

π 介子在大变形核上的散射¹⁾

黄朝晖

(广西大学)

姜焕清

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

在程函理论的框架下,利用 π 核一级光学势,我们讨论了 π^\pm 介子在大变形核上的弹性与非弹性散射.在封闭近似下,我们考虑了到达低激发态的虚激发对弹性散射的影响.对于180MeV的 π^\pm 在 ^{152}Sm 核上的散射,理论结果与实验数据作了比较.

一、引 言

关于原子核内电荷的分布,用电磁作用的探针已经作了广泛的研究.对于原子核内电荷分布的形状.半径的大小,都得到了可靠的知识.这种成功,一方面是由于人们对电磁作用了解得比较清楚;另一方面,由于电磁作用比较弱,理论的处理比较干净.关于原子核内的中子分布,情况则不一样.尽管各种强作用的粒子,象 α, p, n, d 等都被用来研究这个问题,由于相互作用的复杂性,人们得到信息的可靠程度远远不如对电荷分布的了解.特别是对于大变形核,中子分布的变形与电荷分布的变形有何异同?不同的方法对于同一原子核得出的结论也不同^[1].

在最近的一篇文章中^[2],我们建议了一种测量核内物质分布变形的新方法,即在极化了的大变形核上电荷交换反应的测量.由于 (π^+, π^0) 和 (π^+, π^-) 反应对于中子有特殊的选择性,它们将核内的中子变成质子,直观地考虑,这类反应应该对核中中子的分布灵敏.文献[2]发现,在垂直和平行于入射方向上极化靶的SCX截面的不对称性对于核内中子分布与质子分布的差别十分敏感,而对于反应的其他因素不敏感.利用一级近似光学势,在程函理论的框架下对 ^{16}O 核作了仔细分析^[3],一个实验研究计划正在LAMPF进行^[4].

然而,文献[2]和[3]的结果是在程函理论框架下得到的.如果利用同位旋空间转动不变性,弹性散射以及到达同位旋相似态的电荷交换反应可以统一地由一种与同位旋有关的 π 核光学势来描述^[5].目前,已经有一些 π 在大变形核上的弹性及非弹性散射的实验结果.我们可以推广文献[2]的计算,去处理 π 在大变形核上的散射,通过与实验的比

较,进一步
在第二
节,我们讨

假定 π

其中 u_0, u
 T 和 ϕ 分
本体坐标:

为 π 核系

取一级定

其中 K 为:
核结构中的

则

其中 $\lambda_0^{(1)}$
原子核的

对于
发,原则上
用程函理
移 q 和原

其中 K 为

1) 中国科学院科学基金资助的课题。
本文1986年4月4日收到。

较,进一步阐明程函方法对处理这一问题的优劣。

在第二节,我们推广文献[2]的方法去处理 π 在大变形核的弹性及非弹性散射。第三节,我们讨论对 ^{152}Sm 核的具体计算结果。

二、散射理论

假定 π 介子与原子核的光学势可以写为^[5]

$$U(\mathbf{r}) = u_0(\mathbf{r}) + u_1(\mathbf{r})(\boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T}) + u_2(\mathbf{r})(\boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T})^2, \quad (1)$$

其中 u_0 , u_1 和 u_2 分别为光学势的同位旋标量, 同位旋向量以及同位旋张量部分。这里 \mathbf{T} 和 $\boldsymbol{\phi}$ 分别表示原子核和 π 介子的同位旋算符。对于大变形核, U 还依赖于原子核的本体坐标 z 轴相对于实验室系的空间取向。定义

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\phi} + \mathbf{T} \quad (2)$$

为 π 核系统的总同位旋,则在 τ 道的光学势为

$$U_\tau(r, \Omega) = \langle \tau | u_0 + u_1 \boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T} + u_2 (\boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T})^2 | \tau \rangle. \quad (3)$$

取一级定域的光学势,我们有

$$U_\tau(\mathbf{r}, \Omega) = K^2 \xi_\tau(\mathbf{r}, \Omega) + \frac{1}{2} \nabla^2 \xi_\tau(\mathbf{r}, \Omega), \quad (4)$$

