

π^- 核散射的 Δ_{33} 准门口态描述

高 琴 马维兴 张宗焯 余友文
(杭州大学) (中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文提出了 π^- 核散射的 Δ_{33} 准门口态的概念. 在这个简单的模型下, 计算了 $T_{\pi}^{lab} = 163, 220, 240, 254, 303, 380 \text{ MeV}$ 的 π^- - ^{16}O 弹性散射的微分截面和总截面, 并与实验进行了比较, 得到与实验大致符合的结果.

一、引 言

中能区 π -N 散射最显著的特征是 Δ_{33} 共振, 因此当我们讨论中能 π^- 核散射时, 当然应该考虑这个因素. 许多实验结果表明, 在(3.3)区的 π^- 核散射, 的确也存在明显的共振峰^[1-3]. 因此使得人们相信, 这些共振峰的出现, 是由于 π 与核内核子作用以后形成了 Δ_{33} 的结果. 随之理论上进行了一些尝试^[4-8], 其中 W. Weise 等人提出的微观描述方法是比较成功的. 我们在 W. Weise 理论的基础上, 对 Δ_{33} 共振中间态的结构提出了一个简化的模型——准门口态; 并用它对 π^- - ^{16}O 弹性散射 ($T_{\pi}^{lab} = 163, 220, 240, 254, 303, 380 \text{ MeV}$) 进行了计算. 得到与实验大致符合的结果. 在第二节中, 给出准门口态的结构及 π^- 核散射截面的公式. 第三节中, 列出 π^- - ^{16}O 的计算结果及与实验的比较, 并进行了讨论. 最后做一简单的小结.

二、准门口态结构及 π^- 核散射振幅

在 W. Weise 的理论中, π^- 核散射振幅的公式为^[5]:

$$-2\omega_k \langle \mathbf{k}'_x | T(\omega_k) | \mathbf{k}_x \rangle = \sum_i \frac{\langle \mathbf{k}'_x | H_{\Delta N \pi}^+ | \psi_i \rangle \langle \psi_i | H_{\Delta N \pi} | \mathbf{k}_x \rangle}{E_i - \omega_k}, \quad (1)$$

式中 $|\mathbf{k}_x\rangle$ 及 $|\mathbf{k}'_x\rangle$ 分别是 π^- 核体系的初、末态, ω_k 是 π^- 核质心系中 π 介子的能量, $T(\omega_k)$ 是散射振幅, $H_{\Delta N \pi}$ 是 ΔN 和 π 的顶点相互作用, 它的非相对论近似的表达式为:

$$H_{\Delta N \pi} = i \frac{f_{\Delta N \pi}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q}) \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\pi. \quad (2)$$

m_π 是 π 介子质量, $f_{\Delta N \pi}$ 是耦合常数, \mathbf{q} 是 π^- 核子质心系的动量, $\boldsymbol{\varphi}_\pi$ 是 π 介子场量. $\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}$ 及 $\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}$ 分别是自旋及同位旋传递算符, 它的约化矩阵元的定义是:

$$\left\langle \frac{3}{2} \parallel \boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \parallel \frac{1}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{3}{2} \parallel \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \parallel \frac{1}{2} \right\rangle = 2. \quad (3)$$

ψ_i 及 E_i 分别是 Δ - h 系统 (h 代表核子空穴) 的本征态及本征能量, 可以由求解 TDA 方程或 RPA 方程得到.

从原则上来说, 求解 TDA 方程得到的 ψ_i 及 E_i 是相当严格的. 然而在实际上由于对 Δ 与核的作用了解不够 (包括 Δ 在核内的波函数、 Δ 在核内的宽度以及 Δ - N 相互作用等等); 因此这样做, 不但计算上很复杂, 而且还存在着很多不确定的因素, 影响了对于起主要作用的因素的澄清.

