

高能质子-核弹性散射的相对论描述

刘 渊 李 杨 国

(中国科学院高能物理研究所) (北方工业大学)

摘 要

本文在相对论 Dirac 方程的框架下,讨论了费米子被核散射的问题,在 Eikonal 近似下,具体计算了 500MeV 的质子在 He^4 、 $\text{Ca}^{40,48}$ 和 Pb^{208} 弹性散射的微分截面、分析本领和自旋旋转函数、理论结果和实验的符合是令人满意的。

一、引 言

相对论效应在核物理中的作用,早就引起人们的注意,在不同的历史时期,人们就不同的核物理问题,讨论了相对论效应在其中的作用,早年,曾指出壳模型中自旋-轨道相互作用就是相对论效应的结果,并给予了定性的解释.到了七十年代,采用了相对论的 Hartree-Fock 方法,对核基态性质进行了一系列的研究.

随着加速器能量的不断提高,获得了许多高能下核子-核散射的数据,虽曾用非相对论的 KMT 理论^[1]或 Glauber^[2]理论、耦合道理论^[3]成功地解释了它的截面,但人们并没有满足于这些成功,如何在高能下讨论相对论效应对核子-核散射的影响,成了大家感兴趣的问题之一.在七十年代里,人们从形式上讨论了相对论效应对核散射的影响^[4],但缺乏对各物理量作进一步深入的分析,其重要性并未能引起人们足够的重视,近年来,随着极化束流的应用,在实验上,人们不但可获得核子-核散射的各种截面数据,还测得了一些核子-核散射的分析本领 $A_y(\theta)$. 虽然 $A_y(\theta)$ 的数据还不够系统和完整,但和 Glauber 等人^[5]提出的另一个自旋观测量——自旋旋转函数 $Q(\theta)$ (目前, $Q(\theta)$ 的数据更少,只在很少几个双满壳层核上进行了测量.)一道,即截面、 $A_y(\theta)$ 和 $Q(\theta)$ 构成了一组完整的测量量,对 $A_y(\theta)$ 和 $Q(\theta)$ 这些和自旋有关量的分析,暴露了非相对论散射理论的缺陷,尽管非相对论散射理论可很好地描述核子-核散射的角分布,但对 $A_y(\theta)$ 和 $Q(\theta)$ 在极大和极小处的急剧变化,却不能很好地描述.传统的、非相对论散射理论受到了严峻的挑战,促使人们在理论处理上进行重大的革命,人们注意到核子的相对论动力学有可能改善 $A_y(\theta)$ 和 $Q(\theta)$ 这些自旋依赖量的结构,从而有可能解释好实验现象,这方面的一些尝试是成功的,人们对质子在重核和重核上弹性散射的分析是令人鼓舞的.

本文使用含有定域 Dirac 光学势 U_{opt} 的 Dirac 方程来研究质子被偶-偶核弹性散射的过程,讨论了 Dirac 方程的一些特点,在 Eikonal 近似下对这一方程进行了求解,并

给出了
500MeV
转函数

自
程描述:
为 ($\hbar =$

其中

m 为人
为:

这里 V 的
库仑相

在质子-
量相互作
中只明

对于球

以式(2)
描述下,

在下一

在
很高,式
大分量

述

题, 在
性散射
意的。

人们就不
自旋-轨道相
了相对论的

曾用非相对
但人们并
成了大家感
影响^[4], 但
近年来, 随
不测得了一
和 Glauber
据更少, 只
一组完整的
理论的缺
和 $Q(\theta)$ 在
到了严峻的
学有可能改
方面的一些

核弹性散
了解, 并

给出了在相对论描述下核子-核弹性散射振幅及有关物理量的表示式。最后, 给出了 500MeV 的质子在 He^4 、 $\text{Ca}^{40,48}$ 和 Pb^{208} 弹性散射的 $d\sigma/d\Omega$ 、分析本领 $A_s(\theta)$ 和自旋旋转函数 $Q(\theta)$ 的计算结果, 并和实验结果进行了比较、分析和讨论。