其中 K 为 π 介子的动量, ξ_τ 决定于原子核的总密度以及价中子的密度分布。如果忽略核结构中的库仑作用,我们有

$$\rho(r, \Omega) = N\rho_n(r, \Omega) + z\rho_p(r, \Omega),$$

$$\Delta\rho(r, \Omega) = N\rho_n(r, \Omega) - z\rho_p(r, \Omega). \quad (5)$$

则

$$\xi_\tau(r, \Omega) = \lambda_0^{(\tau)} \rho(r, \Omega) + \tau(\tau) \lambda_1^{(\tau)} \Delta\rho(r, \Omega), \quad (6)$$

其中 $\lambda_0^{(\tau)}$ 和 $\lambda_1^{(\tau)}$ 分别为 π -核子振幅中的同位旋标量和同位旋向量部分。 $\tau(\tau)$ 依赖于原子核的同位旋 T , 见表 1:

表 1

τ	$T+1$	T	$T-1$
$\tau(\tau)$	$-\left(\frac{T+1}{2T}\right)$	$-\frac{1}{2T}$	$\frac{1}{2}$

对于入射粒子在变形核上的散射, 变形核的许多低激发态很容易在散射过程中被激发, 原则上, 我们面临着求解多道耦合的克莱因-高登方程组的任务。作为一个近似, 我们用程函理论来处理。假定在散射中, 原子核的取向不变, 这样, π -核散射振幅将是动量转移 q 和原子核在空中取向 Ω 的函数,

$$F_\tau(q, \Omega) = \frac{iK}{\partial\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} (1 - e^{i\chi_\tau(b, \Omega)}). \quad (7)$$

其中 K 为入射动量, $\chi_\tau(b, \Omega)$ 为 τ 道的厚度函数, 它比例于 τ 道的光学势:

$$\chi_\tau(b, \Omega) = \frac{1}{2K} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_\tau(b, z, \Omega), \quad (8)$$

子在大变形
态的虚激发
论结果与实

对于原子核
是由于人们对
干净。关于
等都被用来
对电荷分布的
不同的方法

方法, 即 π 介
反应对于中
核中中子
的不对称性
感。利用一
研究计划正
同位旋空间转
一种与同位旋
非弹性散射的
过与实验的

这里 b 为碰撞参数. 对于从初态 $|IKM\rangle$ 到达末态 $|I'K'M'\rangle$ 的跃迁, 我们应把这个振幅作如下投影:

$$F_{fi}^{\tau}(q) = \langle I'K'M' | F_{\tau}(q, \Omega) | IKM \rangle, \quad (9)$$

其中 $|IKM\rangle$ 为描述原子核集体转动的本征波函数. 如果取刚体哈密顿量^[6], 我们有:

$$|IKM\rangle \equiv \phi_{IKM}(\hat{R}) = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \mathcal{D}_{MK}^I(\hat{R}), \quad (10)$$

其中 \hat{R} 为描述原子核取向的欧拉角. 则

$$F_{fi}^{\tau}(q) = \left[\frac{(2I+1)(2I'+1)}{64\pi^2} \right]^{1/2} \int dR \mathcal{D}_{M'K'}^{I'*}(\hat{R}) F_{\tau}(q, \Omega) \mathcal{D}_{MK}^I(\hat{R}). \quad (11)$$

利用同位旋空间的转动不变性, 可以得到 π^+ , π^- 的散射振幅:

$$F_{fi}^{\pi^+}(q) = \frac{F_{fi}^T}{T+1} + \frac{F_{fi}^{T+1}}{(T+1)(2T+1)} + \frac{2T-1}{2T+1} F_{fi}^{T-1}, \quad (12)$$

$$F_{fi}^{\pi^-}(q) = F_{fi}^{T+1}.$$

同样可以得到同位旋相似态的单电荷交换 (SCX) 和双电荷交换 (DCX) 散射的振幅:

$$F^{(SCX)}(q) = \frac{1}{T(2T+1)(T-1)} [(2T^2-1)(F_{fi}^T - F_{fi}^{T-1}) + T(2F_{fi}^{T+1} - F_{fi}^T - F_{fi}^{T-1})], \quad (13)$$

$$F^{(DCX)}(q) = - \left(\frac{2T+1}{T} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(T+1)(2T+1)} \times [F_{fi}^T - F_{fi}^{T-1} - T(F_{fi}^{T+1} + F_{fi}^{T-1} - 2F_{fi}^T)]. \quad (14)$$

散射截面为:

$$\frac{d\sigma^{(i)}}{d\Omega} = \Sigma |F_{fi}^{(i)}(q)|^2. \quad (15)$$

其中 Σ 表示对初态核自旋的投影求平均, 对末态核自旋投影求和.