我们提出了一个简单的准门口态模型, 即认为:

(i) π 与核子相互作用以后, 激发成 Δ , 主要只到达 Δ_{33} 的门口态:

$$\phi_{\Gamma} = \sqrt{\frac{1}{N}} (H_{\Delta N \pi} | \mathbf{k}_\pi \phi_0 \rangle), \quad (4)$$

(ii) 严格说来, ϕ_{Γ} 不是 Δ - h 系统的本征态, 它分布于各个本征态 ψ_i 之中. 如果将 ψ_i 近似地按谐振子能壳 $n\hbar\omega$ 激发来分组, 可以认为每一组的 ψ_i (具有相同的 $n\hbar\omega$ 激发), 在能量上是比较靠近的; 同时由于 Δ 具有相当大的宽度, 因而可以不考虑它们之间的能量差. 于是, 相同 $n\hbar\omega$ 激发的门口态近似地是 Δ - h 系统的本征态, 我们称它为准门口态. 用公式表达如下

$$\phi_{nLJ} = \sqrt{\frac{1}{N_{nL}}} \sum_{\substack{n_{\Delta} l_{\Delta} \\ n_{N'} l_{N'}}}^{(2n_{\Delta} + l_{\Delta} - 2n_{N'} - l_{N'} = n)} (-)^{l_{\Delta}} A_{l_{\Delta} l_{N'} L} F_{n_{\Delta} l_{\Delta} n_{N'} l_{N'} L}(\mathbf{k}) (a_{n_{\Delta} l_{\Delta}}^+ b_{n_{N'} l_{N'}}^+)_{LSJT} \phi_0. \quad (5)$$

($s = 1, T = 1$)

其中

$$A_{l_{\Delta} l_{N'} L} = \frac{l_{\Delta} l_{N'}}{\hat{L}} C_{l_{\Delta} 0 l_{N'} 0}^{L 0}, \quad (6)$$

$$l_{\Delta} = \sqrt{2l_{\Delta} + 1}, \quad (7)$$

$$F_{n_{\Delta} l_{\Delta} n_{N'} l_{N'} L}(\mathbf{k}) = \int r^2 dr R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(\alpha_{\Delta} r) j_L(kr) R_{n_{N'} l_{N'}}(\alpha r). \quad (8)$$

\mathbf{k} 是 π -核质心系的动量, 它与 \mathbf{q} 的关系为

$$\mathbf{q} \cong \frac{M + \omega_k/A}{M + \omega_k} \mathbf{k} = \beta \mathbf{k}. \quad (9)$$

$R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}$ 及 $R_{n_{N'} l_{N'}}$ 是 Δ 及核子的径向波函数, 在此取为谐振子波函数, 其中 α_{Δ} 及 α 为谐振子参数.

我们将准门口态 ϕ_{nLJ} 近似地看做为 Δ - h 系统的本征态, 把它代入(1)式, 则有

$$-2\omega_k \langle \mathbf{k}'_{\pi} | T(\omega) | \mathbf{k}_{\pi} \rangle = \sum_{nLJ} \frac{\langle \mathbf{k}'_{\pi} | H_{\Delta N \pi}^+ | \phi_{nLJ} \rangle \langle \phi_{nLJ} | H_{\Delta N \pi} | \mathbf{k}_{\pi} \rangle}{E_{nLJ} - \omega_k}, \quad (10)$$

并且取

$$E_{nLJ} = E_n = M_{\Delta} - M + \frac{i}{2} \Gamma_{\Delta} + n\hbar\omega + \mu_{\Delta}, \quad (11)$$

即认为每一个准门口态, 具有一个平均的相互作用能量 μ_{Δ} , 在此把 μ_{Δ} 当做一个参量. 式中 M_{Δ} 及 Γ_{Δ} 分别为 Δ 的质量及自由 Δ 的宽度, M 是核子质量.

