

K^\pm 介子与 $^{40-48}\text{Ca}$ 的弹性散射及 中子分布的分析

孔令江 孔蕃信

(广西师范大学)

刘宪辉

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文在 Eikonal 近似的框架下,用 $K^\pm N$ 散射分波相移和 $^{40-48}\text{Ca}$ 的三参数 Fermi 型密度分布函数计算了 K^\pm 与 $^{40-48}\text{Ca}$ 的弹性散射微分截面;在比较由各家提供的基本参数所得到的理论计算值与实验符合程度的基础上,通过调整中子分布函数的参数,改善了理论计算值与实验值的符合。结果表明, ^{40}Ca 的中子分布比较其质子的分布有较小的均方根半径(约小 0.15 fm)和较薄的表面厚度。这是与 H.F. 计算相容的,并与其他作者对中能质子与钙的弹性散射分析的结果相一致。

一、引 言

核物质的密度分布是核结构研究中的基本问题之一。过去,人们对双幻数核的密度分布从理论上和实验上进行了较为细致的研究,这是因为双满壳核由于其本身的结构特性详尽的研究是必要的,另一方面许多核结构的研究都要参照满壳核的数据来进行。确定原子核电荷分布(即质子分布)最精确的方法是电子散射,这方面已做了大量的工作,电荷分布已比较好的确定下来^[1]。人们已经用了各种强作用探针来分析包括 Ca 同位素在内的若干个核的中子密度分布^[2-5],这方面的研究仅是初步的,还有大量的工作需要进行。

在壳模型图象中, ^{40}Ca 是核子填满 sd 能壳的双幻数核, $^{42-48}\text{Ca}$ 是在双满壳外再加 2—8 个中子在 $1f_{7/2}$ 轨道上。比较 ^{40}Ca 与 $^{42-48}\text{Ca}$ 的结构特点可以了解 $1f_{7/2}$ 轨道波函数和核子间的相互作用。对 ^{40}Ca 及其同位素的深入了解,为中重核的研究提供了某种依据。但到目前为止,关于 Ca 同位素核物质密度分布(中子分布)还了解得不够清楚。由许多作者用不同强子探针(主要是质子、 π 介子和 α 粒子)和不同的分析方法所得的分布参数不太一致^[2-5]。他们遇到的共同问题是炮弹与靶核子的相互作用不能精确确定,次级效应很复杂,给分析带来了很大困难,并导致结果的不准确。

比较有利的探针是 K 介子。K 介子自旋为零,是带奇异数的粒子,相对而言是一个比

较“干净”的炮弹,特别是 K^+ 与核子相互作用较弱,在核物质中的平均自由程达 $\sim 6\text{fm}$,因而可深入核内部,其次级效应也相对简单,在理论处理上也比较容易.它与 e , p , π 和 α 粒子等一起,将有希望能精确测定核物质的密度分布.文献[7]提供了 $800\text{MeV}/c$ 的 K^\pm 被 ^{40}Ca 弹性散射的材料,并初步用光学模做了分析,但作者未区分中子与质子的分布的差别.

本文研究了 K^\pm 介子与 Ca 同位素的散射.依据现有的实验材料,在分析比较由各家提供的参数所得计算结果与实验数据符合程度的基础上,通过调整 ^{40}Ca 的中子分布参数,使与实验符合程度更好,由此得到的 ^{40}Ca 中子分布可能更接近于核内的真实情况.在第二节给出计算公式和所用参数,第三节对计算结果进行分析和讨论.

二、计算公式和使用的参数

在存在库仑场和核场两个位势散射的情况下,根据形式散射理论^[6]可以严格地将散射振幅表示成两部份

$$F(\mathbf{q}) = F_c(\mathbf{q}) + F_{cN}(\mathbf{q}) \quad (1)$$

其中 $F_c(\mathbf{q})$ 是仅仅由库仑散射的振幅, $F_{cN}(\mathbf{q})$ 是由库仑势和核势联合扭曲下的由核场的散射振幅.这个形式也可以由 Glauber 理论的相移相加假定而推导得出.微分截面是

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\mathbf{q})|^2$$

在具体计算 (1) 式时,考虑到在 高能小角度散射的情况下采用 Eikonal 近似是合适的.