二、自旋 1/2 粒子-核散射的相对论描述

自旋 1/2 粒子被原子核的散射, 在非相论情况下, 用含光学势 U'_{opt} 的 Schrödinger 方程描述; 在相对论的情况下, 则采用含有 Dirac 光学势 U_{opt} 的 Dirac 方程来描述, 通常为 ($\hbar = c = 1$):

$$\{\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta[m + U_{opt}]\} \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) = E \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

其中

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

m 为入射粒子的质量, U_{opt} 为描述入射粒子和靶核间相互作用的 Dirac 光学势, 一般写为:

$$U_{opt} = V_s(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\gamma}^\mu V_{v\mu}(\mathbf{r}) + \sigma^{\mu\nu} V_{t\mu\nu}(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\gamma}^5 V_{ps}(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\gamma}^\mu \boldsymbol{\gamma}^5 V_{av\mu}(\mathbf{r}) + V_{conl}(\mathbf{r})$$

这里 V 的下标英文字母分别表示标量、矢量、张量、赝标量和轴矢量相互作用, 最后一项是库仑相互作用。

$$\beta = \gamma^0, \quad \boldsymbol{\gamma}^i = \beta \boldsymbol{\alpha}_i \quad (i = 1, 2, 3)$$

$$\boldsymbol{\gamma}^5 = i\boldsymbol{\gamma}^0 \boldsymbol{\gamma}^1 \boldsymbol{\gamma}^2 \boldsymbol{\gamma}^3, \quad \sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\boldsymbol{\gamma}_\mu, \boldsymbol{\gamma}_\nu]$$

在质子-核散射的情况, 宇称是守恒的, 故有 $V_a(\mathbf{r}) = 0$, $V_{ps}(\mathbf{r}) = 0$ 。根据文献[6], 张量相互作用对散射的贡献是不显著的, 可忽略; 而矢量相互作用, 通过规范变换, 在光学势中只明显地含矢量的零分量部分, 因此, 对质子-核散射, 光学势为:

$$U_{opt} = V_s(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\gamma}^0 V_v(\mathbf{r}) + V_{conl}(\mathbf{r}) \quad (2a)$$

对于球形核, $V(\mathbf{r}) = V(r)$

$$U_{opt} = V_s(r) + \boldsymbol{\gamma}^0 V_v(r) + V_{conl}(r) \quad (2b)$$

以式(2)光学势描述核子-核间相互作用的理论, 有时称之为 SV 模型。这样, 在相对论描述下, 质子被核散射的方程为(略去 V_{conl}):

$$\{\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta[m + V_s(\mathbf{r})] + V_v(\mathbf{r})\} \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) = E \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (3)$$

在下一节中, 将进一步讨论如何对式(3)进行求解。(以下以 $V_j = V_j(\mathbf{r})$, $j = S, V$)

三、Eikonal 近似和相对论描述下的散射振幅

在本节中, 将讨论高能质子被一个球形核弹性散射的求解问题。由于入射质量能量很高, 式(2)中 $V_{conl}(\mathbf{r})$ 可忽略。根据 Dirac 方程的特点, 把式(3)中波函数 $\psi_i^{(+)}(\mathbf{r})$ 用大分量 $\psi_U(\mathbf{r})$ 和小量 $\psi_L(\mathbf{r})$ 展开, 即

$$\phi_i^+(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \phi_U(\mathbf{r}) \\ \phi_L(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \chi_s \quad (4)$$

其中相

将式(4)代入式(3),这样可得一耦合的一次微分方程组

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \phi_L(\mathbf{r}) = (E - m - V_s - V_v) \phi_U(\mathbf{r}) \quad (5a)$$

将式(10

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \phi_U(\mathbf{r}) = (E + m + V_s - V_v) \phi_L(\mathbf{r}) \quad (5b)$$

由式(5b)得:

于是,在

$$\phi_L(\mathbf{r}) = \frac{1}{E + m + V_s - V_v} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \phi_U(\mathbf{r}) \quad (6)$$

将式(6)代入式(5a)得:

$$\left[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \frac{1}{E + m + V_s - V_v} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} - (E - m - V_s - V_v) \right] \phi_U(\mathbf{r}) = 0 \quad (7)$$

而入射

由于 $V(\mathbf{r}) = V(r)$, 故有

$$\nabla V(r) = \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{dV(r)}{dr}$$

根据散

$$\nabla V(r) \times \mathbf{p} = \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{dV(r)}{dr} \times \mathbf{p} = \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) = \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \mathbf{L}$$

 F_{ss}

其中 $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ 是核子的角动量算符.

