第6卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 6, No. 6
1982年11月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Nov., 1982

两核子吸收机制与飞行 π 介子

姜焕清 李扬国
(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文推广静止 π 吸收的两核子模型用于讨论几百 MeV 飞行 π 介子被原子核吸收后发射核子能谱的现象. 计算了 220MeV π 介子被 ^{12}C, ^{58}Ni 和 ^{181}Ta 核吸收后的发射核子能谱以及吸收截面 σ_{abs}、平均发射核子数 $\bar{N}$ 和 π^+/π^- 吸收后发射质子的产额比值 $\bar{R}$ 与 A 的依赖关系. 这些实验都能成功地用两核子吸收机制给与描述.

一、前 言

π-核相互作用是六十年代末期以来人们极感兴趣的课题[1]. 迄今为止在此领域进行广泛的研究,但还有相当多的问题等待人们去回答. 对这些问题的回答又都直接与对 π-核吸收过程的理解相联系.

π 吸收是一个真实的多核子现象. 它至少把大于 140MeV 的能量交给原子核，这相当于5—10个核子的结合能. 这么多能量是如何在核内分配的? 多少核子直接参予了吸收过程? 定量的说都还有很大的分歧[2]. 作者之一曾就静止 π 介子被原子核吸收后的核子单举反应能谱、两核子关联等实验数据的分析,提出两核子吸收机制加末态相互作用的模型理论[3]. 即认为静止的 π 是直接被核中一对核子吸收,这对原始核子获得能、动量之后,或者直接飞离原子核,或者在核中与其它核子再次进行弹性或非弹性碰撞. 由于每次非弹性碰撞，核子的能、动量丢失很大，很快形成复合核而以蒸发的方式发射核子. 这个模型理论成功地定量地解释了发射核子的能谱和关联谱. 同时也给出了发射 d 核的能谱形状及绝对值[3,4].

近年，π-核吸收的实验，在入射 π 介子能量在 100—200MeV 能区内进行了较系统的研究[2,5]. 测量了 π^+ 和 π^- 介子对不同原子核的总吸收截面 σ_{abs}, π 被核吸收以后发射核子的平均数 $\bar{N}$, 质子的多重数，π^+ 和 π^- 被吸收后发射质子产额的比 $\bar{R}$, 以及出射核子的单举反应能谱[5]. σ_{abs} 与核子数 A 的依赖关系约为 $A^{0.72}$, $\bar{N}$ 当 A 从 12 增大到 181 时，约从 3 增大到 5.5. $\bar{R}$ 随 A 的增大略微下降,单举反应能谱也有一些显著的特征. 对这些实验的分析现在有明显的分歧. 例如柯[6]等人提出在 π 飞行的方向上所有核子参予 π 吸收

本文 1981 年 5 月 20 日收到.

的多核子吸收理论. 他们认为 π 被吸收后核子能、动量分布纯粹是统计上的结果. 他们的计算能解释飞行 π 吸收的实验. 而 Doss[7] 等人却从几何图象上去考虑，认为飞行 π 是两核子吸收机制. 讨论了 σ_{abs}, $\bar{N}$ 和 $\bar{R}$ 与 A 的依赖关系,得到与实验符合的结果.

我们认为尽管柯[6]等人的多核子吸收模型与实验的结果符合得不错，但并不意味着有许多核子直接吸收 π. 静止 π 吸收机制与飞行 π 吸收机制看不出该有本质上的区别. 因此，我们推广文献 [3] 中处理静止 π 吸收后发射核子的模型理论用于飞行 π 介子的吸收. 我们把 π 吸收过程分成如下几步过程:

1. π 介子进入原子核与核内核子发生弹性和非弹性碰撞. 这一过程用 π-核光学位中扭曲了的 π 介子波函数来描述.

2. 我们暂略去多核子吸收的影响，而假定 π 分子在一对核子上被吸收. 即核内的一对核子分配了 π 介子的能量与动量.

3. 吸收了 π 的两核子，离开原子核以前，可能与核内的其它核子发生 N-N 碰撞. 从而损失能量与动量.

4. 剩余原子核系统可能处于激发态，它可以以发射核子的方式退激发. 在下面将看到这样的推广能够解释目前所得到的实验结果. 在第二节中，我们将给出在飞行 π 吸收情况下这一模型理论的公式. 第三节将给出计算结果和与实验比较. 第四节进行分析与讨论. 最后作些小结.

