

文章编号: 1007-4627(2003)01-0001-10

## 核物理中的 $\pi$ 介子\*

李 磊, 张小兵, 谭玉红, 宁平治  
(南开大学物理系, 天津 300071)

**摘 要:** 在强子层次上, 原子核或强子物质的基本组元是核子和介子. 弄清这些强子的结构, 并由基本原理出发研究它们的性质, 是当代核物理的重要课题. 在各种介子中,  $\pi$  介子是最轻且最重要的介子. 关于自由空间中  $\pi$  介子的结构与性质、核介质内  $\pi$  介子的性质、 $\pi$ -核子相互作用与  $\pi$ -核相互作用等问题, 始终受到相当多的关注.  $\pi$  介子在核物理中的作用直接联系着手征对称性, 汤川秀树关于  $\pi$  介子的最初概念已经大大发展了. 有清楚的实验证据表明, 核内存在  $\pi$  介子的集体模式, 这种集体模式与以前观测到的所有核集体运动模式截然不同. 拟对  $\pi$ -核物理的研究现状及值得进一步研究的主要问题予以简要评述.

**关键词:**  $\pi$  介子的结构和性质;  $\pi$ -核相互作用; 核内的  $\pi$  介子; 核物质中的  $\pi$  介子

**中图分类号:** O571      **文献标识码:** A

### 1 引言

早在 1935 年, 汤川秀树就从理论上预言了  $\pi$  介子的存在, 1947 年得到实验证实. 此后,  $\pi$  介子在核物理中的地位显得越来越重要.  $\pi$  介子是核力(长程部分)的传媒粒子. 原子核内盈余  $\pi$  介子和介子交换流的存在已被确认. 在  $\pi$  介子工厂中, 用中高能  $\pi$  介子作为原子核的外部探针来研究核结构和强相互作用的细节. 可见, 对于核物理研究, 深入了解  $\pi$  介子本身的性质是必要的.

类似于高能光子-核子散射, 对  $\pi$  介子也采用高能电磁探针进行了许多研究, 因而对  $\pi$  介子的形状因子、尺寸大小、内部组成和结构函数已有了相当程度的了解(见第 2 节). 另一方面,  $\pi$  介子的质量约为 140 MeV, 是所有强子中最小的. 这一特征使  $\pi$  介子在低能时显示出 Goldstone 玻色子的性质. 现在普遍承认,  $\pi$  介子的存在是量子色动力学(QCD)真空集体激发的结果(见第 3 节).  $\pi$  介子的上述两方面基本特征使得原子核物理中对  $\pi$  介子自由度的研究倍受关注.  $\pi$  介子作为原子核的外部探针, 已经进行了大量的实验研究, 并提取了丰富的  $\pi$ -核相互作用信息(见第 4 节). 对核内  $\pi$  介子的行为以及核介质内  $\pi$  介子性质的变化也有了许多的新

认识(见第 5 节). 然而, 无论是  $\pi$  介子本身, 还是核内的  $\pi$  介子, 都有许多带根本性的问题有待深入研究.

### 2 $\pi$ 介子的大小和结构

#### 2.1 $\pi$ 介子的形状因子

通常在电子与  $\pi$  介子的弹性散射中, 定义  $F_{\pi}(q^2)$  来反映  $\pi$  介子内部的电磁结构:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Ru}} |F_{\pi}(q^2)|^2, \quad (1)$$

其中卢瑟福散射截面  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Ru}}$  表示把  $\pi$  介子当作无结构点粒子时的情况. 电子与  $\pi$  介子通过交换虚光子而相互作用. 分别以  $\omega$  和  $q$  表示虚光子的能量和三维动量, 它们是四维动量转移  $q = (\omega, q)$  的“时间”分量和“空间”分量, 并有  $q^2 = \omega^2 - q^2 \equiv -Q^2$ . 当类空动量转移  $|q|$  较小时,  $\pi$  介子形状因子  $F_{\pi}(q^2)$  可表示为

$$F_{\pi}(q^2) = 1 + \frac{1}{6} q^2 \langle r_{\pi}^2 \rangle + \dots. \quad (2)$$

收稿日期: 2002-11-11; 修改日期: 2003-01-14

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10275037); 高等学校博士学科点专项科研基金资助课题(20010055012)

作者简介: 李 磊(1968-), 男(汉族), 河北衡水人, 博士, 副教授, 从事原子核物理理论研究.