利用

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{c}) = \mathbf{B} \cdot \mathbf{c} + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{c})$$

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})U(r)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})F(r) = U(r)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})F(r) + \boldsymbol{\sigma} \cdot [(\nabla U(r)) \times \mathbf{p}]F(r) - i(\nabla U(r) \times \mathbf{p})F(r)$$

F

可将式(7)化成:

$$\left[\frac{1}{2m} p^2 + V_c(r) + V_{so}(r)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L} - i\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}) \right] \phi_U(r) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \phi_U(r) \quad (8)$$

经过一

$\hbar k$ ——质心系中入射动量. 由上式可见, 大分量 $\phi_U(r)$ 在形式上所满足的是非相对论型的 Schrödinger 方程. 其中 $-i\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$ 称 i 为 Darwin 项, 在 Eikonal 近似下, 由于它是 \mathbf{r} 的奇函数, 对空间积分时将为零, 故它对散射没有贡献, 以下将不再讨论它, 而中心势 V_c 和自旋-轨道势 V_{so} 分别为:

$$V_c(r) = V_s + \frac{E}{m} V_v + \frac{1}{2m} (V_s^2 - V_v^2) \quad (9a)$$

$$V_{so}^{(v)} = \frac{1}{2m} \frac{1}{E + m + V_s - V_v} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (V_v - V_s) \quad (9b)$$

 δ, \hat{K} 分

它们均有较复杂的结构, 依赖标量和矢量相互作用, 不但有线性关系还有平方及高次方关系. 它们也还和入射能量有关. 在核散射的非相对论描述中, 这是无法给出的,

对

引入 ($\hbar k'$ ——入射动量, $\hbar k$ ——出射动量):

$$\mathbf{K} = \frac{1}{2} (\mathbf{k} + \mathbf{k}'), \quad -\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k} \quad \hbar k = |\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'|, \quad K = |\mathbf{K}|$$

然后直接利用 Eikonal 近似方法^[7]对式(8)进行求解, 其解为

$$\phi_U(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\theta(r)}$$

(4) 其中相移 $\theta(r)$ 为

$$\theta(r) = -\frac{m}{K} \int_{-\infty}^z dz' [V_c(b, z') + V_{so}(b, z') \{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{K})\}] \quad (10)$$

(5a) 将式(10)代入式(6), 可得 $\phi_L(r)$

$$\phi_L(r) = \frac{1}{E + m + V_s - V_v} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\theta(r)} \quad (11)$$

(5b) 于是, 在 Eikonal 近似下, 整个散射解为:

$$\phi_s^{(+)}(r) = \left(\frac{E+m}{2m}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{E+m+V_s-V_v} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\right) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\theta(r)} \chi_s \quad (12)$$

(7) 而入射为自由质子, 用 Dirac 平面波表示:

$$\phi_s'(r) = \left(\frac{E+m}{2m}\right)^{1/2} \left(\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}'}{E+m}\right) e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}} \chi_{s'} \quad (13)$$

根据散射理论, 由式(12)、(13)可得散射振幅 $F_{ss'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E)$ 为

$$F_{ss'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E) = -\frac{m}{2\pi} \langle \phi_{s'}(\mathbf{k}') | \beta V_s + V_v | \phi_s^{(+)}(\mathbf{k}) \rangle \\ = \langle \chi_{s'} | F(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E) | \chi_s \rangle \quad (14)$$

$$F(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E) = -\frac{1}{4\pi} (E+m) \int d^3r e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}} \left(1, \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}'}{E+m}\right) \begin{pmatrix} V_s + V_v & 0 \\ 0 & V_v - V_s \end{pmatrix} \\ \cdot \left(\frac{1}{E+m+V_s-V_v} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\right) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\theta(r)} \quad (15)$$