三、数值结果及讨论

利用上节给出的公式, 我们具体计算了动能为 180MeV 的 π^{\pm} 在 ^{152}Sm 上的弹性散射以及到达 $2^+(0.122\text{MeV})$ 激发态的非弹性散射. ^{152}Sm 核的基态自旋为 0, 电子散射实验^[7] 定出它的电荷分布可以表示为:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}}, \quad (16)$$

其中

$$\begin{aligned} R &= R_0^c(1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \dots), \\ R_0^c &= 5.8\text{fm}, \\ a_c &= 0.58\text{fm}, \\ \beta_2^c &= 0.287. \end{aligned} \quad (17)$$

原则上, 我们可以把 $\rho(\mathbf{r})$ 按角动量分解, 即,

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{L=\text{偶数}} \rho_L(r) Y_{L0}(\theta), \quad (18)$$

其中

正确的 ρ_L

为了在
体坐标系:

其中

对于 $\rho_2(r)$
一次项, 得

为了检验
有关的哈
1 的比较
DDHF 计
和(20)式
对 $\rho_2(r)$

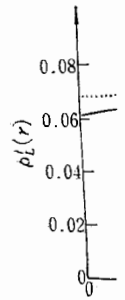


图 1

在实
布, 我们
范围内改

我们应把这个

其中

$$\rho_L(r) = \int d\Omega \rho(r, \theta) Y_{L0}^*(\theta). \quad (19)$$

量^[6], 我们有:

正确的 $\rho_L(r)$ 应该能给出测得的 EL 跃迁强度,

$$[B(EL)]^{1/2} = \int_0^\infty r^{L+2} \rho_L(r) dr. \quad (20)$$

为了数值计算的方便, 在这里我们仅考虑 Sm 的四极变形, 即取 $L = 0, 2$. 则在本体坐标系, 密度分布可以写为:

$$\rho(r, \theta) = \rho_0(r) + \rho_2(r) Y_{20}(\theta). \quad (21)$$

其中

$$\rho_0(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}}. \quad (22)$$

对于 $\rho_2(r)$, 我们可以把(16)式对 β 作泰勒展开, 在 β_2 不太大的情况下, 可以取 β_2 的一次项, 得:

$$\rho_2(r) = R_0^2 \beta_2^2 \frac{d}{dr} \rho_0(r). \quad (23)$$

为了检验上述展开的好坏, 我们把它与密度有关的哈特里-福克计算的结果作比较^[8]. 从图 1 的比较可以看出, 上述展开较好地再现了 DDHF 计算得到的电荷分布. 但是, 利用(22)和(20)式得到的 $B(E2)$ 数值比实验值偏小, 需对 $\rho_2(r)$ 乘以 1.18 这样的重新归一化因子.

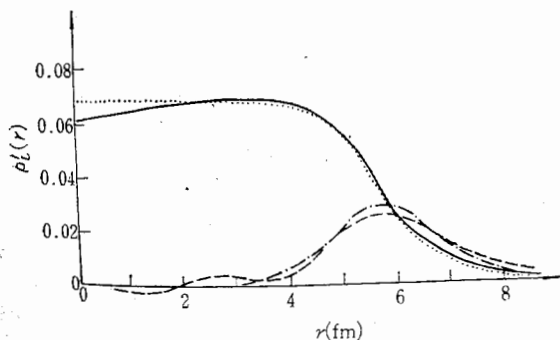


图 1 模型密度函数与 DDHF 计算的比较
 — DDHF ρ_0' - - - DDHF ρ_2 ... 模型 ρ_0'
 - - - 模型 ρ_2' 其中 $\rho_2' = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \rho_2(r)$