利用小  $q^2$  区实验数据可以定出  $\pi$  介子的电荷半径  $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = 0.66 \text{ fm}^{[1]}$ . 另一个较精确的实验结果<sup>[2]</sup>是  $\langle r_\pi^2 \rangle = (0.439 \pm 0.008) \text{ fm}^2$ . 注意  $\pi$  介子的质量仅为质子质量的 1/7. 如何理解不太小的  $\pi$  介子半径<sup>[3,4]</sup>还需要考察  $F_\pi(q^2)$  在  $q^2 > 0$  的“类时”区的行为, 即能量转移  $\omega$  大于动量转移  $|q|$  时的情况. 这两个过程都包含虚光子. 在  $\pi^+ e^-$  散射过程中交换类空光子, 在  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$  过程中  $e^+ e^-$  湮灭成类时光子. 后者的形状因子可类似定义为

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \sigma(\text{点粒子}) |F_\pi(q^2)|^2, \quad (3)$$

其中  $\sigma(\text{点粒子})$  是把  $\pi^+ \pi^-$  当作点粒子时的截面.  $\mu^+ \mu^-$  就可以当作无结构的点粒子.  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  是轻子-轻子过程, 不难由量子电动力学(QED)精确计算. 当  $q^2$  很大时总截面的计算值为<sup>[5]</sup>

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2}, \quad (4)$$

此处  $q^2 = 4E^2$ , 并与实验数据符合很好. 把上式作为  $\sigma(\text{点粒子})$ , 于是(2)式可写为

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2} |F_\pi(q^2)|^2. \quad (5)$$

$\pi$  介子的电磁结构信息包含在形状因子  $F_\pi(q^2)$  中<sup>[6,7]</sup>. 由实验数据得到的  $F_\pi(q^2)$  在  $q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  处有一个明显的峰, 它就是  $J^P = 1^-$  的  $\rho$  介子共振态 ( $2\pi$  共振), 相应的质量为  $m_\rho = 770 \text{ MeV}$ , 共振宽度为  $\Gamma = 151 \text{ MeV}$ .

按照矢量介子为主模型, 虚光子在与强子相互作用前, 先转化为中性矢量介子(如  $\rho^0$  介子), 然后矢量介子再与强子耦合.  $\pi$  介子的上述电磁半径 (0.66 fm) 之所以较大, 可解释为包含了矢量介子的贡献.

### 2.2 $\pi$ 介子的结构数

$\pi$  介子和其它强子的夸克结构理论已被普遍接受. 在最简单的夸克模型中,  $\pi$  介子由 1 个夸克和 1 个反夸克组成 ( $q\bar{q}$ ), 核子则由 3 个夸克组成 ( $qqq$ ). 通常利用所谓 Drell-Yan 过程来研究  $\pi$  介子的夸克结构. Drell-Yan 过程是指任意两个强子发生高能碰撞时, 一个强子中的夸克与另一个强子中的反夸克湮灭为光子, 最后衰变为一对轻子(如  $\mu^+ \mu^-$ ) 的

过程. 在图 1 中, 基本的 Drell-Yan 过程是  $\bar{q}q \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . 对  $\mu^+ \mu^-$  的测量可以给出  $\pi$  介子中的反夸克分布和质子中的夸克分布.

