

1 GeV 附近的质子与中、重核的弹性散射

胡素芬 沈俊锋
(浙江大学)

张禹顺
(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文用“集体坐标与高能集团散射理论”的方法,取 Woods-Saxon 势,计算了 1.04 GeV 质子与 $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ 、 ^{48}Ti 、 $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ 之间的弹性散射微分截面; 1 GeV 质子与 ^{90}Zr 、 ^{208}Pb 之间的弹性散射微分截面。结果与实验值符合得较好。

一、引 言

高能粒子与原子核的散射,十几年来,实验与理论方面都做了不少工作。由于高能粒子波长短,容易深入核内部,因此从反应机制到核结构、核物质等问题引起人们的广泛兴趣。另一方面,高能粒子与原子核的散射实验的分辨率不断提高;就能量分辨率来说,1967年在 Brookhaven^[1] 研究 1 GeV 质子与 ^2H 、 ^4He 、 ^{12}C 和 ^{16}O 的散射实验的谱仪的分辨率为 3 MeV; 到 1972 年在 Gatchina^[2] 的谱仪的分辨率为 1.5—2.0 MeV; 到 1973 年,在 Saclay^[3] 的谱仪的分辨率提高到 0.1—0.2 MeV。这样,对我们研究高能粒子与原子核的相互作用提供了很好的条件。

高能粒子与原子核的散射,理论研究方面, Glauber^[4] 发现的多重绕射理论,初步符合散射实验的结果,说明它抓住角分布的多次散射和朝前峰的主要特征。因此,受到人们的重视和发展。70 年前后,人们着重用它来研究强子与轻核的散射问题^[5]; 近几年来,人们用它来讨论强子与中重核的散射问题^[6], 从而来探讨核物质的分布参数、核反应机制以及核结构中的某些问题。此外, Ray^[7] 用 KMT 光学势,计算 1 GeV 左右的质子与 Ca 的同位素的散射角分布,并且,讨论了核物质的分布参数。

在文献[8]中,讨论两个多粒子系统的散射问题时,把多粒子系统分割成“价”粒子和“海”粒子。“海”一般认为粒子数是很的;而“价”一般认为只有几个或一个粒子。这样,当“价”粒子与“海”粒子发生碰撞时,有“海”的集体激发;也有弹性散射等。本文只讨论弹性散射问题。用它来计算 1.04 GeV 的质子与 $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ 、 ^{48}Ti 、 $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ 的弹性散射微分截面; 1 GeV 的质子与 ^{90}Zr 、 ^{208}Pb 的弹性散射微分截面。

二、计算公式

一个人射粒子与“海”之间的弹性散射,按多次散射理论^[6,4],它的散射振幅为:

$$F_{ii}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \cdot \left\langle i \left| \left[1 - \exp\left(-\frac{i}{\hbar v} \sum_{j=1}^{\infty} \int V(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j) dz\right) \right] \right| i \right\rangle. \quad (2.1)$$

其中 $V(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j)$ 是一个入射粒子与第 j 个“海”粒子之间的相互作用势; $\mathbf{r} = \mathbf{b} + z\mathbf{k}_0$; \mathbf{b} 为碰撞参数; \mathbf{x}_j 为第 j 个“海”粒子的坐标; \hbar 为普朗克常数; v 为入射粒子的速度; $\langle i |$ 表示“海”的初态.

我们假定“海”由无穷多个粒子组成. 也就是把“海”看成有无穷多个无穷小的散射体. 那么入射粒子与“海”的散射,可以视为与无穷多个小散射体之间的散射. 设每个小散射体的体积为 ϵ^3 ; 并且设相互作用密度为 $v(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j)$, 则

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j) = \epsilon^3 \cdot v(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j). \quad (2.2)$$