对于满壳层核, 将 ϕ_{nLJ} 的表达式(5)代入(10)式, 则有

$$\begin{aligned}
 -2\omega_k \langle \mathbf{k}'_x | T(\omega_k) | \mathbf{k}_x \rangle &= \frac{16}{27} \left(\frac{f_{\Delta N \pi}}{m_\pi} \right)^2 \beta^2 k^2 \\
 \times \sum_{nLJ} (2J+1) A_{L1J}^2 \sum_{\substack{n_{\Delta}^{\prime} L_{\Delta} \\ n_{N}^{\prime} L_N}} A_{i_{\Delta}^{\prime} L_{\Delta}}^2 F_{n_{\Delta}^{\prime} L_{\Delta} n_{N}^{\prime} L_N}^2(k) \frac{1}{E_n - \omega_k} P_J(\cos \theta). \quad (10')
 \end{aligned}$$

由公式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\omega_k, \theta)|^2 \quad (12)$$

及

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k} I_m F(\omega_k, \theta = 0^\circ), \quad (13)$$

其中

$$4\pi F(\omega_k, \theta) = -2\omega_k \langle \mathbf{k}'_x | T(\omega_k) | \mathbf{k}_x \rangle, \quad (14)$$

就可以得到 π^- 核散射的微分截面及总截面。

三、 $\pi^- - {}^{16}\text{O}$ 弹性散射的微分截面

为了考验准门口态模型是否是一个好的近似,我们以 $\pi^- - {}^{16}\text{O}$ ($T_\pi^{\text{lab}} = 162.6, 220, 240$ 、

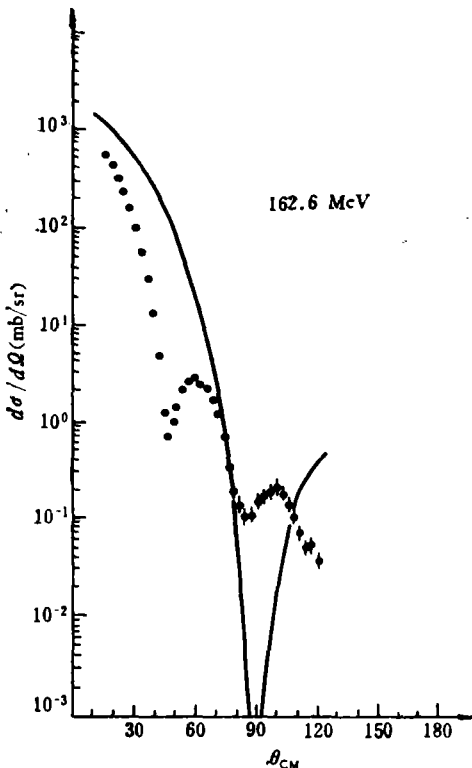


图1 $T_\pi^{\text{lab}} = 162.6\text{MeV}$ 的 $\pi^- - {}^{16}\text{O}$ 弹性散射角分布

黑点是实验数据^[6]; 曲线是理论计算结果

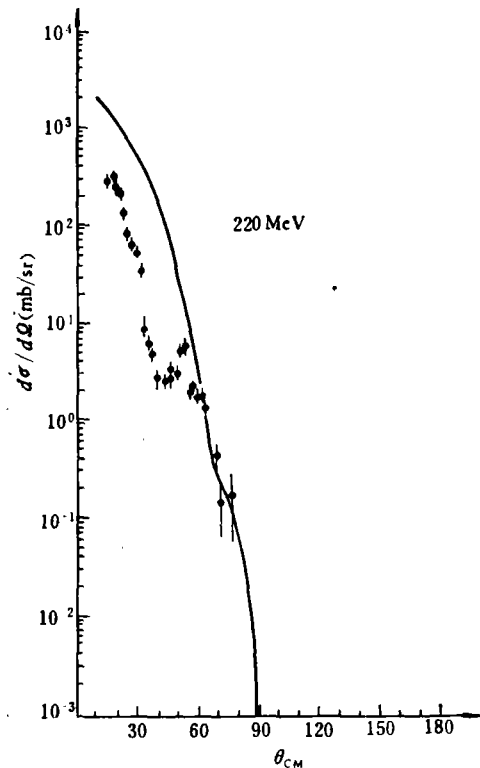


图2 $T_\pi^{\text{lab}} = 220\text{MeV}$ 的 $\pi^- - {}^{16}\text{O}$ 弹性散射角分布

黑点是实验数据^[6]; 曲线是理论计算结果

254、303、380MeV) 弹性散射为例, 计算了它的微分截面及总截面, 并与实验进行了比较。在计算中, 所取的准门口态直到 $5\hbar\omega$ 的激发, 即