经过一系列 Dirac 代数和数学运算后, 可将式(15)化成:

$$F(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E) = -i \frac{K}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} (e^{-\chi(b)} - 1) \quad (16)$$

$$\chi(b) = i \frac{m}{K} \int_{-\infty}^{\infty} dz [V_c(b, z) + \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{k}) V_{so}(b, z)] \\ = i t_c(b) + i \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}}) t_s(b) \quad (17)$$

$$t_c(b) = \frac{m}{K} \int_{-\infty}^{\infty} dz V_c(b, z) \quad (9a)$$

$$t_s(b) = mb \int_{-\infty}^{\infty} dz V_{so}(b, z) \quad (9b)$$

$\hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{K}}$ 分别为 \mathbf{b} 和 \mathbf{K} 的单位矢量

对 $e^{-\chi(b)}$ 中 $e^{i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}}) t_s(b)}$ 进行展开, 并利用

$$[\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}})]^{2n} = 1$$

$$e^{i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}}) t_s(b)} = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{(2n)!} [i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}}) t_s(b)]^{2n} \right. \\ \left. + \frac{1}{(2n+1)!} [i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}}) t_s(b)]^{2n+1} \right\} \\ = \cos(t_s(b)) + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{K}}) \sin(t_s(b))$$

= 0

L

r)

)

非相对论型

, 由于它是

, 而中心势

及高次方关

],

:]

最后可将式(16)改写成熟知的一般形式:

$$F(\hat{k}, \hat{k}', E) = g(q) + \sigma \cdot \mathbf{n}h(q) \quad (18)$$

其中

$$g(q) = iK \int_0^\infty b db J_0(qb) [1 - e^{-it_c(b)} \cos(t_r(b))] \quad (19a)$$

$$h(q) = -K \int_0^\infty b db J_1(qb) e^{-it_c(b)} \sin(t_r(b)) \quad (19b)$$

$$\mathbf{n} = \hat{k}' \times \hat{k}$$

而 $J_0(qb)$ 、 $J_1(qb)$ 分别为零阶和壹阶 Bessel 函数。于是有:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |g(q)|^2 + |h(q)|^2 \\ A_y(\theta) &= 2\text{Re}(gh^*) / \frac{d\sigma}{d\Omega} \\ Q(\theta) &= 2\text{Im}(gh^*) / \frac{d\sigma}{d\Omega} \end{aligned} \quad (20)$$

上式分别就是微分截面, 分析本领和自旋旋转函数的表达式。

四、偶-偶核 Dirac 光学势

当讨论质子被球形偶-偶核弹性散射时, 在相对论冲量近似下, 可将其 Dirac 光学势 U_{opt} 和靶核单粒子密度 $\rho_s(r)$ 、 $\rho_v(r)$ 、 $\rho_T(r)$ 及核子-核子散射振幅 $F(q)$ 紧密联系起来, 并有如下关系^[8]:

$$U_{opt} = -i \frac{4\pi\hbar}{m} [F_s(0)\rho_s(r) + \tau^0 F_v(0)\rho_v(r) - 2\sigma F_T(0)\rho_T(r)] \quad (21)$$

这里

$$\begin{aligned} F(q) &= F_s(q) + F_v(q)\tau_1^x\tau_{2\mu} + F_T(q)\tau_1^z\tau_2^z \\ &\quad + F_A(q)\tau_1^y\tau_1^x\tau_2^y\tau_{2\mu} + F_T(q)\sigma_1^x\sigma_{2\mu} \end{aligned}$$

$F_s(0)$ 、 $F_v(0)$ 及 $F_T(0)$ 为上式中 $q=0$ 的相应部分, 靶核的 Dirac 单粒子密度有如下表达式:

$$\begin{aligned} \rho_v(r) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{nij} (2j+1) [\psi_{Unij}'^2 \pm \psi_{Lnij}'^2] \\ \rho_T(r) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{nij} (2j+1) 2\psi_{Unij}'\psi_{Lnij}' \end{aligned}$$

Dirac 单粒子束缚态波函数为:

$$\psi'(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \psi_{Unij}' \\ -i\sigma \cdot \mathbf{r} \psi_{Lnij}' \end{pmatrix} Y_{lmj}$$

由于 $\psi_{Lnij}'(r)$ 是很小量, 所以 $\rho_v(r) \sim \rho_s(r)$, 而 $\rho_T(r) \sim \psi_{Lnij}'(r)$ 和 $\rho_s(r)$ 、 $\rho_v(r)$ 相比, $\rho_T(r)$ 很小, 可忽略, 因此, 光学势式(21)中, 张量相互作用也很小, 故可忽略。