于是“海”的整体势为:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= \lim_{j \rightarrow \infty} \sum_j V(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j) = \lim_{j \rightarrow \infty} \sum_j \epsilon^3 v(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j) \\ &= \int_{\mathcal{D}} d\mathbf{x} v(\mathbf{r} - \mathbf{x}). \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中 \mathcal{D} 为“海”粒子占有的空间. 这样,(2.1)式变为

$$F_{ii}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} [1 - S_{1-\mathcal{A}}(\mathbf{b})]. \quad (2.4)$$

其中在 b 表象中的 S 矩阵为

$$\begin{aligned} S_{1-\mathcal{A}}(\mathbf{b}) &= \left\langle i \left| \exp\left(-\frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\mathbf{r})\right) \right| i \right\rangle \\ &= \int v_i^*(\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_n \cdots) \exp\left(-\frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\mathbf{r})\right) v_i(\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_n \cdots) \prod_i d\mathbf{x}_i, \end{aligned} \quad (2.5)$$

其中 $v_i(\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_n \cdots)$ 是“海”的本征态在坐标表象中的表示. 令集体态为 $|c, i\rangle$. 并且,利用狄拉克符号,那末

$$v_i(\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_n \cdots) = \langle \mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_n \cdots | c, i \rangle, \quad (2.6)$$

由于基矢量的正交归一完备性,则

$$S_{1-\mathcal{A}}(\mathbf{b}) = \left\langle c; i \left| \exp\left(-\frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\mathbf{r})\right) \right| c, i \right\rangle. \quad (2.7)$$

我们把整体势按麦克劳林展开,由于我们讨论的是弹性散射,与势的形变无关,因此

$$V(\mathbf{r}) = V_0(\mathbf{r}), \quad (2.8)$$

其中 $V_0(\mathbf{r})$ 为球形势, 设 $\langle c, i |$ 为真空态, 那末,一个人射粒子与“海”粒子之间的弹性散射振幅为

$$F_{ii}(\mathbf{q}) = \frac{i\mathbf{k}}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} [1 - e^{-\frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz V_0(r^*)}]. \quad (2.9)$$

三、计算结果与讨论

我们用上述方法计算入射质子能量为 1.04 GeV 与 $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ 、 ^{48}Ti 、 $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ 之间的弹性散射微分截面和入射质子能量为 1 GeV 与 ^{90}Zr 、 ^{208}Pb 之间的弹性散射微分截面。在计算中,我们采用唯象的 Woods-Saxon 光学模型势

$$V_0(\mathbf{r}) = -(V_0 + iW) \frac{1}{1 + e^{(r-R)/A}} \quad (3.1)$$

其中 V_0 、 W 、 A 为光学势参数。 $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.07 \text{ fm}$ 。这些参数列表 1。

