角分布——理论计算结果

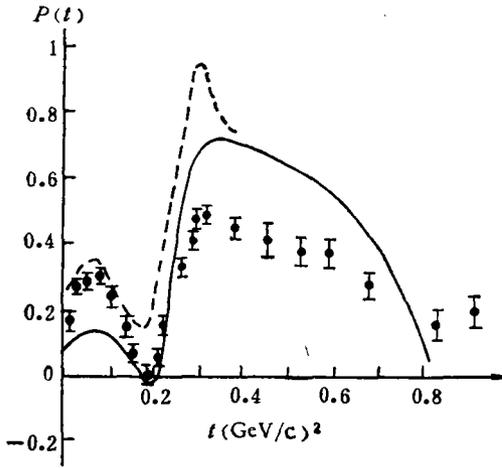


图7 0.72 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核的弹性道极化角分布——理论计算结果；—— J. P. Auger<sup>[13]</sup> 计算结果；实验值是 0.8 GeV 质子的结果

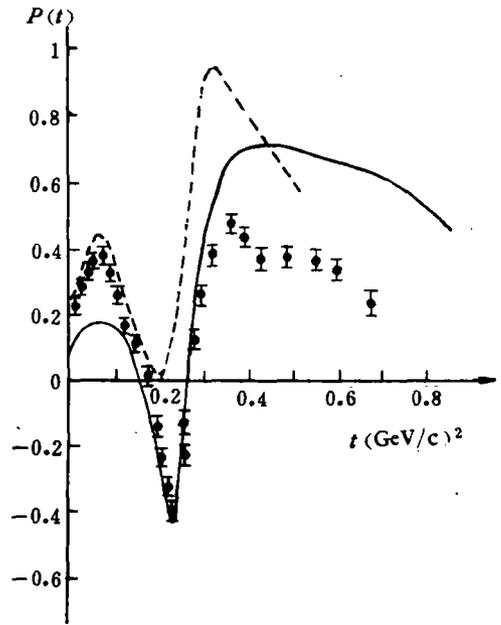


图8 0.58 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核的弹性道极化角分布. 实验值是 0.56 GeV 质子的结果. 说明同图 7

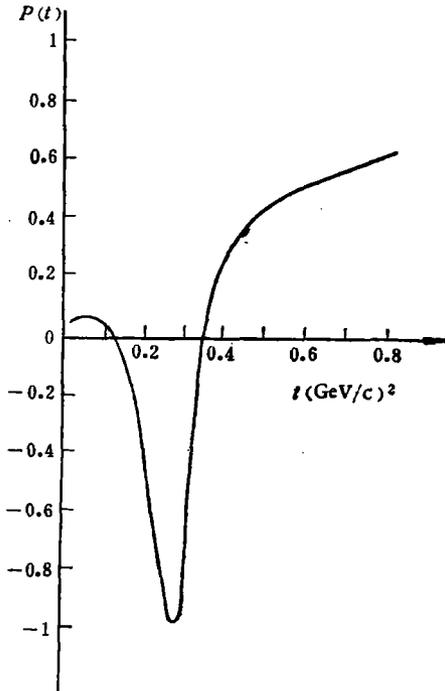


图9 0.35 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性道极化角分布理论计算结果

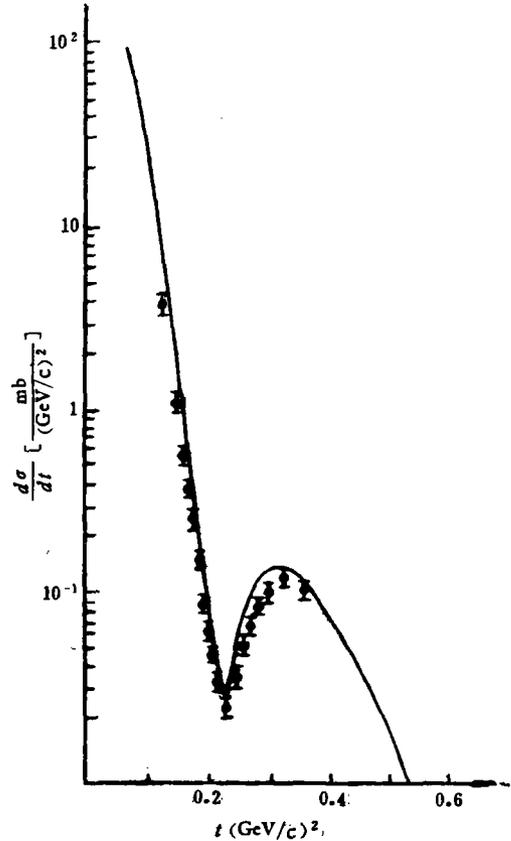


图10 23.1 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射微分截面理论计算与实验的比较, 理论曲线不计自旋效应