由式(21)知, 光学势随靶核而变, 其函数的形状也和核密度的几何分布相关, 在本文中, 为使计算尽可能简单而又不失去物理意义, 对核密度采用了人们普遍使用的形式(双

高斯和费

对 I

i) X

-

ii) †

对较

这里 V_i^0

至于

量地将它

人们有了

典型偶-偶

核, 采用

图(2)-(

He⁴

费米

核

He⁴

Ca⁴⁰

Ca⁴⁸

Pb²⁰⁸

这里几何

散射实验

为了

$V_c(r)$ 和

高斯和费米分布)。而在具体计算中,光学势中各相互作用也将取如下形式:

(18)

对 He⁴ 靶:

(19a)

i) 双高斯型:

$$V_j(r) = V_j^0 [e^{-\alpha_1 r^2} - D e^{-\alpha_2 r^2}], \quad (j = S, V)$$

(19b)

ii) 费米型:

$$V_j(r) = V_j^0 f(r), \quad (j = V, S)$$

$$f(r) = \{1 + \exp[(r - c)/a]\}^{-1}$$

对较重和重的靶核,均采用费米型。

这里 V_j^0 为强度参数, c, a 为几何参数,随核而变。

(20)

至于相互作用强度 $V_j^0 (j = S, V)$, 虽然在冲量近似下,可形式地将它解出,但要定量地将它定下来却是很繁杂的,而且还要与核子-核散射的结果进行拟合比较,在这方面,人们有了一些讨论^[9]。本文在上述框架下,集中地讨论 500MeV 质子在由轻到重的一些典型偶-偶核上的散射,并对 $d\sigma/dQ, A_V(\theta)$ 及 $Q(\theta)$ 这一组量进行理论分析,对每个核,采用了一系列的强度参数及其它相应的参数值进行了具体的计算和比较。在下面的图(2)~(4)中的理论曲线是与实验^[10]符合较好的结果,它们的各参数值分别为:

He⁴ 双高斯型势参数为:

$$V_S^0 = (-0.28 + i0.083)\text{GeV}$$

$$V_V^0 = (0.215 - i0.115)\text{GeV}$$

$$\alpha_1 = 0.0218(\text{GeV}/c)^2, \alpha_2 = 0.195(\text{GeV}/c)^2, D = 0.48$$

费米型势参数见表 1:

(21)

表 1

核	$V_S^0(\text{GeV})$	$V_V^0(\text{GeV})$	$c(\text{fm})$	$a(\text{fm})$
He ⁴	$-0.44 + i0.123$	$0.325 - i0.165$	1.3	0.32
Ca ⁴⁰	$-0.3175 + i0.08$	$0.210 - i0.1$	3.55	0.64
Ca ⁴⁸	$-0.3174 + i0.08$	$0.209 - i0.09$	3.555	0.64
Pb ²⁰⁸	$-0.324 + i0.09$	$0.191 - i0.086$	$c_S = 6.5886$ $c_V = 6.606$	$a_S = 0.65$ $a_V = 0.62$