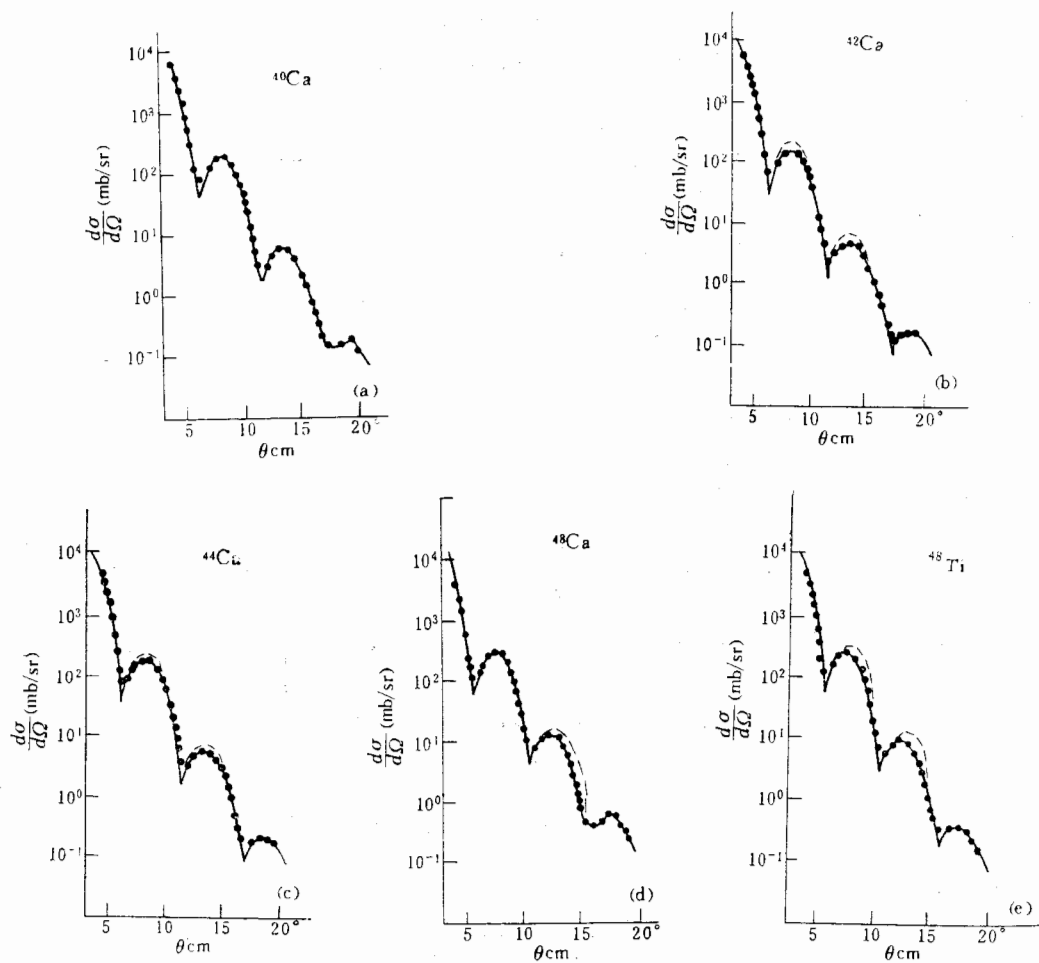


图 1 曲线表示质子与 $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ 、 ^{48}Ti 之间的弹性散射微分截面。实线是本文计算值；虚线是 Alkhalov 等人计算值；点线是实验值, 取自 Saclay^[9] 的结果