(一) $F_{cN}(\mathbf{q})$ 振幅的形式

根据 Glauber 的 Eikonal 近似,散射振幅具有如下形式:

$$F_{cN}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \langle 0 | \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \dots, \mathbf{s}_A) | 0 \rangle e^{ix_c(b)} \quad (2)$$

其中

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) = 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)) \quad (3)$$

是靶核的剖面函数. $\Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)$ 可以通过强子-核子散射的元振幅 f_{KN} 表示出来

$$\Gamma_j(b) = \frac{1}{i2\pi k} \int d^{(2)}q_1 e^{-i\mathbf{q}_1\cdot\mathbf{b}} f_{Kj}(q_1) \quad (4)$$

这里, k 是入射动量, \mathbf{q} 是动量转移, \mathbf{b} 为碰撞参数. $e^{ix_c(b)}$ 是入射波由核的库仑场扭曲的因子, $x_c(b)$ 是库仑相移.

$$x_c(b) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} v_c(b, z) dz$$

$$v_c(r) = z_1 z_2 e^2 \int \frac{\rho_c(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' F(r) \quad (5)$$

度
的
实
.15
射

的密度
结构特
行.确
工作,电
位素在
是进行
外再加
函数和
中依据
许多作
参数不
效应很

一个比

$$F(r) = \begin{cases} 1 & r \leq a \\ 0 & r > a \end{cases}$$

$v_c(b, z)$ 是核的库仑场, $F(r)$ 是屏蔽因子. a 是屏蔽半径, 有原子半径的长度. ρ_c 是核电荷分布函数.

用单粒子近似, 在大质量数 A 的情况下, 根据光学极限近似

$$\langle 0 | \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2 \cdots \mathbf{s}_A) | 0 \rangle = 1 - e^{ix_N(b)} \quad (6)$$

$$x_N(b) = \frac{1}{k} \left[z_2 \int f_{kp}(q) S_p(q) J_0(qb) q dq \right. \\ \left. + (A - z_2) \int f_{kn}(q) S_n(q) J_0(qb) q dq \right] \quad (7)$$

其中

$$S_N(q) = \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \rho_N(r) d^3r \quad (8)$$

$\rho_N(r)$ 是核中点核子分布函数. 那么

$$F_{cN}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} e^{ix_c(b)} (1 - e^{ix_N(b)}) \quad (9)$$

(二) 库仑散射振幅 $F_c(\mathbf{q})$ 和库仑相移函数 $x_c(b)$

库仑散射振幅 $F_c(\mathbf{q})$ 在 Eikonal 近似下可表示为

$$F_c(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} (1 - e^{ix_c(b)}) \quad (10)$$

为加快积分收敛速度, 做如下变换

$$F_c(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b \left(-\frac{\Delta \mathbf{b}}{q^2} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \right) (1 - e^{ix_c(b)}) \quad (11)$$

用分布积分并考虑到库仑屏蔽效应

$$F_c(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi q^2} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b} + ix_c(b)} \{ i\Delta_{\mathbf{b}} x_c(b) - (\nabla_{\mathbf{b}} x_c(b))^2 \} \quad (12)$$

由(5)式用 b/a 展开并只保留首项, 可得库仑相移

$$x_c(b) = \frac{4\pi\alpha c z_1 z_2}{v} \left[\ln\left(\frac{b}{2a}\right) \int_0^b b' db' T_x(b') + \int_b^\infty b' db' \ln\left(\frac{b'}{2a}\right) T_x(b') \right] \quad (13)$$

α 为精细结构常数, v 为入射粒子速度,

$$T_x(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(b, z) dz \quad (14)$$

最后

$$F_c(\mathbf{q}) = -\frac{2\alpha E z_1 z_2}{q^2} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b} + ix_c(b)} \\ \times \left\{ T_x(b) + \frac{i4\pi\alpha c z_1 z_2}{v} \left(\frac{1}{b} \int_0^b b' db' T_x(b') \right)^2 \right\} \quad (15)$$

$T_x(b)$ 是核电荷分布厚度函数, 式(15)的积分 $d^{(2)}b$ 的区域仅有核的大小, 可精确计算.