二、模型公式

我们讨论一个具有入射动能 E_π (动量 $\boldsymbol{p}_0$) 的 π 介子与原子核 ^AZ 相碰后被吸收. 在末态只观察一个核子(或仅仅是质子)的反应:

$$\pi + {}^AZ \to \mathrm{N}(E, \Omega) + X \ (\text{没有}\ \pi). \tag{1}$$

单举微分截面 $\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}$ 可以对末态的多次碰撞作展开

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \sum_n \frac{d^2\sigma_n}{dEd\Omega}. \tag{2}$$

其中 n 表示吸收了 π 的核子在离开原子核之前与核内其他核子发生 n 次非弹性碰撞. $\frac{d^2\sigma_n}{dEd\Omega}$ 表示吸收了 π 的核子,经过 n 次 N-N 末态相互作用后的双重微分截面. 按照文献 [3]，我们近似地把它因子化

$$\frac{d\sigma_n}{dEd\Omega} = \sigma_n C_n(\nu) \frac{dW_n}{dEd\Omega}. \tag{3}$$

其中 σ_n 是一个几何因子,它给出 π 吸收后,核子经过 n 次末态 N-N 碰撞的那一部分吸收截面. C_n 是计数因子，它表示经过 n 次 N-N 碰撞后所观察的核子的数目. $\frac{dW_n}{dEd\Omega}$ 是动量分布函数,它给出经过 n 次末态作用后,出射核子的动量分布形状. 它是规一化的:

$$\int \frac{dW_n}{dEd\Omega}(E, \Omega)dEd\Omega = 1. \tag{4}$$

上述因子化，是一个近似，在这个近似中，我们假定了吸收 π 后的核子在核内发生 n 次非弹性碰撞的部分吸收截面与核子的动量无关。而动量分布函数又与核子所在位置无关。这就大大简化了核内级联过程的计算。然而这个简化与真正的 Monte Carlo 计算并未显示出很大的差别[8]。

下面再进一步阐述 (3) 式各量的计算：

几何因子 σ_n 决定于 π 吸收的位置及吸收 π 后的核子在原子核中所经过的路径。按照我们的假定，它与核子的实际路径无关，我们仅取它的平均路径。即 π 吸收后一个核子的平均发射方向 $\boldsymbol{e}$ 为平均路径。

$$\sigma_n = c\int S(\boldsymbol{r})t_n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{e})d^3r. \tag{5}$$

其中 $S(\boldsymbol{r})$ 描述在 $\boldsymbol{r}$ 处发生 π 吸收的几率，它依赖 π-核光学位及在 $\boldsymbol{r}$ 处发现 π 介子的几率[3]

$$S(\boldsymbol{r}) = \frac{4\pi}{2\omega}\left(2I_mB_0\rho^2(\boldsymbol{r})|\psi_\pi(\boldsymbol{r})|^2 + 2I_mC_0\rho^2(\boldsymbol{r})|\nabla\psi_\pi(\boldsymbol{r})|^2\right). \tag{6}$$

其中 B_0, C_0 是 π-核光学位中的常数，$\rho(\boldsymbol{r})$ 是原子核密度，$\psi_\pi(\boldsymbol{r})$ 是 π 的波函数，若取程函扭曲型波函数：

$$\psi_\pi(\boldsymbol{r}) = e^{ip_0z}\cdot e^{-\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{z}\frac{dz'}{\lambda_\pi}\frac{\rho(r')}{\rho(0)}}. \tag{7}$$

则不难计算 $S(\boldsymbol{r})$. $t_n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{e})$ 表示从 $\boldsymbol{r}$ 处沿 $\boldsymbol{e}$ 方向飞行的核子在核内发生 n 次碰撞的几率，假定它满足泊松分布：

$$t_n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{e}) = \frac{T^n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{e})}{n!}e^{-T(\boldsymbol{r},\boldsymbol{e})}. \tag{8}$$

其中

$$T(\boldsymbol{r},\boldsymbol{e}) = \int_0^\infty \frac{dS}{\lambda_N}\frac{\rho(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{e}S)}{\rho(0)}. \tag{9}$$

它是从 $\boldsymbol{r}$ 处沿 $\boldsymbol{e}$ 方向看以核子的平均自由程 λ_N 为单位的厚度函数.

在飞行 π 的情况下，在我们的模型中，计数因子的计算完全与静止 π 吸收相同. 它决定于所观察的核子是质子还是中子；以及 π 是在什么样的核子对上被吸收. 假定 π^+ 是被 np 对吸收，$C_0(p)=0$, $C_0(n)=0$, $C_n(\nu)$ 的其他数值计算见文献 [3]. $\dfrac{dW_n(E,\Omega)}{dEd\Omega}$ 是经过 n 次 N-N 碰撞后出射核子的动量分布函数

$$\frac{dW_n(E,\Omega)}{dEd\Omega} = \int dE'd\Omega' F_1(\Omega-\Omega',E,E')\frac{dW_{n-1}(\Omega',E')}{dE'd\Omega'}. \tag{10}$$