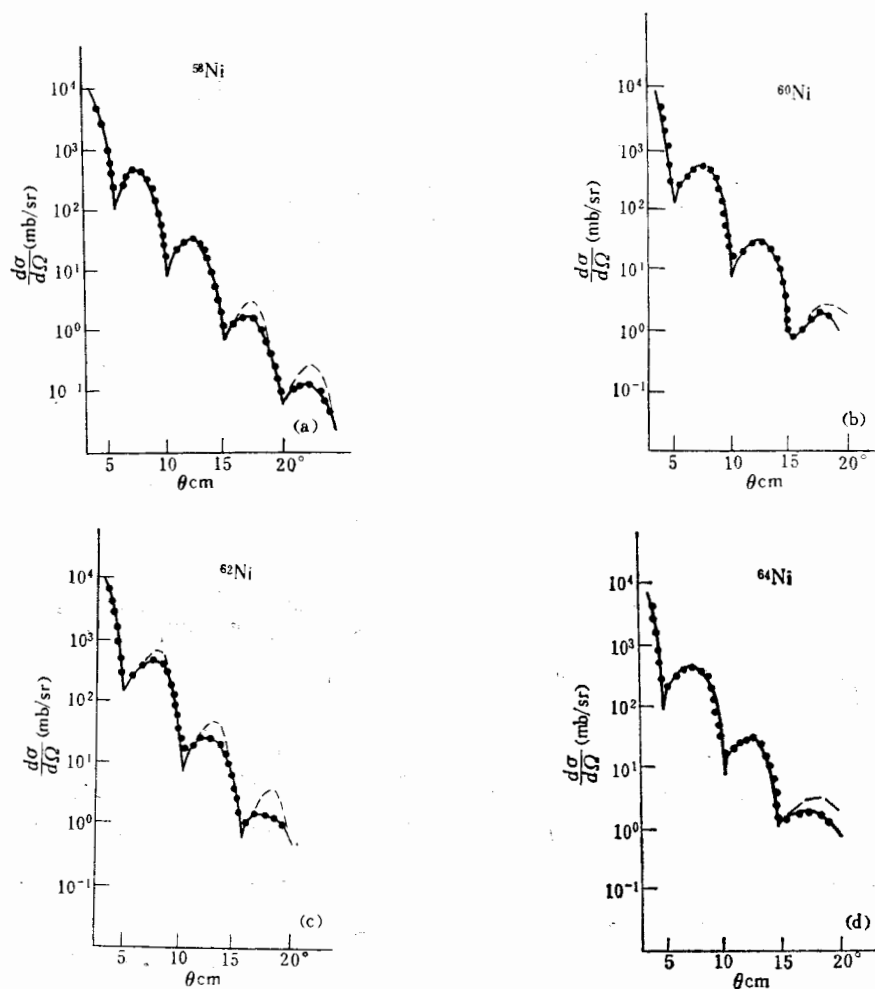


图 2 1.04 GeV 质子与^{58,60,62,64}Ni 之间的弹性散射微分截面。实线是本文计算值；虚线是 Alkhozov 等人^[10]的计算值；点是实验值，取于 Saclay 的结果。

表 1 光学位参数

靶核	$R(\text{fm})$	$A(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$W(\text{MeV})$
⁴⁰ Ca	3.66	0.590	-20	66
⁴² Ca	3.72	0.639	-20	66
⁴⁴ Ca	3.78	0.671	-20	70
⁴⁸ Ca	3.89	0.570	-20	73
⁴⁸ Ti	3.89	0.600	-20	72
⁵⁸ Ni	4.14	0.580	-20	80
⁶⁰ Ni	4.19	0.584	-20	80
⁶² Ni	4.23	0.584	-20	80
⁶⁴ Ni	4.28	0.588	-20	80
⁹⁰ Zr	4.80	0.588	-30	90
²⁰⁸ Pb	6.34	0.588	-35	115

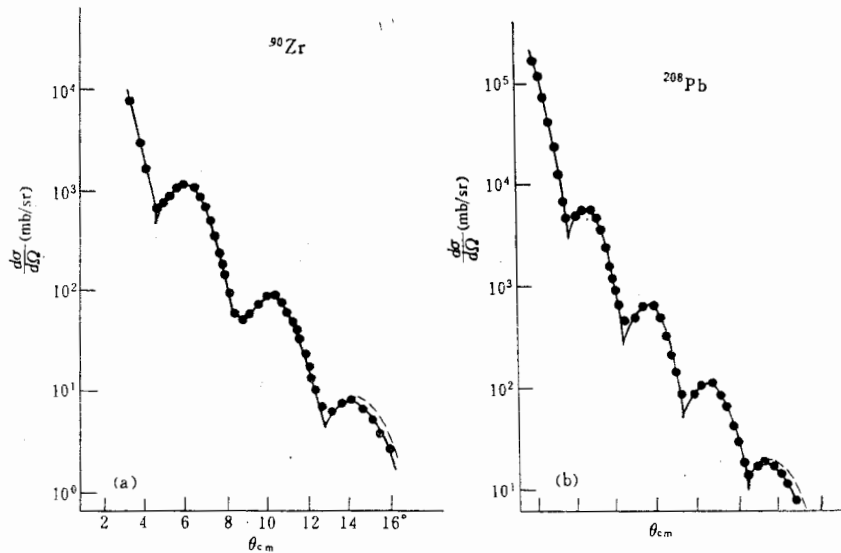


图 3 1GeV 质子与 ^{90}Zr 、 ^{208}Pb 之间的弹性散射微分截面。实线是本文计算值，虚线是 Alkhozov 等人^[11]的计算值，点是实验值，也取于^[11]。