在进一步计算(15)式中的库仑相移时, 我们用了电荷均匀分布于半径为 R_c 的球中的

其中

$i = 1$

我们

E

质子分
验引出

天
人

法, 所
数据,

近似,那么

ρ_c 是核

$$x_c(b) = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar v} \left\{ \theta(b - R_c) \ln \left(\frac{b}{2a} \right) + \theta(R_c - b) \right. \\ \times \left[\ln \left(\frac{R_c}{2a} \right) + \ln(1 + (1 - b^2/R_c^2)^{1/2}) - (1 - b^2/R_c^2)^{1/2} \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{b^2}{R_c^2} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (16)$$

(三) K-N 振幅

(7)

质心系中的 KN 振幅可以表成分波振幅形式

$$f_{\text{KN}}^{(j)} = f^j(\omega, \theta) + i\hat{\sigma} \cdot \hat{n} g^{(j)}(\omega, \theta) \quad (17)$$

(8)

$$f^{(j)}(\omega, \theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \{ (l+1) F_l^{(j)}(\omega) - l F_l^{(j)}(\omega) \} P_l(\cos \theta)$$

(9)

$$g^{(j)}(\omega, \theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=1}^{\infty} \{ F_l^{(j)}(\omega) - F_l^{(j)}(\omega) \} P_l^j(\cos \theta)$$

其中 $F_l^{(j)}(\omega)$ 即为通常的分波振幅, I 是总同位旋, $\hat{\sigma}$ 是核子自旋, k 为动量, l^\pm 表示

$j = l \pm \frac{1}{2}$, 那么 KN 振幅表为

(10)

$$f(k^+p \rightarrow k^+p) = f_{\text{K}^+N}^{(j)}$$

(11)

$$f(k^+n \rightarrow k^+n) = \frac{1}{2} (f_{\text{K}^+N}^{(j)} + f_{\text{K}^+N}^{(j)})$$

(12)

$$f(k^-p \rightarrow k^-p) = \frac{1}{2} (f_{\text{K}^-N}^{(j)} + f_{\text{K}^-N}^{(j)}) \quad (18)$$

$$f(k^-n \rightarrow k^-n) = f_{\text{K}^-N}^{(j)}$$

我们仅取 s, p, D 分波, 分波相移取自参考文献[9-12].

(13)

(四) 核物质密度分布参数

目前对 $^{40-48}\text{Ca}$ 的核物质密度分布普遍采用三参数 Fermi 分布函数形式

(14)

$$\rho_N = \rho_0 \left[1 + w_N \left(\frac{r}{c_N} \right)^2 \right] / [1 + \exp((r - c_N)/\beta_N)] \quad (19)$$

质子分布参数 w_p, c_p, β_p 由电子散射决定, 中子分布参数 w_n, c_n, β_n 则由质子散射实验引出. 我们把各家提供的数据列于表 1.

(15)

对于 $^{42,44,48}\text{Ca}$ 的有关参数也列在表内.

从表中所给出的数据可以看出, 在拟合同样的实验数据条件下, 采用不同的分析方法, 所得参数的数值是不一样的. 为了较准确地确定核物质分布, 我们试图采用表中各家数据, 通过分析 K^\pm -Ca 弹性散射, 来研究核内中子分布.

算.