$F_1(\Omega,E;E')$ 是能量为 E' 的核子与费米海中一核子相碰之后，在费米能上测到其中一个能量为 E (动量为 $\boldsymbol{p}$) 方向为 Ω 的核子的分布函数，它的结果是[8]

$$F_1(\Omega,E;E') = c(E')\frac{3}{8\pi E_F}\left(\frac{E}{E_F}\right)^{\frac{1}{2}}(QE')^{-\frac{1}{2}} \cdot\begin{cases}(E'-E) & \text{当 } P_F^2 > (q+z_0)^2\\ \dfrac{1}{Q}[E'E\sin^2\theta - Q(E-E_F)] & \text{当 } P_F^2 \leqslant (q+Z_0)^2\end{cases} \tag{11}$$

其中

$$Q = E' + E - 2\sqrt{EE'}\cos\theta, \quad \bar{q} = \boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_0,$$
$$Z_0 = (p_0^2 - p^2 - q^2)/2q, \qquad E = p^2/2M. \tag{12}$$
$$C(E') = \left(1 - \frac{7}{5}\frac{E_F}{E'}\right) + \frac{2}{5}\frac{E_F}{E'}\left(2 - \frac{E'}{E_F}\right)^{\frac{5}{2}}\theta(2E_F - E')$$

E_F 是费米表面能，P_F 为费米动量．上面 $\frac{dW_n(E, \Omega)}{dEd\Omega}$，$F_1(\Omega, E; E')$ 都归一，即：

$$\int \frac{dW_n(E, \Omega)}{dEd\Omega} dEd\Omega = 1. \tag{13}$$

$$\int F_1(\Omega, E; E')dEd\Omega = 1. \tag{14}$$

$\frac{dW_0(E, \Omega)}{dEd\Omega}$ 是飞行 π 介子被两个核子吸收后，观察到其中一个能量为 E（其动量为 $\boldsymbol{p}$），在 $\boldsymbol{\Omega}$ 方向上的核子的分布函数．它可用如下的跃迁矩阵元来计算

$$\frac{dW_0(E, \Omega)}{\sqrt{E}\,dEd\Omega} = F_0\int_{k_1, k_2 < P_F} |\langle \boldsymbol{p}\boldsymbol{p}_2|H_I|\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{p}_0\rangle|^2 \cdot \delta(E_i - E_f)d\boldsymbol{k}_1d\boldsymbol{k}_2d\boldsymbol{p}_2 \tag{15}$$

其中矩阵元中包含了动量守恒和顶角 $V_{\pi NN}$．如果采用光滑的费米气体；即 (15) 式中积分作如下代替

$$\int_0^{P_F} d^3k \to \int_0^\infty d^3k e^{-5k^2/2P_F^2}. \tag{16}$$

这时

$$\frac{dW_0(E, \Omega)}{\sqrt{E}\,dEd\Omega} \propto \int_0^\infty d^3k_1\int_0^\infty d^3k_2\int d\boldsymbol{p}_2 e^{-5k_1^2/2P_F^2}e^{-5k_2^2/2P_F^2}\cdot\delta(\boldsymbol{p} + \boldsymbol{p}_2 - \boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{p}_0)$$
$$\cdot\,\delta\left(\frac{k_1^2 + k_2^2}{2M} + \frac{p_0^2}{2\mu} + \mu - \frac{p_2^2 + p^2}{2M} - \frac{(\boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{p})^2}{2M(A-2)}\right). \tag{17}$$

其中 μ 为 π 的静止质量．如果引入平均能量 E_0

$$E_0 = \left\langle\frac{k_1^2 + k_2^2}{2M} + \frac{p_0^2}{2\mu} + \mu - E_{反冲}\right\rangle. \tag{18}$$

则 (17) 式不难解析地积分，最后得：

$$\frac{dW_0(E, \Omega)}{dEd\Omega} \propto e^{\frac{5}{2P_F^2}p_0p\cos\theta}\frac{p}{|\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_0|}\sinh\left[\frac{|\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_0|}{\sqrt{2M}}\sqrt{E_0 - E}\Big/\frac{2}{5}E_F\right]. \tag{19}$$

这样，我们用 (19) 和 (10) 式逐次计算 $\frac{dW_1(E, \Omega)}{dEd\Omega}, \frac{dW_2(E, \Omega)}{dEd\Omega}, \cdots$.

π-核吸收总截面 σ_{abs} 为：

$$\sigma_{abs} = \sum_n \sigma_n \tag{20}$$

把 (5) 式代入 (20) 式得：

$$\sigma_{abs} = c\int d^3rS(\boldsymbol{r}). \tag{21}$$

c 是一个常数，它由任一个原子核的总吸收截面的实验值来确定．

平均发射核子数为：

$$\bar{N}=\frac{\int d\Omega dE\,\frac{d\sigma}{dEd\Omega}\,\theta\left(\frac{p^2}{2M}-E_B-V_c\right)}{\sigma_{abs}}\tag{22}$$

π^+，π^- 介子入射的质子产额比 $\boldsymbol{R}$ 为：

$$\bar{R}=\frac{\sum_n\sigma_nC_n^+(p)\int d\Omega dE\,\frac{d\sigma_n(E,\Omega)}{dEd\Omega}\,\theta\left(\frac{p^2}{2M}-E_B-V_c\right)}{\sum_n\sigma_nC_n^-(p)\int d\Omega dE\,\frac{d\sigma_n(E,\Omega)}{dEd\Omega}\,\theta\left(\frac{p^2}{2M}-E_B-V_c\right)}\tag{23}$$

其中 V_c 是质子的库仑位垒，E_B 是最后一个质子的分离能，$\theta(x)$ 是阶梯函数，$C_n^{(\pm)}(\nu)$ 的上足号（+，−）标示是 π^+ 或 π^- 入射的计算因子.