值,在 0.58 GeV 情况下,在  $t \approx 0.23 (\text{GeV}/c)^2$  处出现伸向负值的深谷以及这个谷随能量变化而变浅. 应该指出,极化角分布的理论值,随二体振幅的参数变化是极灵敏的. 特别  $\rho_1, \rho_2$  的不大变化会引起理论曲线的较大变化. 我们在  $t \approx 0.3 (\text{GeV}/c)^2$  以后,计算值都很大,而且在谷处有急剧的变化. 这点几乎是当前只考虑核子-核子相互作用的计算的总趋势. 我们在图中也给出前人一些计算结果. 他们都是这样的趋势. 这可能有某些重要因素没有被考虑到. Wallace<sup>[6]</sup>最近认为如在  $p\text{-}^4\text{He}$  散射过程中考虑中间态存在  $N^*$  时,会对极化角分布有较好的符合. 这是值得重视的一个意见. 我们在图 9 中也给出 0.35 GeV 的极化曲线. 这个能量未有实验值,由于这个能量下二体振幅的  $\rho$  变为正值,因此大大改变了曲线的形状. 它的极化角分布有待于实验的结果.

对 23.1 GeV 的角分布. 这个能量的角分布与中能区有很大的不同. 有很深的谷,而且峰值也下降了很多. 用自旋无关的二体振幅便能与实验很好地符合. 图 10 所给出的理论曲线便是自旋无关的结果. 可以认为,在高能情况下自旋效应是不重要的.

#### 四、讨 论

在本文中,我们用文献 [3] 中提出的处理多重散射的方法,选取了  $^4\text{He}$  基态的最简单结构,具体地导出了包含有各次自旋打翻项的多次散射振幅,并用它来讨论  $p\text{-}^4\text{He}$  的微分截面和极化. 高能强子在核中的多次散射的理论研究有不少工作,但由于核多体的困难,很少涉及用具体波函数算出高次散射项,我们在一定程度上克服了这个困难,因此较准确地给出各次散射项. 核结构波函数的不同,对结果会有影响,我们的计算着眼于自旋打翻效应的作用,因此,没有作不同核结构可能引起的变化.

对  $p\text{-}^4\text{He}$  角分布及极化的分析,认为在中能区,自旋效应是不能忽视的. 特别是入射质子的自旋被打翻的情况比起靶核子自旋被打翻更为重要. 因为对偶偶核的弹性散射,靶核子自旋被打翻被限定为成对出现;而入射质子的自旋被打翻却没有这个限制. 因此,它的贡献大得多. 几乎是自旋效应的主要项.

在文献 [8] 中,我们只考虑靶核子自旋被打翻时对角分布的影响,那时我们只认识到自旋效应的重要性,但由于没有考虑入射核子自旋被打翻的情况,因此无法给出极化值,也无法比较那些项是主要项. 在该工作中,所用的参数  $\rho_1$  是早先人们用的参数,这个参数在近年与极化实验的符合上有较大的变动,即符号也变了号. 在本文我们也用新的  $\rho_1$  才能得到极化的定性结果,同时,强度也要减弱.

我们的计算分析是很初步的,定性地指出在中能区自旋效应很重要,不仅低次散射项不能忽略,高次散射项同样不能忽略. 这一点常常由于计算的麻烦而被忽视. 而在高能区自旋效应可能是不重要的.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] E. Aslanides et al., *Phys. Lett.*, 68B(1977), 221; G. Igo, Proceedings of the Sixth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure (1975), 63.
- [ 2 ] R. Klem et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977), 1272.
- [ 3 ] 李扬国、张禹顺、林春灿, 高能物理与核物理, 2 (1978), 526.
- [ 4 ] Y. Abgrall, J. Labrousque and B. Morand, *Nucl. Phys.*, A271 (1976), 477.
- [ 5 ] J. P. Auger et al., *Nucl. Phys.*, A262 (1976), 372.
- [ 6 ] S. J. Wallace et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977), 1269.
- [ 7 ] H. Palevsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, 18 (1967), 1200.
- [ 8 ] 李扬国、刘宪辉, 物理学报, 26 (1977), 180.

## ELASTIC SCATTERING AND POLARIZATION OF HIGH ENERGY PROTON FROM ${}^4\text{He}$

LI YANG-GUO   LIU XIAN-HUI   LIN CHUN-CAN  
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Using Glauber theory including the nucleon spin effects, the proton- ${}^4\text{He}$  elastic scattering differential cross section and polarization at energies in the region 0.35—23.1 GeV are calculated. The results show that, after including the spin-flip terms, we can explain the differential cross section data and describe qualitatively the polarization.