球中的

表1 Ca同位素核密度分布函数的参数

核	参数 $c_p(\text{fm})$	$\beta_p(\text{fm})$	ω_p	ω_n	$c_n(\text{fm})$	β_n	参考文献
^{40}Ca	3.676	0.585	-0.102	-0.102	3.65	0.603	[2]
^{40}Ca	3.661	0.594	-0.102	-0.169	3.725	0.591	[2]
^{40}Ca	3.711	0.589	-0.126	-0.126	3.7	0.59	[2]
^{40}Ca				0.207	3.385	0.463	[3]
^{40}Ca				0.158	3.337	0.562	[3]
^{40}Ca	3.808	0.512	-0.166	-0.166	3.748	0.512	[8]
^{40}Ca	3.68	0.59	-0.102	-0.102	3.60	0.59	[13]
^{40}Ca	3.65	0.5188	0	0	3.65	0.518	[14]
^{40}Ca	3.7984	0.583	-0.18	-0.18	3.7984	0.583	[16]
^{42}Ca	3.728	0.591	-0.116	-0.116	3.54	0.686	[2]
^{42}Ca				-0.086	3.592	0.621	[3]
^{42}Ca				-0.059	3.591	0.522	[3]
^{44}Ca	3.748	0.572	-0.095	-0.095	3.58	0.670	[2]
^{44}Ca				-0.069	3.746	0.586	[3]
^{44}Ca				-0.051	3.737	0.486	[3]
^{48}Ca	3.744	0.526	-0.030	-0.030	3.90	0.567	[2]
^{48}Ca	3.808	0.528	-0.08	-0.08	4.06	0.52	[2]
^{48}Ca	3.744	0.53	-0.03	-0.03	3.80	0.57	[13]

[注] (1) p表质子, n表中子

(2) 参考[3]的质子密度分布参数用 I. Sick et al. P. L. 88B 245 (1979年)的结果

三、计算结果的讨论和分析

用上一节所给的公式和参数,我们具体计算了800 MeV/c的 K^\pm 介子被 $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ 弹性散射的微分截面。有代表性的结果给在图1。到图6中。其中,实验点取自文献[7]。图1到图3纵座标,左侧的标度是对 K^+ (或 ^{40}Ca)右侧的对 K^- (或 ^{48}Ca)

(一) 库仑效应的影响

图1标出了利用文献[2,9,11]的参数计算的800 MeV/c的 K^\pm 介子与 ^{40}Ca 弹性散射的微分截面。图中曲线(I)、(II)、(III)分别对应于 $F_c(q) + F_{cN}(q)$ 、 $F_{cN}(q)$ 、 $F_N(q)$ 的微分截面($F_N(q)$ 是无库仑场时的振幅),它反映了库仑修正对 K^\pm 介子与 ^{40}Ca 弹性散射微分截面值的影响:库仑振幅 $F_c(q)$ 主要提高小角度的微分截面值,而在 $F_{cN}(q)$ 中的库仑扭曲对填充极小起了重要作用,但库仑效应并未改变微分截面角分布的峰谷位置,这一结果与文献[15]关于质子散射的库仑修正行为一致。

(二) 不同相移参数的计算结果

图2是选用文献[2]的核物质密度分布函数参数及采用不同相移参数的计算结果。它表明,相移拟合的好坏虽然影响截面值的大小,但不改变角分布的峰谷位置。而其峰谷位置主要由核物质分布形状所决定。用文献[9,11]中的相移参数计算的微分截面值与实验

$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)

图1

^{40}Ca 参数一谷与实验进行调4中, 截面

文献

- 2]
- 2]
- 2]
- 3]
- 3]
- 8]
- 13]
- 14]
- 16]
- 2]
- 3]
- 3]
- 2]
- 3]
- 2]
- 2]
- 3]