直接从 (6) 式代入 (21) 式计算积分求 σ_{abs} 并不太繁杂．但为了得到明显地 σ_{abs} 与 A 的依赖关系，作如下二点简化：(1) 只取 S 波吸收．(2) 用 $\rho(\boldsymbol{r})$ 代替 $\rho^2(\boldsymbol{r})$．这样得到

$$\sigma_{abs}=c\int d^2b\left(1-e^{-\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dz\rho(r)}{\lambda_\pi\rho(0)}}\right)\tag{24}$$

若进一步假设核的密度分布是在核半径 $R_0=r_0A^{\frac{1}{3}}$ 内的均匀分布函数，则上式的积分可以解析求得：

$$\sigma_{abs}=c\left[\pi R^2-\frac{\pi\lambda_\pi^2}{2}+\left(\pi\lambda_\pi R_0+\frac{1}{2}\pi\lambda_\pi^2\right)e^{-2\frac{R_0}{\lambda_\pi}}\right]\tag{25}$$

如果我们忽略去库仑位垒 V_c 及束缚能 E_B 的影响，则 (22)，(23) 式的积分是归一，这时：

$$\bar{N}=\sum_n\sigma_nC_n/\sigma_{abs}.\tag{26}$$

$$C_n=C_n(p)+C_n(n).\tag{27}$$

$$\bar{R}=\sum_n\sigma_nC_n^+(p)\Big/\sum_n\sigma_nC_n^-(p).\tag{28}$$

σ_n 可从 (5)，(6) 和 (9) 式直接计算，自然这个积分是较复杂了．但在上面二点简化下，并假定核子平均发射角为 0°．σ_n 可化为

$$\sigma_n=\frac{3A\sigma_{abs}}{2R_0^3n!}\int_0^{R_0}dyye^{-\frac{2y}{\bar{\lambda}}}\int_{-y}^{y}dz\left[\frac{y-z}{\lambda_N}\right]^ne^{az}\tag{29}$$

其中

$$\bar{\lambda}=\frac{1}{2}(\lambda_\pi+\lambda_N)$$
$$a=\frac{1}{\lambda_N}-\frac{1}{\lambda_\pi}\tag{30}$$

(29) 式还可以解析的积分而得到清晰的 A 依赖关系，如

$$\sigma_0=\frac{3A\sigma_{abs}}{2R_0^3}\int_0^{R_0}dyye^{-2y/\bar{\lambda}}\frac{1}{a}(e^{ay}-e^{-ay})\tag{31}$$

$$\sigma_1=\frac{3A\sigma_{abs}}{2R_0^3}\int_0^{R_0}dyye^{-2y/\bar{\lambda}}\left[\frac{e^{ay}}{\lambda_Na^2}-\left(\frac{1}{\lambda_Na^2}+\frac{2y}{\lambda_Na}\right)e^{-ay}\right]\tag{32}$$

$$\sigma_2=\frac{3A\sigma_{abs}}{4R_0^3}\int_0^{R_0}dyye^{-2y/\bar{\lambda}}\left[\frac{2e^{ay}}{\lambda_N^2a^3}-\frac{1}{\lambda_N^2}\left(\frac{4y^2}{a}+\frac{4y}{a^2}-\frac{2}{a^3}\right)e^{-ay}\right]\tag{33}$$

不难对(31)—(33)式作进一步积分.

这样,在两核子 π 吸收机制下,出射核子的能谱,吸收截面,平均核子数,以及 π^+ 和 π^- 质子产额比等物理量都可以通过上面的式子计算.