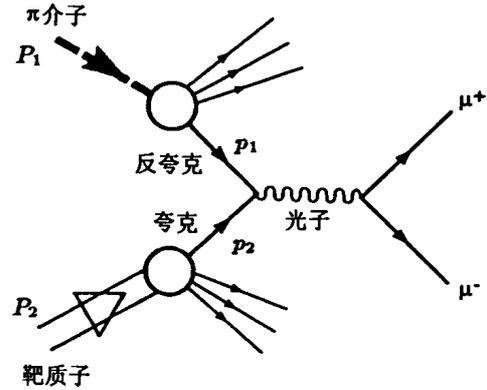


图 1 Drell-Yan 过程 ( $\pi p \rightarrow \mu^+ \mu^-$  其它) 示意图

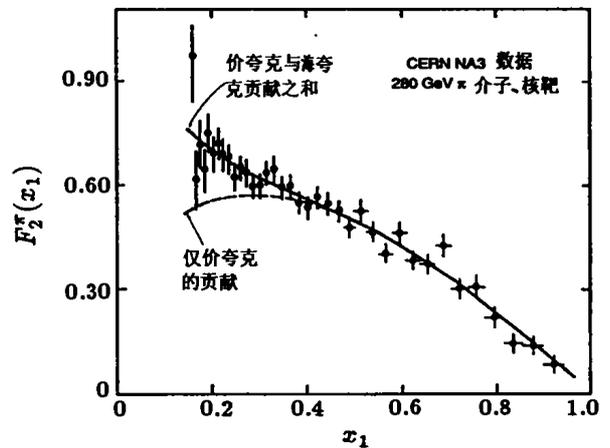


图 2  $\pi$  介子结构函数  $F_2^\pi(x_1)$  的实验数据和理论曲线<sup>[8]</sup>  
--- 表示在 Drell-Yan 过程中仅考虑价夸克的贡献, — 表示价夸克和海夸克都有贡献.

设  $\pi$  介子的四维动量为  $P_1$ , 其中由反夸克  $\bar{q}$  携带的动量为

$$p_1 = x_1 P_1, \quad (0 < x_1 < 1) \quad (6)$$

质子动量为  $P_2$ , 其中参与碰撞的夸克携带动量为

$$p_2 = x_2 P_2, \quad (0 < x_2 < 1) \quad (7)$$

高能  $\pi p$  过程中, 产生  $\mu$  子对的截面可表示为

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9q^4} F(\tau), \quad (8)$$

其中  $\tau = x_1 x_2$  是无量纲变量,  $F(\tau)$  为结构函数, 由质子结构函数(已知)和  $\pi$  介子结构函数  $F_2^\pi(x_1)$  决

定.  $F_2^*(x_1)$  的实验结果如图 2 所示, 其中也给出了理论计算结果. 如果假定  $\pi$  介子中只有价夸克, 所得到的结构函数  $F_2^*(x_1)$  仅在  $x_1 > 0.4$  的范围内与实验一致, 在  $x_1 < 0.4$  的范围内  $F_2^*(x_1)$  的数值(虚线)明显低于实验值. 如果适当考虑海夸克的贡献(实线), 则可与实验数据达到较一致的结果. 这表明  $\pi$  介子中海夸克的贡献也是很重要的. 进一步的探讨可见文献[9]. 近年来, 关于 Drell-Yan 过程的研究有了许多新的发展<sup>[10]</sup>, 例如极化 Drell-Yan 过程、核 Drell-Yan 过程等, 为深入研究强子结构和核结构提供了有力的工具.

### 3 $\pi$ 介子的低能性质

#### 3.1 $\pi$ 介子与夸克凝聚

$\pi$  介子质量  $m_\pi$  和  $\pi$  介子衰变常数  $f_\pi$  是低能强子物理中两个最重要的参数. 它们与 QCD 真空的重要标志量“夸克凝聚”存在以下联系, 称为 GOR (Gell-Mann-Oakes-Renner) 关系:

$$2m_q \langle \bar{q}q \rangle_0 = -m_\pi^2 f_\pi^2. \quad (9)$$

下面有必要对夸克凝聚  $\langle \bar{q}q \rangle_0$  做些说明.