这里几何参数 c, a 是由核密度分布所定,而 He⁴ 双高斯势参数 α_1, α_2 及 D 也是由电子散射实验所定的。

五、结果和讨论

为了更好地显示相对论描述的一些特点,以质子-Ca⁴⁰ 为例,在图 1 中,首先给出了 $V_c(r)$ 和 $V_{so}(r)$ 的曲线。

irac 光学势
紧密联系起

密度有如下

1、 $\rho_v(r)$ 相
略。

关,在本文
的形式(双

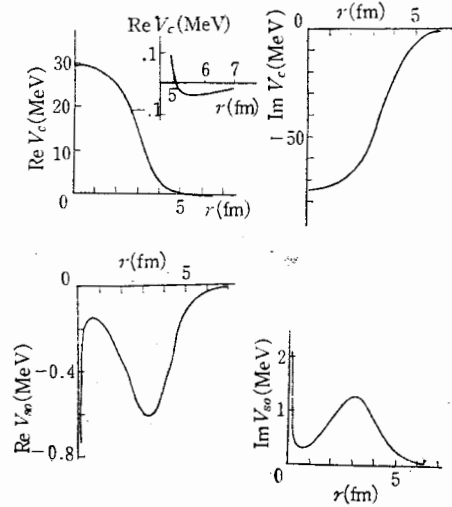


图 1 500MeV 质子在 ^{40}Ca 上弹性散射时的 $V_c(r)$ 和 $V_{so}(r)$ 的曲线

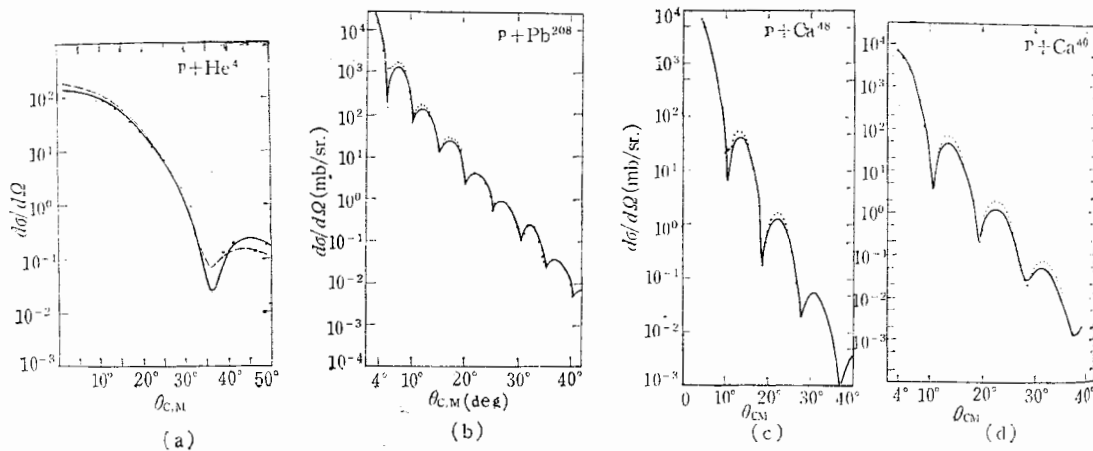


图 2 500MeV 质子在原子核上弹性散射的角分布曲线

● Exp — W-S caL --- DG

由图 1 可见,除 $V_{so}(r)$ 较强外,而 $\text{Re } V_c(r)$ 在不同区域却有着不同的性质: 在小距离处, $\text{Re } V_c(r)$ 为排斥力,在大距离处,它却为吸引力。这在核散射的非相对论描述中是无法给出的。

在上述参数下,利用公式(18)–(20),对 500MeV 质子在 $\text{Ca}^{40,48}$ 、 Pb^{208} 及 He^4 上的弹性散射进行了具体计算,所得的微分截面 $d\sigma/d\Omega$ 、分析本领 $A_y(\theta)$ 和自旋旋转函数 $Q(\theta)$ 分别给在图 2–4 中。

由图可见: 1) 对于微分截面,从轻核到重核,理论很好地描绘了实验结果的峰谷位置。在小角度处,定量符合也是相当令人满意的, 2) 出射质子的分析本领 $A_y(\theta)$ 和自旋旋转函数 $Q(\theta)$, 由于使用了 Dirac 方程,很好地描述了自旋为 1/2 粒子的属性,给出了较强的自旋–轨道相互作用以及它们较复杂的函数形式。在计算中计入了负能态的贡