三、计算和与实验比较

先用上节所得到的理论公式计算出射核子的能谱. 计算时,原子核密度函数 $\rho(\boldsymbol{r})$ 取符合电子弹性散射的结果[9]. 费米动量 P_F 是来自 $(e, e'p)$ 实验的分析[10]. π 吸收的平均自由程 λ_π 取自文献[11]. 核子在核物质中的平均自由程 λ_N 在 100—200MeV 能区约在 2—3fm[8]. 在我们的计算中,认为 π 吸收发生在 np 核子对上;对于 nn (或 pp)对 π 吸收的影响将于下一节讨论. 这样,除了常数 c 从吸收总截面决定之外,没有其他自由参数. 在计算(5)、(8)、(9)式时,们们取 $\boldsymbol{e}$ 方向为平均发射角方向,即

$$\langle\cos\theta_e\rangle = \int dEd\Omega\cos\theta\frac{dW_0(E, \Omega)}{dEd\Omega} \tag{34}$$

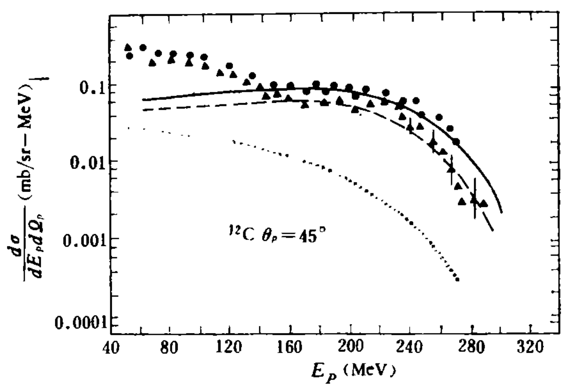

图1　220MeV π 介子被 ^{12}C 吸收后发射的质子谱,曲线为理论计算,点为实验值.
●,——为 π^+ 吸收; ……为 π^- 吸收的理论值; ▲,------为 π^+、π^- 吸收的平均结果

图1是 $E_\pi = 220$MeV 时,对 ^{12}C 核在 45° 处发射质子的 $\frac{d^2\sigma(E, \Omega)}{dEd\Omega}$ 的三条曲线,分别属于 π^+ 吸收,π^+ 与 π^- 平均吸收,和 π^- 吸收的情况. π^- 吸收情况也相等于 π^+ 吸收后发射中子的结果. 计算时取 $\lambda_\pi = 2$fm. $\lambda_N = 2$fm. $\langle\cos\theta_e\rangle = 0.78$ 即 $\theta_e = 38.7°$. 计算时,只取(2)式中 $n = 0, 1$ 项. $n > 1$ 的项没有计算,它对于低能端的能谱是重要的. 我们初步的计算看到能量在 140MeV 以上的能谱是能够与实验符合. π^- 的情况,由于吸收在 np 对发生. $n = 0$ 项没有贡献,因此几率小得多. 能谱的形状也有显著的区别. 它随能量增大而下降的速度比 π^+ 的快得很多. 图2是作为一个例子对 ^{12}C π^+ 吸收情况分别给出 $n = 0$ 和 $n = 1$ 项的贡献. 从这个例子可以看出 $\frac{d\sigma_0(E, \Omega)}{dEd\Omega}$ 的贡献主要在高能端. 而 $\frac{d\sigma_1(E, \Omega)}{dEd\Omega}$ 主要在能谱的中间区域处. 如果我们再计及 $n = 2$, $n = 3$ 的贡献,对低能端一定会有更好的结果. 在文献[12]的图1中. 还给出了 $\theta_p = 45°$、60°、120° 时的 π^+

与 π^- 平均吸收的质子谱．这些结果与实验比较在 140MeV 以上能区处都能符合实验．

图 3 是对 ^{58}Ni 和 ^{181}Ta 在 $E_\pi=220$MeV $\theta_p=45°$ 处发射质子谱的计算结果．计算时仍只计算 $n=0$ 和 $n=1$ 项；$n>1$ 的项没有计算．图中也分别给出了 $n=0$ 和 $n=1$ 的贡献．这些结果与 ^{12}C 的情况相似，能够符合实验的高能端，而在低能部分有偏离．比较图 2、3 的三个例子，原子核越重，在低能端目前的计算偏离便稍大，这是由于核越大，高次的末态 N-N 碰撞越重要，而这一些的贡献我们未计算．

上面对能谱的计算，看到这一理论在讨论飞行 π 吸收是成功．我们再用它来讨论吸收截面 σ_{abs}，平均发射核子数 $\bar{N}$ 和 π^+ 与 π^- 吸收后发射质子的产额比值 $\bar{R}$．计算的结果见图 4．结果与实验符合都很好．在这些计算中，直接的计算 σ_{abs}，$\sigma_n(n=0,1,2,\cdots)$ 与