^{40}Ca 弹性散射 7]. 图

生散射 $F_N(q)$ 生散射 中的库, 这一

果. 它 峰谷位 与实验

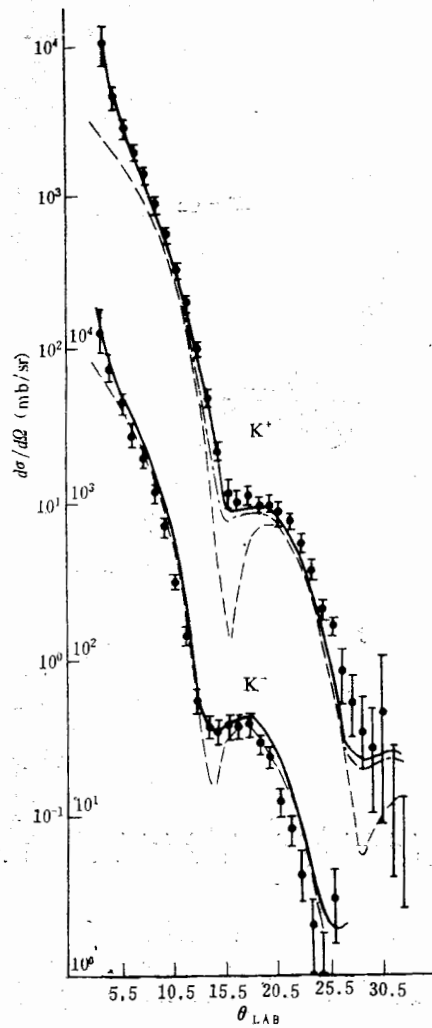


图 1 $K^\pm-^{40}\text{Ca}$ 弹性散射微分截面 \blacksquare 为实验点; — 为 (I); - - - 为 (II); - · - 为 (III)

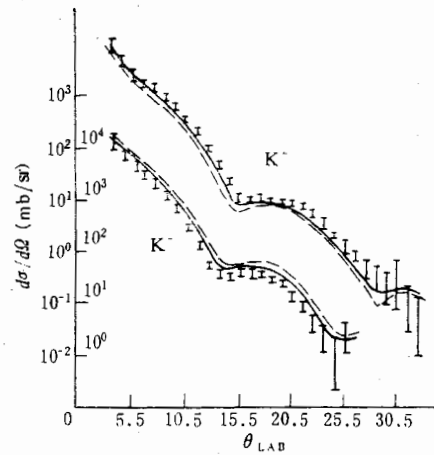


图 2 不同相移参数的 $K^\pm-\text{Ca}$ 散射
对 K^+ : — 参考[9]; - - - 参考[10]
对 K^- : — 参考[11]; - - - 参考[12]

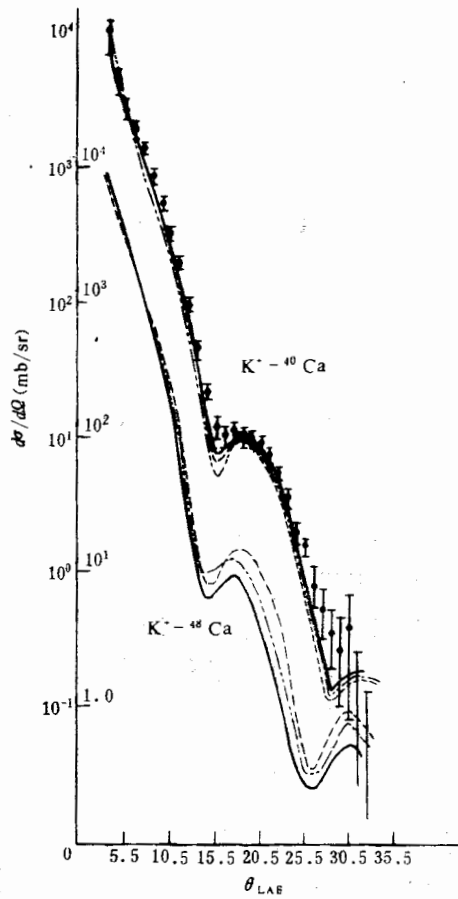
的符合程度优于用文献 [10,12] 中的相移参数的结果,因此,在我们以下的分析中均采用前者所提供的数据。