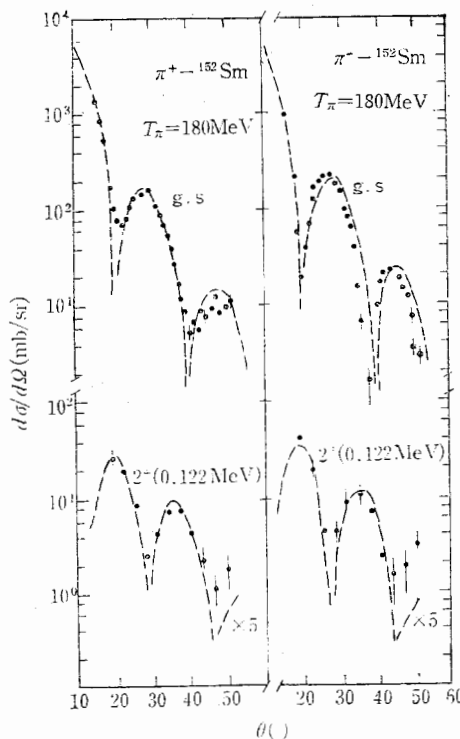


图 2 π^\pm 与 ^{152}Sm 的散射 实验取自文献[14]

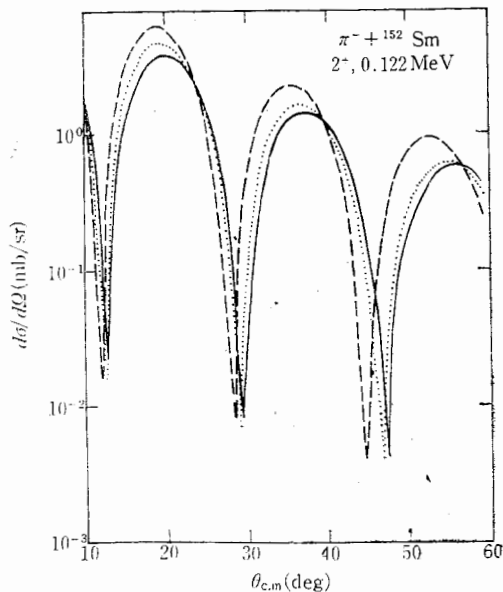
在实际计算中, 光学势中的 πN 振幅取自实验的 πN 相移^[9]. 对于 ^{152}Sm 的中子分布, 我们假定它与质子分布的形状相同, 而参数也基本上与质子分布一样. 我们在很小的范围内改变中子分布的参数, 以研究这种改变对结果的影响. 假定中子分布的参数 R_0^* ,

表 2 非弹性截面与中子分布参数的依赖 ($\beta_2^n = \beta_2^c = 0.287$)

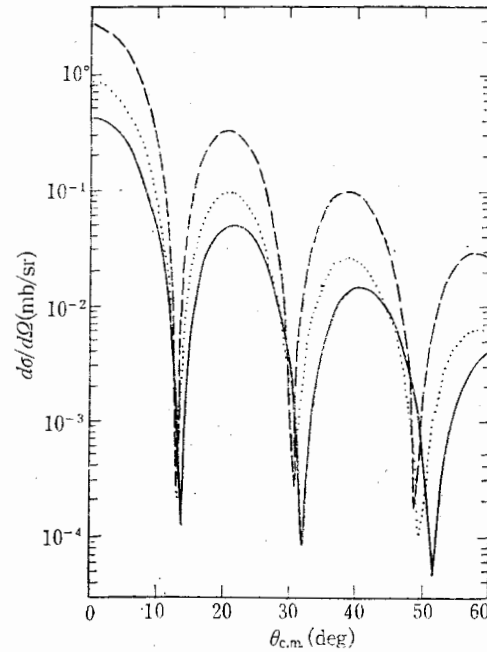
	$R_0^n(\text{fm})$	$a_c(\text{fm})$	$R_0^c(\text{fm})$	$a_n(\text{fm})$	$d\sigma/d\Omega(\theta = 20^\circ)_{\pi^+, \pi^-}(\text{mb/sr})$
π^+	5.8	0.58	5.8	0.58	4.33
	5.8	0.58	6.4	0.58	4.83
	5.8	0.58	5.8	0.63	4.32
π^-	5.8	0.58	5.8	0.58	4.73
	5.8	0.58	6.4	0.58	5.94
	5.8	0.58	5.8	0.63	4.65

a_n, β_2^n 与电荷分布完全相同, 对于 180MeV 的 π 介子, 我们得到的结果与实验点一起在图 2 中给出。对于弹性散射, 我们的计算无论绝对值还是角分布的形状, 都与实验符合得较好。对于非弹性散射, 角分布的形状与实验大体一致, 但绝对值比实验大约小五倍。