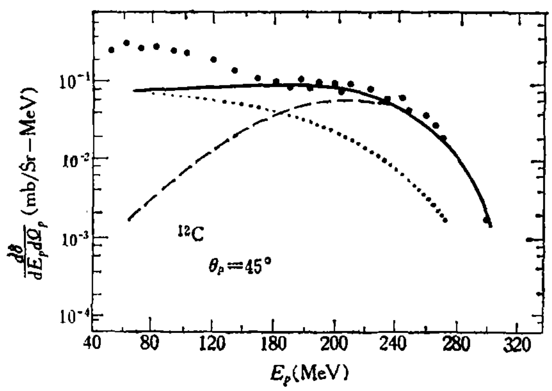

图 2　^{12}C 吸收 π^+ 后的质子谱，－－－－为吸收 π 的原始核子的贡献，…… 为经过一次末态 N-N 作用的核子的贡献

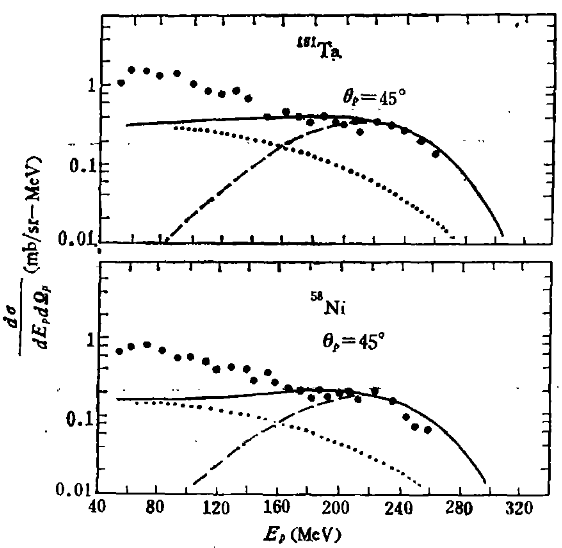

图 3　^{181}Ta 和 ^{58}Ni 吸收 220MeV π^+ 后发射质子谱，其它说明同图 2

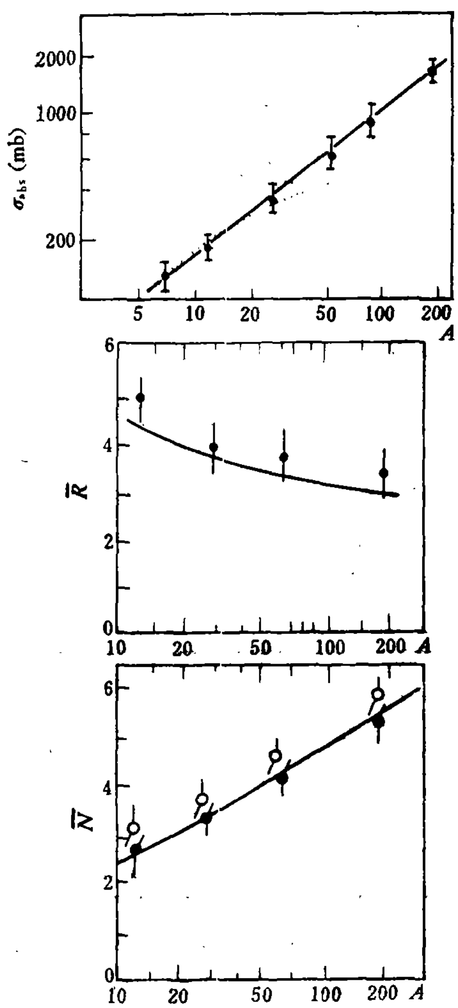

图 4　吸收总截面 σ_{abs}，平均发射核子数 $\bar{N}$ 及 π^+/π^- 吸收发射质子产额比的 A 依赖关系

用简化的结果几乎看不出区别．在计算 $\bar{N}$ 和 $\bar{R}$ 时，由于实验测量的是 > 40MeV 粒子，故 n 取到 2，高于 2 的值忽略．

四、分析与讨论

在上节中对出射核子能谱的计算中看到在高能端主要是两核子吸收 π 后直接飞离原子核的核子．220MeV 的动能及 π 的静止质量转化为核子对的动能，这时核子的能量是很高的．但是这样高能量的核子在穿越原子核时，若它与束缚的核子再次碰撞，平均而言，能量要转移一半给另一个核子．这样在中间能区出射的质子应主要来自 π 吸收后的核子经过一次 N-N 相互作用的贡献．图 5 给出了 $\frac{dW_0}{dEd\Omega}$ 和 $\frac{dW_1}{dEd\Omega}$ 的形状．我们看见，从 45° 到 120° $\frac{dW_0}{dEd\Omega}$ 形状的变化，角度增大，低能粒子增多，而高能量处分布函数下降． 在同一角度下，$n = 0$ 主要贡献高能端． $n = 1$ 的贡献主要在中间能区． 自然，能量更低部分来自二次 N-N 相互作用的贡献．由于原子核越重，末态相互作用越重要，仅考虑 $n = 0$ 和 1 对越重的核，会在低能端与实验偏离越大．由于数值计算上暂时的困难，我们未进行更高次项的计算． 在表 1 中，我们给出各个核在不同 λ_N 下 σ_n/σ_{abs} 的值． 这些结果也表明对越重的核高次项越显得重要．