(三)

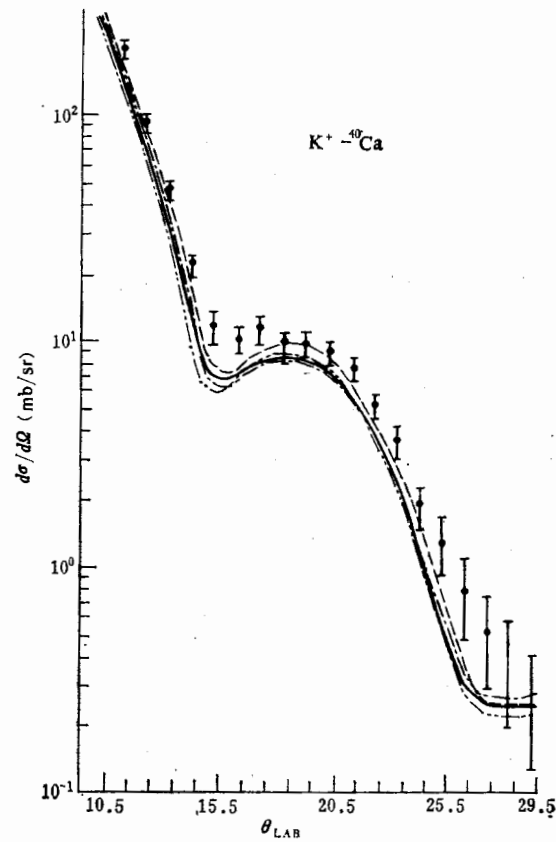
图 3 给出了 ^{40}Ca 、 ^{48}Ca 的不同密度分布参数的计算结果,从图中可见,用不同参数计算的微分截面有差异和优劣之分,这表明用原有的强子(主要是质子)作探针得到的核物质分布参数,虽然它们都能符合强子(质子)散射实验数据,但给出不同的 K 介子散射的微分截面,因此,用其它强子散射所得的密度分布的优劣可以通过 K^\pm 介子散射来检验。

(四) ^{40}Ca 的中子分布的分析

为了鉴别表 1 中给出的 ^{40}Ca 核物质密度分布参数的合理性,我们采用它来计算 $K^+-^{40}\text{Ca}$ 弹性散射微分截面. 计算结果标在图 4 中. 由图中可见(对照具体数值),对各家的参数,理论计算的微分截面角分布曲线的第一谷和第二峰位置与实验值均差 $1^\circ-2^\circ$ (第一谷和第二峰位置差 1° , 第二个谷位置差 2°). 适当调整这些参数,可以改善计算结果与实验值之间的符合,我们选用一组最佳的质子分布参数固定不变,只对中子分布参数进行调整,我们调整的中子分布参数的其中几组给出在表(2)中,而对应的微分截面标在图 4 中. 由图可见,当选用 [III] 组参数时,第一谷第二峰的位置与实验值完全一致,而微分截面理论计算值与实验值之间的符合也较前面的计算有进一步改善. 我们认为,调整后

图3 K^+ 弹性散射微分截面

对 ^{40}Ca : ——参考文献[2]; ---参考文献[8];
 - · - - [14]
 对 ^{48}Ca : - - - 参考文献[2]; - · - - 参考文献[13]

图4 $K^+ - ^{40}\text{Ca}$ 弹性散射微分截面

---为[2]的参数; - · - 为[3]的参数
 ——为[14]的参数; - · - 为[16]的参数

的这一组参数有可能更接近核物质密度的真实分布情况。在核的内部,质子的密度稍小于中子的密度,而在边缘部位情况则相反,即中子分布比质子分布有稍小的方均根半径和较薄的表面厚度。

表2 ^{40}Ca 分布函数调参情况摘要

参数 组别	c_p	β_p	w_p	w_n	c_n	β_n
(I)	3.661	0.594	-0.102	-0.102	3.661	0.653
(II)	3.661	0.594	-0.102	-0.102	3.661	0.549
(III)	3.661	0.594	-0.102	-0.102	3.5599	0.549