改变中子分布半径的大小, 弹性微分截面有较大的变化, 当 $R_0^n > R_0^c$ 时, 微分截面往小角度压缩, 且峰值增大。 β_2^n 的变化对弹性截面影响不太大。当 β_2^n 增大或减小 10% 时, 第一个峰值 (28°) 处 π^+ 截面分别减小或增大 0.7%; π^- 截面分别减小或增大 2.4%, R_0^n 的改变对非弹性截面的绝对值有较大的影响, 这是由于这类过程主要发生在核表面^[10]。 β_2^n 的变化对非弹性微分截面也有一定的影响。图 3 给出了中子分

图 3 $\pi^- - ^{152}\text{Sm}$ 非弹性散射
与中子分布参数的关系

$T_n = 180\text{MeV}$ --- $R_0^n = R_0^c, a_n = a_c$
 $\beta_2^n = \beta_2^c = 0.287$ $a_n = 1.1a_c$
 —— $\beta_2^n = 0.9\beta_2^c$

图 4 180MeV 的 π^+ 在 ^{152}Sm 上到达 IAS 态
的单电荷交换反应微分截面

—— $\beta_2^n = 0.257, \beta_2^c = 0.287,$
 $a_n = 0.58\text{fm}, a_c = 0.58\text{fm},$
 $R_0^n = 5.8\text{fm}, R_0^c = 5.8\text{fm},$
 - - - $\beta_2^n = 0.287, \beta_2^c = 0.287,$
 $a_n = 0.58\text{fm}, a_c = 0.58\text{fm},$
 $R_0^n = 6.4\text{fm}, R_0^c = 5.8\text{fm},$
 $\beta_2^n = 0.287, \beta_2^c = 0.287,$
 $a_n = 0.63\text{fm}, a_c = 0.58\text{fm},$
 $R_0^n = 5.8\text{fm}, R_0^c = 5.8\text{fm}$

布参数对非
在表 2 中给
比较, 似乎

由于多
出肯定的结
去了高级形
有其优越性
这里的计算
测量可能对

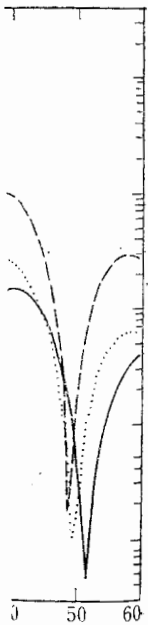
在我们
核, 由于基
虚激发在第
可能有更
我们
换的一个

对于 ^{152}Sm
如取 $R_0^n =$
在本
对于高级开

- [1] M. T. cu, *Ph*
 [2] H. C.
 [3] H. C.
 [4] N. Kn
 [5] M. B. M. B.
 [6] D. M.
 [7] T. Coc zinsky
 [8] D. Va
 [9] M. B. 姜焕清
 [10] M. B.
 [11] H. Ba J. Pij
 [12] U. Se. Alster
 [13] C. L.
 [14] C. L.

σ (mb/sr)

实验点一起在
与实验符合得
约小五倍。
时, 微分截面
或减小 10%



到达 IAS 态
截面

.287,
1.58fm,
.8fm,
.287,
.58fm,
.8fm,
= 0.287,
.58fm,
.8fm

布参数对非弹性截面影响的一个例子。改变 R_0^2 和 a_n 时, 非弹性截面在峰值处的变化在表 2 中给出。从表 2 可以看出, R_0^2 的变化对截面的绝对值影响很大。通过与实验的比较, 似乎 $R_0^2 = R_0^2$ 时更为合理。

由于多种因素可以影响截面的绝对值^[11], 我们很难从我们得到的截面的大小对 β_2^2 作出肯定的结论。我们还不清楚计算的到达 2^+ 激发态截面偏小的物理原因, 但在计算时略去了高级形变的成分可能是一个原因。从文献[3]我们知道, 不对称性 $A_s(\theta)$ 的测量具有其优越性, 而在 $A_s(\theta)$ 的计算时, 非弹性虚激发的贡献会增大 $A_s(0)$ 的数值, 而我们这里的计算表明, 封闭近似下考虑的虚激发只给出了它的影响的下限。因此, $A_s(0)$ 的测量可能对 β_2^2 有更大的灵敏性。