$$n = -1, 0, 1, \dots, 5. \quad (15)$$

耦合常数 $f_{\Delta N\pi}$ 取为

$$\frac{f_{\Delta N\pi}^2}{4\pi} = 0.32. \quad (16)$$

Δ 的谐振子参数 α_Δ 取为与核子的相同, 即

$$\alpha_\Delta = \alpha = 0.64\text{fm}^{-1}. \quad (17)$$

关于准门口态的平均相互作用, 作为一个参量取为

$$\mu_\Delta = -10\text{MeV}. \quad (18)$$

我们也考虑了 μ_Δ 的改变对结果的影响, 计算结果表明把 μ_Δ 改变十几 MeV 对结果没有明显的影响。

计算的结果列于图 1 至图 7 中, 黑点代表实验数据, 取自文献 [6, 8]。从图中可以看到, 理论结果基本上与实验相符合, 只有 $T_{\pi}^{lab} = 162.6\text{MeV}$ 的情况, 符合得较差。

下面进行几点讨论:

(i) 在用准门口态来描述 π -核散射的过程中, 我们将 E_{nL} 取为一个平均值 E_n , 略

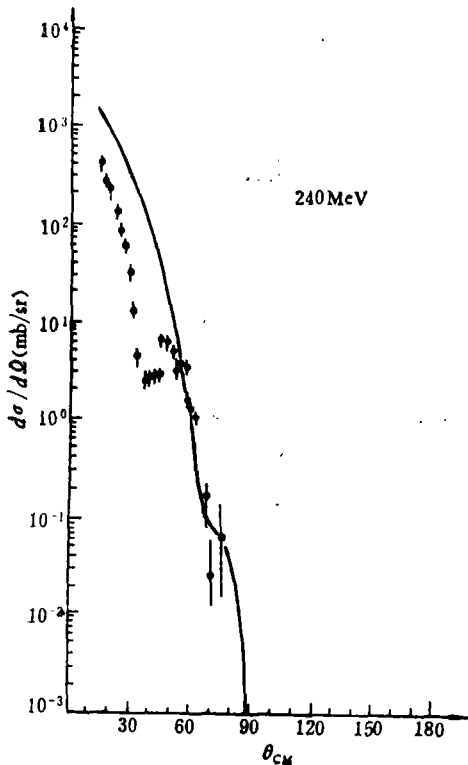


图 3 $T_{\pi}^{lab} = 240\text{MeV}$ 的 $\pi^{-}-^{16}\text{O}$ 弹性散射角分布

黑点是实验数据^[6]; 曲线是理论计算结果

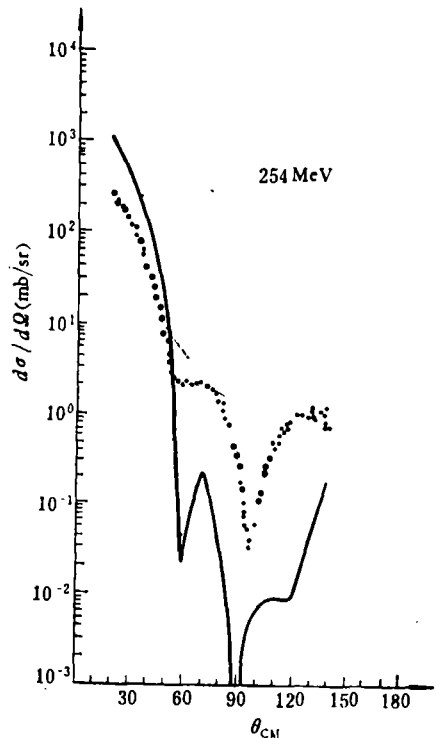