表(3)中给出质子、中子方均根半径的比较。

图

实
量
质

处

表 3 ^{40}Ca 质子、中子分布方均根半径比较

c_p	β_p	w_p	c_n	β_n	w_n	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	Δr_{pn}	备注
3.711	0.589	-0.126	3.7	0.59	-0.126	3.4937	3.4878	0.0059	文献[2]
			3.337	0.562	0.158		3.438		文献[3]
3.661	0.594	-0.102	3.661	0.549	-0.102	3.4913	3.407	0.075	调整(II)
3.661	0.594	-0.102	3.559	0.549	-0.102	3.4913	3.339	0.1523	调整(III)

[注] $\Delta r_{pn} = \langle r_p^2 \rangle^{1/2} - \langle r_n^2 \rangle^{1/2}$

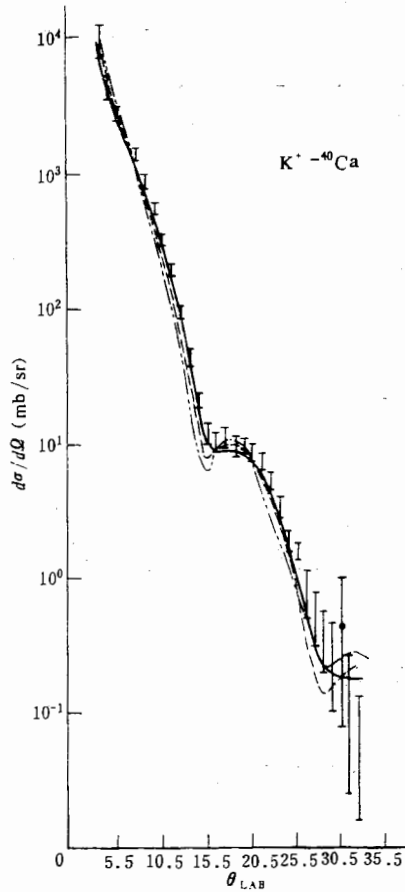


图 5 调参后计算的 $K^+ - ^{40}\text{Ca}$ 弹性散射微分截面

--- 为 (I) 组参数; - - - 为 (II) 组参数;
— 为 (III) 组参数

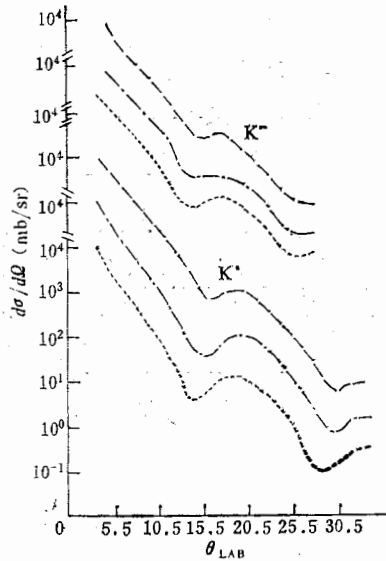


图 6 $K^\pm - ^{42,44,48}\text{Ca}$ 弹性散射

— $K^\pm - ^{42}\text{Ca}$; - - - $K^\pm - ^{44}\text{Ca}$; $K^\pm - ^{48}\text{Ca}$

最新的极化质子 ^{40}Ca 散射实验发现^[3], 中子的方均根半径 $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ 比质子的可小至 0.178fm, 我们的结果与他们的结果是一致的. 通常 H. F. 变分计算, 指出 ^{40}Ca 中子方均根半径比质子的 小 0.05fm.

(五)

图 6 给出了 800MeV/c 的 K^\pm 介子与 $^{42-48}\text{Ca}$ 弹性散射微分截面理论计算结果, 目前还没有实验数据可比较, 但其一般特征是符合强子-核弹性散射的经验规律的. 如在炮弹入射能量相同的条件下, 随着核质量数的增加, 角分布的峰谷位置向小角度偏移, 但峰值却随着质量数的增加而提高.