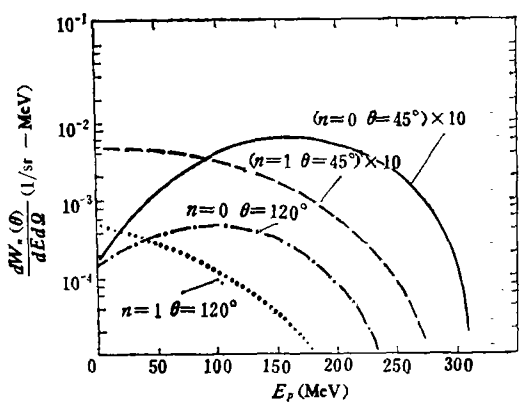

图 5 发射核子动量分布函数 $\frac{dW_n(\theta)}{dEd\Omega}$

$E_\pi = 220\text{MeV}$ $E_F = 26\text{MeV}$

表 1 σ_n/σ_{abs} 的计算值，$E_\pi = 220\text{MeV}$

核	λ_N(fm)	σ_0/σ_{abs}	σ_1/σ_{abs}	σ_2/σ_{abs}
^{12}C	2	0.25	0.30	0.23
	3	0.34	0.31	0.17
^{58}Ni	2	0.10	0.17	0.24
	3	0.19	0.27	0.25
^{181}Ta	3	0.06	0.14	0.17

通过初步的计算，我们清楚地看到能谱的各区域可以用 0 次、1 次、2 次的末态相互作用的贡献来区分． π^+ 吸收和 π^+ 与 π^- 的平均吸收发射质子谱都能很好地符合实验事实，使我们相信这个模型理论是合理的．物理图象清晰．

在上面的计算中，只计及 np 对吸收．对 π^+ 介子入射，nn 对也可以吸收 π^+ 介子． nn 对贡献的大小决定于比率 $R_{np} = R(\pi^+ np \to pp)/R(\pi^+ nn \to np)$． 从分析静止 π 介子吸收实验，$R_{np} = 9^{+7}_{-3}$[3]． 因此 nn 对的贡献是很小． 在讨论吸收 π^+ 与 π^- 平均发射质子谱

时，不会有影响．对 π^+ 吸收后的质子谱影响也不大．但对于出射中子谱；或 π^- 吸收的质子谱，在高能端会有所贡献．因为这时 $\frac{dW_0(E, \Omega)}{dEd\Omega}$ 有一部分贡献．nn 对的贡献，我们都可以通过修正计数因子 $C_n^{\pm}(\nu)$ 来实现[3]．我们将在与实验比较中子出射能谱时进一步考虑它．

飞行 π 吸收与静止 π 吸收在出射核子能谱上主要不同点是角度的依赖．一般地说，一个核子的平均发射角是入射 π 介子的能量和原子核的费米动量的函数．图 6 给出不同能量的 π 被 ^{12}C 吸收后的一个核子的平均发射角．它是朝前的．从实验上观察到的质子能谱的角度依赖也看出这一点．

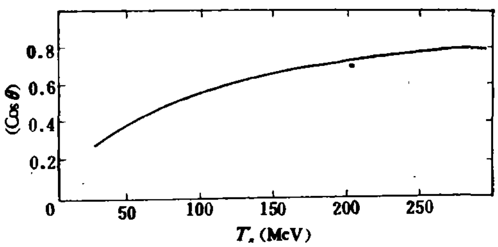

图 6　π 吸收后，一个核子的平均发射角

为了探讨飞行 π 主要被原子核那一部分吸收．我们把 (21) 式改写为：

$$\sigma_{abs} = c\int db 2\pi b \int dz S(\boldsymbol{b}, z) = \int db W(b). \tag{35}$$

$$W(b) = 2\pi c b \int dz S(b, z). \tag{36}$$

$W(b)$ 是碰撞参数 b 时，飞行 π 吸收几率．在图 7 中我们画出 ^{12}C 核的 $W(b)$ 与 b 的函数关系．我们看到 π 吸收几率最大的地方是在以 π 入射方向把原子核压为扁碟的圆环处 ($b \sim 2$fm) 图中的虚线是把核压为扁碟时的密度分布．

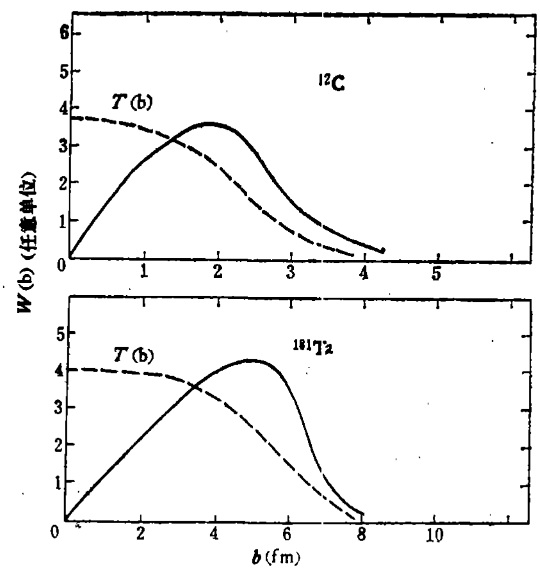

图 7　π 吸收几率函数 $W(b)$，说明见正文

我们看到 σ_{abs} 与 A 的依赖关系很好．用近似式 (25) 当 $2R_0 < \lambda_\pi$ (轻核) 时．

$$\sigma_{abs} \approx c\pi r_0^2 A^{2/3}\left[\frac{3}{2} - \frac{r_0}{\lambda_\pi} A^{1/3}\right],$$