图 4 $T_{\pi}^{lab} = 254\text{MeV}$ 的 $\pi^{-}-^{16}\text{O}$ 弹性散射角分布

黑点是实验数据^[8]; 曲线是理论计算结果

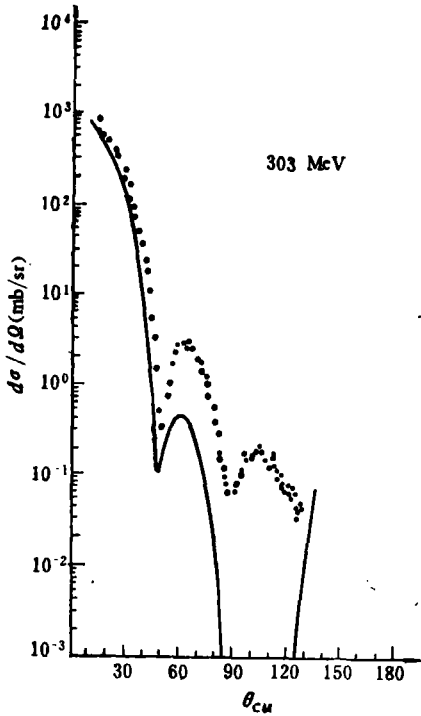


图5 $T_{\pi}^{lab} = 303\text{MeV}$ 的 $\pi^{-}-{}^1_0\text{O}$ 弹性散射角分布
黑点是实验数据^[13]; 曲线是理论计算结果

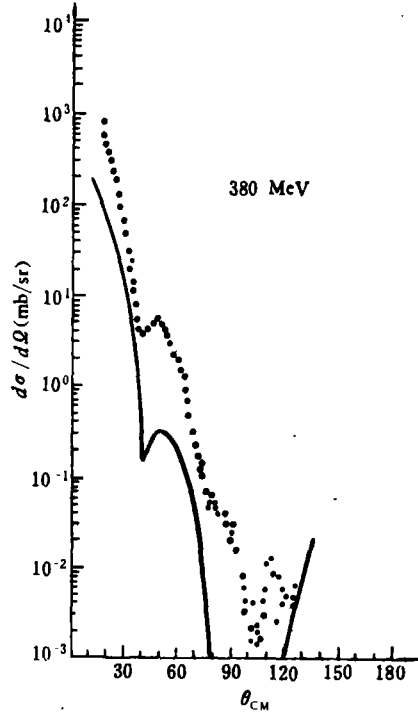


图6 $T_{\pi}^{lab} = 380\text{MeV}$ 的 $\pi^{-}-{}^1_0\text{O}$ 弹性散射角分布
黑点是实验数据^[13]; 曲线是理论计算结果

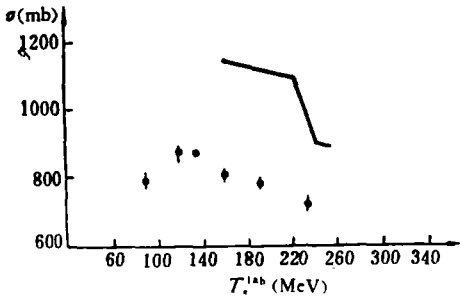


图7 $\pi^{-}-{}^1_0\text{O}$ 弹性散射总截面随能量 T_{π}^{lab} 的变化
黑点是实验数据^[13]; 曲线是理论计算结果

去了自旋轨道耦合的影响。因此是 L-S 耦合近似的结果。在 L-S 耦合近似下, 只要把 $\theta = 90^\circ$ 直接代入截面的公式, 立即可以得到

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=90^\circ} = 0. \quad (19)$$

实验上的趋势是对于多数情况都在 90° 附近有极小存在。这表明, 采用 L-S 耦合近似在一定程度上是合理的; 要获得与实验的细致符合, 还需要考虑进一步的修正。