在我们的理论框架下, 弹性散射中的部分虚激发效应自然地包括进来了。对于 ^{152}Sm 核, 由于基态自旋为 0, 不考虑虚激发等价于在弹性散射的计算中取 $\beta_2 = 0$ 。计算表明, 虚激发在第一个峰处引起的修正大约为 10%。正如前面已经讨论的, 在实际上, 虚激发可能有更大的影响。

我们还制用公式(14)计算了到达同位旋相似态的散射截面。图 4 中给出了单电荷交换的一个例子。目前还没有这种实验, 不过根据实验规律^[12,13], 对于单电荷交换反应,

$$\frac{d\sigma^{SCX}}{dn}(0^\circ) = 49(N - Z)A^{-1.35}(\text{mb/sr}). \quad (24)$$

对于 ^{152}Sm 我们得到 $\frac{d\sigma^{SCX}}{d\Omega}(0^\circ) = 1.56\text{mb/sr}$ 。我们的计算与上述经验规律比较可见, 如取 $R_0^2 = R_0^2$, $\beta_2^2 = \beta_2^2$ 时, 基本上给出了实验规律。

在本文中, 我们只取了原子核的四极形变, 对于 π 核光学势, 只取了一级定域的形式。对于高级形变和 π 核光学势中的高级效应的影响, 应在以后的工作中进一步考虑。

参 考 文 献

- [1] M. T. McEllistrem, R. E. Shawa, J. Lachkar, G. Haouat, Ch. Lagrange, Y. Patin, J. Sigaud, and F. Co-cu, *Phys. Rev.*, **C15**(1977), 927.
- [2] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1996.
- [3] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 2149.
- [4] N. Knudson, J. R. Comfort, and J. D. Bowman, LAMPF Exp. 899 and Private Communication.
- [5] M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C22**(1982), 192;
M. B. Johnson and E. R. Siciliano, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 1647.
- [6] D. M. Brink and G. R. Satchler, *Angular Momentum* (Clarendon, Oxford, 1968).
- [7] T. Cooper, W. Bertozzi, J. Heisenberg, S. Kowalski, W. Turchinets, C. Williamson, L. Cardman, S. Fivo-zinsky, J. Light body Jr. and S. Penner, *Phys. Rev.*, **C13**(1976), 1083.
- [8] D. Vautherin et. al., *Phys. Rev.*, **C7**(1972), 296.
- [9] M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 192.
- [10] 姜焕清, 第五次全国核物理会议文集, (1982) p 284.
- [11] M. B. Johnson, 核力与多体问题讲习班文集 (1983) 长春.
- [12] H. Baer, J. D. Bowman, M. D. Cooper, F. H. Cverna, C. M. Hoffman, M. B. Johnson, N. S. P. King, J. Piffarotti, E. R. Bevington and E. Winkelman, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 982.
- [13] U. Sennhauser, E. Piasetzsky, H. W. Baer, J. D. Bowman, M. D. Cooper, H. S. Matis, H. J. Ziock, J. Alster, A. Erell, M. Moinester, and F. Irom, *ibid.*, **51**(1983), 1324.
- [14] C. L. Morris, S. J. Seastrom-Morris, P. A. Seidl and R. R. Kiziah, *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 2165.

PION SCATTERING FROM WELL-DIFORMED NUCLEI

HUANG CHAO-HUI

(Guangxi University)

CHIANG HUAN-CHING

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In the framework of the eikonal theory and using the first order π -nucleus optical potential, the elastic and inelastic scatterings of π^\pm from well-deformed nuclei are discussed. The virtual excitations to the low-lying levels are taken into account in the calculations of the elastic scatterings by using the closure approximation. The theoretical results of pion scatterings from ^{152}Sm at $T_\pi = 180 \text{ MeV}$ are compared with the data.

本
技巧,加

北京质
腔的能量为
但当时 10 M
已投入加工。
定将第一加
癌的研究,填
35 MeV 加速
量和流强等

将 10 M
背景和要求

1) 尽可
经验。

2) 充分
是输出脉冲
直线加速器
用这份余量

3) 为有

本文 1986