从图 1—图 3 表明，我们的计算值与实验值符合得较好。

从表 1 可以看出，用 Woods-Saxon 光学位计算 1GeV 附近的质子与原子核的散射，计算值要与实验值吻合需要一个很深的吸收位；位的形状与核子在原子核中的密度分布相似。从多重散射理论导出的等效光学势正好是这种情况^[12]。它与低能区的光学势从深度到形状都有很大的差别。

从表 1 还可以看出，吸收位的深度，随着核子数的增加而逐渐加深。根据 Glauber 理论，一个自由粒子与原子核的弹性散射的 S 矩阵为

$$e^{-\frac{A\sigma(1-i\rho)}{8\pi^2} \int \rho(r) dz}$$

其中 A 为核子数， σ 为核子-核子散射总截面， ρ 为虚实比， $\rho(r)$ 为原子核密度^[13]

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{S/4.394}\right) \right]^{-1}$$

其中 S 为参数， ρ_0 为归一化因子

$$\rho_0 = -\frac{3}{4\pi R^3} [1 + 0.00518\pi^2 S^2/R^2]^{-1}$$

当 $R = r_0 A^{1/3}$ 时，则

$$e^{-\frac{\sigma(1-i\rho)}{32\pi^3 r_0^3} [1+0.00518\pi^2 S^2/R^2]^{-1} \cdot \int \frac{1}{1+\exp[4.394(r-R)/S]} dz}$$

R 随核子数的增加而增大，显然，吸收位的深度随核子数的增加而加深。所以，从 Glauber 理论看，我们的结果是合理的。

从表 1 表明，在高能情况下， V_0 为排斥位；而在低能情况下， V_0 是吸收位。为什么在

高能情况下 V_0 变为排斥位呢? 这是个有趣的问题, 以后我们还要讨论它.

最后, 李扬国同志与我们的有益讨论, 我们表示感谢.

参 考 文 献

- [1] H. Palevsky, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 1200.
J. L. Friedes, et al., *Nucl. Phys.*, **A104**(1967), 294.
G. W. Bennett, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 387.
- [2] G. D. Alkhazov, et al., *Phys. Lett.*, **42B**(1972), 121.
G. D. Alkhazov, et al., *Yad. Fiz.*, **22**(1975), 902.
- [3] R. Bertini, et al., *Phys. Lett.*, **45B**(1973), 119.
- [4] R. J. Glauber "Lectures in Theoretical Physics", ed. W. E. Brittin, et al., Vol. 1(New York, 1959) P. 315.
- [5] R. H. Bessel and C. Wilkin, *Phys. Rev.*, **174**(1968), 1179.
- [6] G. D. Alkhazov, et al., *Nucl. Phys.*, **A381**(1982), 430.
- [7] L. Ray, *Nucl. Phys.*, **A335**(1980), 443.
- [8] 李扬国、张禹顺、王淮淮、阮图南, 高能物理与核物理, **1**(1982)55. 李扬国、张禹顺、王淮淮、阮图南, 中国科学, **A8**(1982), 720.
- [9] G. D. Alkhazov, et al. *Nucl. Phys.*, **A274**(1976), 443.
- [10] G. D. Alkhazov, et al., *Phys. Lett.*, **67**(1977), 402.
- [11] G. D. Alkhazov, et al., *Yad. Fiz.*, **26**(1977), 675.
- [12] H. Feshbach and J. Hufner, *Ann. Phys.*, **66**(1971), 20.
- [13] P. V. Murthy, et al., *Nucl. Phys.*, **B92**(1975), 269.

ELASTIC SCATTERING OF NEAR 1GeV PROTON FROM MEDIUM AND HEAVY NUCLEI

HU SU-FEN SHEN JUN-FENG

(Zhejiang University)

ZHANG YU-SHUN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The differential cross sections of the elastic scattering of near 1GeV proton on $^{40,42,44,48}\text{Ca}$, ^{48}Ti , $^{58,60,62,64}\text{Ni}$, ^{90}Zr and ^{208}Pb are calculated by use of the method of the collective coordinate and high energy cluster scattering theory for the Wood-Saxon potential. The results are found to be in a good agreement with experimental data.