(ii) 从准门口态的表达式(5)可以看到, 当径向积分 $F_{n_{\Delta}l_{\Delta}n_Nl_NL}(k)$ 对于同一个 n 值, 都具有相同的符号时, 则

$$\psi_{nLJ} \approx \sqrt{\frac{1}{N_{nL}}} \sum_{\substack{n_{\Delta}l_{\Delta} \\ n_Nl_N \\ (2n_{\Delta}+l_{\Delta}-2n_N-l_N=n)}} (-)^{l_{\Delta}} A_{l_{\Delta}l_NL}(a_{n_{\Delta}l_{\Delta}}^+ b_{n_Nl_N}^+)_{LSJT} \psi_0 \quad (5')$$

$(S = 1, T = 1)$

这就是 Δ - h 的“相干结构”; 对于 $n = 0, L = 0$ 的情况, 相当于 Δ -isobar 的同构态, 即将一个核子激发为一个 isobar, 而其空间状态完全没有改变。有趣的是, 计算结果表

明当 ω_k 接近共振能量时, $F_{n_{\Delta}l_{\Delta}n_{N}l_{NL}}(k)$ 的确是对同一个 n 值, 具有相同的符号. 这时准门口态结构与“相干结构”十分接近. 然而当 ω_k 偏离共振区时, 两者有所不同.

(iii) 在我们的准门口态模型计算中, 可以看到不确定的因素是极少的, 仅有两个参数, 一个是 μ_{Δ} , 我们取它为平均相互作用值; 另一个是 α_{Δ} , 我们取它与核子的 α 相同. 在这样少的参数下, 能够给出共振区附近不同入射能量的角分布趋势与实验基本符合. 这表明准门口态模型是反映了 π -核过程的主要物理特性的. 这个模型的另一优点, 是结构简单, 易于计算, 可以方便地用它来分析更多的 π -核过程.

四、小 结

根据 π -核散射在 (3.3) 共振区的特点, 即主要通过 Δ_{33} 门口态. 我们提出了准门口态近似是 Δ - h 系统的本征态的看法, 并用它计算了 $\pi^{-16}\text{O}$ 弹性散射的角分布. 得到了与实验基本符合的结果. 由于在这个准门口态模型中, 很少有不确定的因素, 并且只有两个参数, 却可以给出与实验上基本一致的角分布趋势. 这表明准门口态做为 π -核散射的中间结构是合理的, 它反映了 π -核散射过程的主要特性. 当然还有一些细致效应需要进一步分析, 例如 α_{Δ} 的影响, μ_{Δ} 是否受自旋轨道耦合的影响等等. 这些都有待进行深入地分析. 同时, 还需要在一些其他 π -核过程中, 例如 π -核非弹散射, π 产生等等对准门口态结构进行考验.

参 考 文 献

- [1] F. Binon et al., *Nucl. Phys.*, **17B** (1970), 168.
- [2] A. S. Carroll et al., *Phys. Rev.*, **C14** (1976), 635.
- [3] J. P. Albanèse et al., *Phys. Lett.*, **73B** (1978), 119.
- [4] L. S. Kisslinger et al., *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973), 1071.
- [5] W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A278** (1977), 402. G. E. Brown and W. Weise, *Phys. Rev.*, **22C** (1975), 280.
- [6] J. P. Maillet et al., *Nucl. Phys.*, **A316** (1979), 267.
- [7] M. Mirata, F. Lenz and K. Yazaki, *Ann. Phys.*, **108** (1977), 16.
- [8] K. Klingenberg et al., Proc. 8th Inter. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, 1979.

QUASI- Δ_{33} DOORWAY STATE DESCRIPTION OF PION-NUCLEUS SCATTERING

GAO QIN

(Hangzhou University)

MA WEI-XING ZHANG ZONG-YE YU YOU-WEN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The concept of quasi- Δ_{33} doorway state is put forward in the paper. Under this simple model, differential cross sections of elastic $\pi^{-16}\text{O}$ scattering is calculated at $T_{lab}^{\pi} = 163, 220, 240, 254, 303, 380$ Mev and compared with existing data, We arrive at a agreement with experimental data.