献,因而
总之,相对
律进行很好

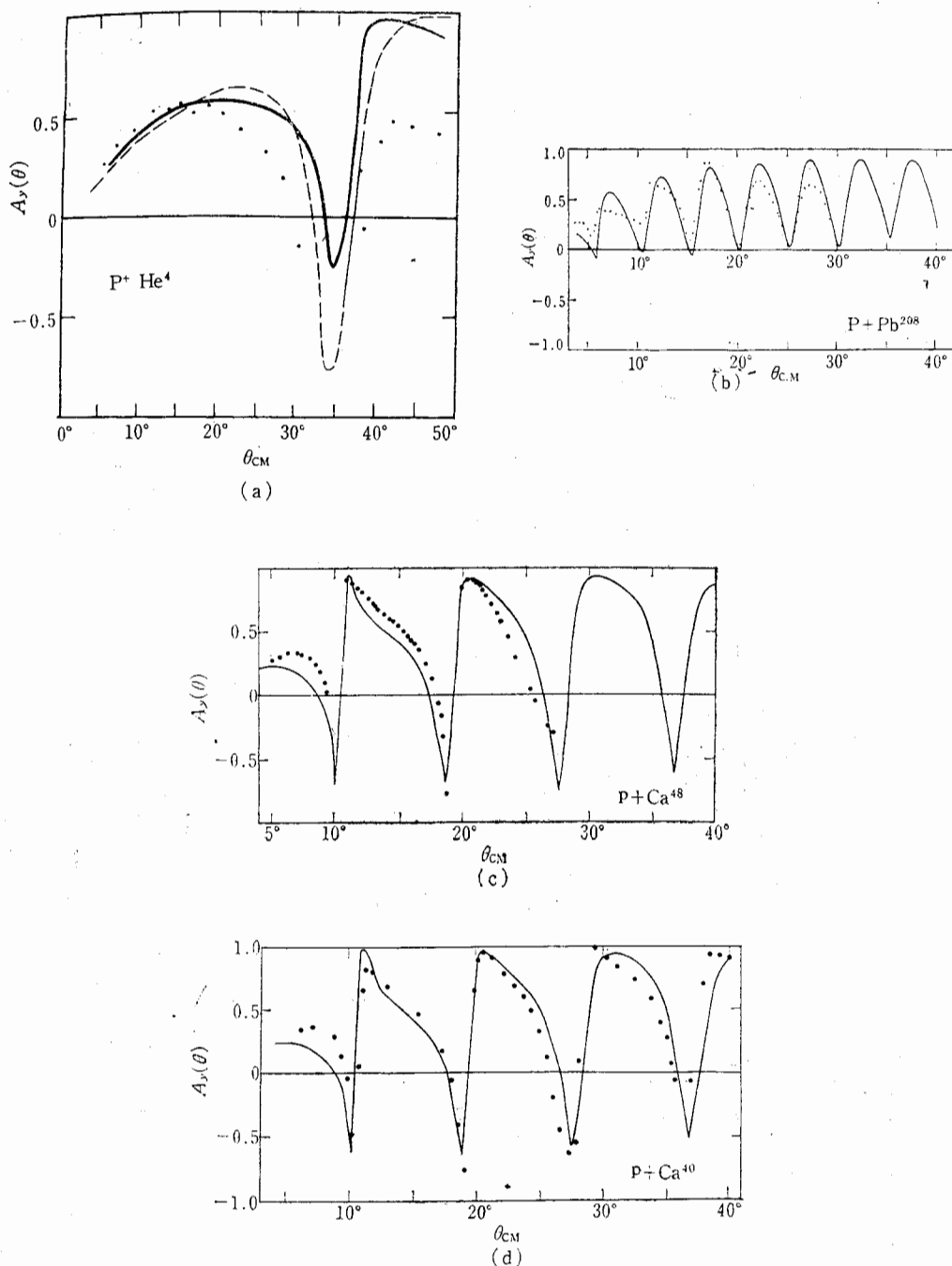


图 3 500MeV 的质子在不同核上弹性散射的分析本领曲线

● Exp — W-S caL --- DG

的性质：在小
非相对论描述

及 He^4 上的
自旋旋转函数

结果的峰谷位
 $A_y(\theta)$ 和自
的属性，给出
了负能态的贡

献，因而质子-核弹性散射的相对论描述能很好地给出 $A_y(\theta)$ 、 $Q(\theta)$ 随 θ 的变化规律，
总之，相对论描述，用一组参数，可同时对三个观测量 $d\sigma/d\Omega$ 、 $A_y(\theta)$ 和 $Q(\theta)$ 的变化规
律进行很好的描述，和非相对论的理论比，有着很大的成功。