综上所述, 用 K^\pm 作为探针探索核物质分布是有其优越性的. 除了理论上的进一步处理要完善之外, 还要求对 K-N 散射材料提供更完全的数据进行更完全的相移分析, 对

K-核散射要做更多更精确的测量。我们的工作初步的，深入一步的工作有待于今后进行下去。

参 考 文 献

- [1] H. J. Enrich et al. *Nucl. Phys.*, **A396** 401C (1983); I. Sick et al. *Phys. Lett.*, **88B** (1979), 245; Proc. of the Karlsruhe International Discussion Meeting 1979 ed by H. Rebel, H. J. Gils, G. Schatz.
- [2] G. D. Alkhazov et al. *Nucl. Phys.*, **A274** (1976), 443; G. D. Alkhazov et al. *Nucl. Phys.*, **A280** (1977), 365; G. D. Alkhazov et al. *Nucl. Phys.*, **A381** (1982), 430.
- [3] L. Ray, G. W. Hoffmann et al. *Phys. Rev.*, **C23** (1981), 828.
- [4] E. Friedman, H. J. Gils et al. *Phys. Rev.*, **C21** (1980), 1551.
- [5] C. N. Papanicolas et al. *Phys. Rev.*, **C25** (1982), 1296; A. Chaumeaux et al. *Phys. Lett.*, **72B** (1977), 33; *Ann. Phys.* **116** (1979), 247; S. Shiomu et al. *Phys. Lett.*, **83B** (1979), 5; I. Brissaud et al. *Phys. Lett.*, **86B** (1979), 141; H. J. Gils et al. *Phys. Rev.*, **C21** (1980), 1245.
- [6] M. L. Goldberger, K. M. Watson: *Collision theory* 1964.
- [7] D. Marlow et al. *Phys. Rev.*, **C25** (1982), 2619.
- [8] H. J. Gils et al. *Phys. Rev.*, **C21** (1980), 1245.
- [9] B. R. Martin *Nucl. Phys.*, **B94** (1975), 413.
- [10] G. Giacomelli et al., *Nucl. Phys.*, **B71** (1974), 138.
- [11] M. Alston-Garnjost et al. *Phys. Rev.*, **D18** (1978), 182.
- [12] C. P. Gopal et al. *Nucl. Phys.*, **B119** (1977), 362.
- [13] S. R. Cotouch *Phys. Rev.*, **C23** (1981), 807.
- [14] P. L. Hallowell et al. *Phys. Rev.*, **C7** (1973), 1396.
- [15] C. Gustafsson, E. Lambert *Ann. Phys.*, **111** (1978), 304.
- [16] C. N. Papanicolas et al. *Phys. Rev.*, **C25** (1982), 1296.

ELASTIC SCATTERING OF K^+ MESONS BY $^{40-48}\text{Ca}$ AND THE ANALYSIS OF NEUTRON DISTRIBUTIONS

KONG LING-HIANG KONG FAN-XIN
(Guangxi Normal University)

LIU XIAN-HUI
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The differential cross sections of the elastic scattering of K^+ on $^{40-48}\text{Ca}$ are calculated in the framework of eikonal approximation. The theoretical values obtained by using different parameters are compared. Through adjusting the parameters of the neutron distribution, the improvement of the coincidence between the theoretical values and the experimental data is arrived. The result shows that the r.m.s. radius of the neutron distribution of ^{40}Ca is smaller than that of the proton. (about 0.15 fm smaller) and the surface thickness of the neutron distribution of ^{40}Ca is thinner than that of proton. This is consistent with the results of computation made by H. F. method and agrees with the analysis of elastic scattering of protons in the mediate energy on ^{40}Ca by other authors.

它
质-

唯身
核子
出的
中张
和性
研究

糙^[2]
介子
用上
可约