即

$$\sigma_{abs} \propto A^{2/3}. \tag{37}$$

当 $2R_0 > \lambda_\pi$ 时，(重核区)

$$\sigma_{abs} \approx \pi c r_0^2 A^{2/3}\left[\frac{4r_0 A^{1/3}}{\lambda} - \frac{r_0^2 A^{3/2}}{\lambda^2}\right],$$

即

$$\sigma_{abs} \propto A. \tag{38}$$

而实验与 A 的关系近似地是 $A^{0.72}$．实验上，总吸收截面是由原子核的几何大小决定．

五、小　结

我们用两核子 π 吸收机制加上末态相互作用的模型计算了在 $E_\pi = 100 - 220\text{MeV}$ 能区的单举反应能谱，总吸收截面，平均核子数 $\bar{N}$，π^+ 与 π^- 吸收后发射质子的产额比值 $\bar{R}$ 等量与 A 的关系．与实验的比较是满意的．我们可以得到如下结论：

1. 对于飞行 π 介子吸收，仍然可以认为两核子 π 吸收机制加上末态相互作用．目前的实验，不能肯定是多核子吸收的结果．

2. 出射核子能谱的高能部分是 π 吸收后直接发射核子所贡献．大部分较低或低能核子来自级联的 N-N 碰撞后出射的核子．原子核越重，它的体积越大，可能发生级联碰撞的几率越多，能谱这一特点越明显．

3. 总吸收截面 σ_{abs} 与 A 的依赖关系，仅仅决定于原子核的几何大小．从 σ_{abs} 我们无法了解吸收机制的细节．

我们希望有更详细的实验，例如复粒子的能谱，核子关联的能谱．它将更灵敏地检验飞行 π 吸收机制．

我们感谢朋友们很多有益的讨论．特别是海德堡的 J. Hüfner 教授，S. Bohrmann 和 F. Hachenberg 博士．得克萨斯州的柯治明教授．

参　考　文　献

[1] D. S. Koltun, *Adv. Nucl. Phys.*, **3**(1969), 71.
J. Hüfner, *Phys. Reports*, **21C**(1975), 1.
T. I. Kopaleishvili, Particles and Nuclei, **Vol. 2, Part2** (1973), 87.
H. K. Walter, Proceed. 7th International conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich 1977, p. 225.
J. P. Scheffer, Proceed. 8th International conference on high Energy Physics and Nuclear Structure, Nucl. Phys., **A335**(1980), 33.
[2] R. D. McKeown et al., Phys. Rev. Lett., **44**(1980), 1033, **45**(1980), 2015.
H. E. Jackson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1601.
[3] H. C. Chiang and J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, A352(1980), 442.
J. Hüfner and H. C. Chiang, Proceed. International Workshop on Intermediate Energy Nucl. Chemistry, Los Alamos, 1981, p. 73.
[4] F. Hachenberg, H. C. Chiang and J. Hüfner, Phys. Lett., **B97**(1980), 183.
[5] I. Navon et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1465.
H. E. Jackson et al., *Phys. Rev.*. **C16**(1977), 730.
[6] C. M. Ko and S. Bohrmann, *Phys. Lett.*, B97(1980), 188.
[7] K. G. Doss et al., *Phys. Rev.*, C22(1980), 1219.
[8] H. C. Chiang and J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, **A349**(1980), 466.
[9] H. R. Collard et al., Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, V2(1967), 34.
[10] E. J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 445.
[11] J. Hüfner and M. Thies, *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 20.
[12] 姜焕清，李扬国，科学通报，**26**(1981)，1290.

TWO-NUCLEON ABSORPTION MECHANISM AND PIONS IN FIGHT

CHIANG HUAN-CHING LI YANG-GUO
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, a two-nucleon absorption model for pions at rest is extended to discuss the nucleon spectra after absorption of pions of a few nundred MeV energies. Nucleon spectra emitted after 220 MeV pion absorption by ^{12}C, ^{58}Ni and ^{181}Ta are calculated. The A dependences of the absorption cross section, the mean number of nucleons $\overline{N}$ emitted after pion absorption and the ratio of the yields of protons from π^+ v.s. π absorption can be well described by two-nucleon mechanism.