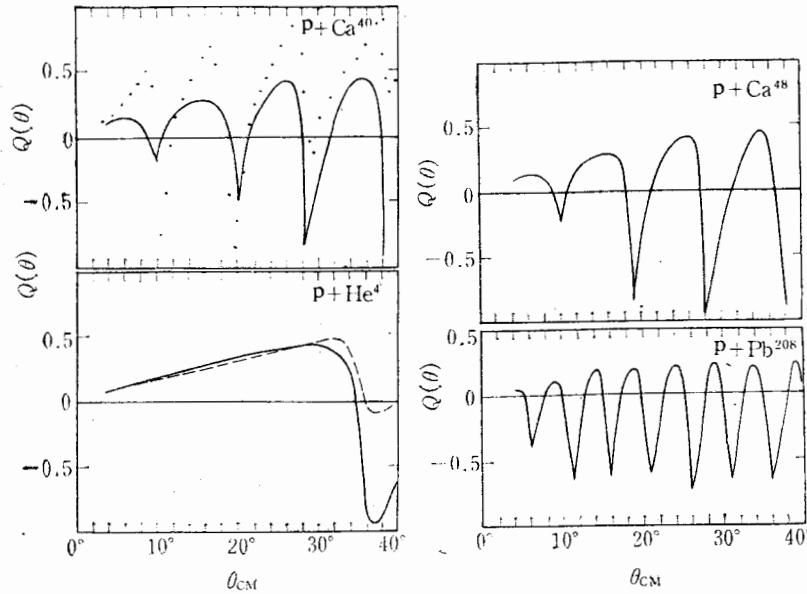


图 4 500MeV 的质子在不同原子核上弹性散射时的自旋转函数曲线

● Exp — W-S cal --- DG

由参数表可见,对 P-He⁴ 情况,当 Dirac 光学势采用不同的形状函数时,其强度 $V_j^0(j = S, V)$ 的差别较大,和 P-Ca、P-Pb 的情况相比, P-He⁴ 的理论结果和实验的符合不太理想,这可能反映了象 He⁴ 这样轻的靶,其光学势和形状有较强的依赖,需要用更复杂函数形式的 Dirac 光学势来描述。

由图 3、4 可见,无论是 $A_j(\theta)$ 或 $Q(\theta)$,在峰及谷的强度符合还较差,一方面,由于自旋观测量的实验数据,特别是 $Q(\theta)$ 的实验数据,还很不系统、很不完整,另一方面,和微分截面不一样,它们存在着更多的结构,如何改进其定量符合程度,还需要进一步的分析、研究。

参 考 文 献

- [1] A. K. Kerman et al., *Ann. of Phys.*, **8**(1958), 551.
- [2] R. J. Glauber, *Lectures in theo. Phys.*, vol. **1**(1959), 315.
- [3] H. Feshbach and J. Hüfner, *Ann. of Phys.*, **56**(1970), 268;
H. Feshbach et al., *Ann. of Phys.*, **66**(1971), 20.
- [4] P. Cea et al., *Phys Rev.*, **D28**(1983), 2291.
- [5] R. J. Glauber, *Phys. Lett.*, **B80**(1979), 401.
- [6] B. C. Clark, Invited talk at Los Alamos workshop on the relativistic dynamics and quark-nuclear physics (1985).
- [7] A. Baker, *Phys. Rev.*, **134**(1964), B240.
- [8] J. A. McNeil et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1983), 1439.
- [9] L. S. Celenza et al., *Phys. Rev.*, **C29**(1984), 1784.
- [10] G. A. Moss et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 1932.
G. W. Hoffmann et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1436.
A. Rahber et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1811.

RE

In the
leus has be
500 MeV p.
proximatio

RELATIVISTIC DESCRIPTION OF PROTON-NUCLEUS ELASTIC SCATTERING AT HIGH ENERGIES

LIU YUAN

(Institute of High Energy Physics)

LI YANG-GUO

(North China University of Technology)

ABSTRACT

In the framework of relativistic Dirac's equation, a fermion elastic scattering from a nucleus has been discussed. The cross sections, analyzing power and spinrotation parameters for 500 MeV proton scattered from He^4 , $\text{Ca}^{40,48}$ and Pb^{208} have been calculated in the eikonal approximation. The agreement between theoretical and experimental results is satisfactory.

时, 其强度
和实验的符
号, 需要用更

一方面, 由
另一方面,
要进一步的