通常取夸克场标量密度的真空期待值

$$\langle 0 | \bar{\psi}_q \psi_q | 0 \rangle \equiv \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle \equiv \langle \bar{q}q \rangle_0. \quad (10)$$

作为标志量, 称为夸克-反夸克对凝聚, 简称夸克凝聚<sup>[11]</sup>. 其特点是

$$\left. \begin{aligned} \langle \bar{q}q \rangle_0 &= 0 \quad (\text{微扰真空, 强子内部}) \\ \langle \bar{q}q \rangle_0 &\neq 0 \quad (\text{非微扰真空, 核物理}) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

在非微扰真空中  $\langle \bar{q}q \rangle_0$  为有限值, 其数值可由(9)式的 GOR 关系简单估算出来. 取

$$m_q = \frac{m_u + m_d}{2} = \frac{4 + 7}{2} \text{ MeV} = 5.5 \text{ MeV},$$

并将  $m_\pi = 140 \text{ MeV}$ ,  $f_\pi = 93.2 \text{ MeV}$  代入, 得

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 = - (246.5 \text{ MeV})^3.$$

常用的理论值为<sup>[12]</sup>

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 = - [(225 \pm 25) \text{ MeV}]^3. \quad (12)$$

实际上这个 QCD 基态标量夸克密度的量值是很大

的:  $|\langle \bar{q}q \rangle_0| \approx 2 \text{ fm}^{-3}$ . 熟知, 较重的原子核中心的核子密度为  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ .

#### 3.2 $\pi$ 介子与手征对称性自发破缺

在强子质量谱中, 如果把能量最低的能级当作 QCD 基态(真空), 所有的强子都可看作是 QCD 真空的激发态. 质量最小的  $\pi$  介子对应于能量最低的 QCD 真空集体激发. 与强子质量的典型值  $1 \text{ GeV}$  相比,  $\pi$  介子质量几乎小了一个数量级. 这一事实背后隐含着某些与 QCD 手征对称性自发破缺有关的重要规律. 下面对此略加讨论.

由 QCD 研究  $u, d$  夸克系统时, QCD 拉氏密度包括三部分:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_{qg} + \mathcal{L}_g. \quad (13)$$

其中第一项仅与夸克场  $q(x)$  有关:

$$\mathcal{L}_q = \bar{q}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_q)q(x). \quad (14)$$

若流夸克质量  $m_q = 0$ , 不难证明,  $\mathcal{L}_q$  在手征变换下具有不变性(手征对称性). 很小的流夸克质量  $m_q$  引起手征对称性的微小破缺(称为明显破缺). 手征变换可表示为( $\tau$  为同位旋算符,  $\theta$  是同位旋空间手征转动的角度)

$$q(x) \rightarrow q'(x) = \exp\left(\frac{i\gamma_5 \tau \cdot \theta}{2}\right)q(x). \quad (15)$$

(13)式第二项表示夸克-胶子相互作用, 第三项仅与胶子场有关. 如果不考虑后两项的手征变换性质(可证明, 第二项不破坏手征对称性, 第三项是无关系的), 则以上关于手征不变性的讨论完全适用于拉氏密度  $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$ .

下面再看 QCD 基态与手征对称性的关系. 如果在手征变换下 QCD 基态  $|0\rangle$  是不变的, 则下式应成立:

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{q}(x)q(x) | 0 \rangle \\ = \langle 0 | \bar{q}(x) \exp\left(\frac{2i\gamma_5 \tau \cdot \theta}{2}\right)q(x) | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

但在相位因子取任意值时, 上式成立的条件是等式两端均为零. 所以, 在(11)式中  $\langle 0 | \bar{q}(x)q(x) | 0 \rangle \equiv \langle \bar{q}q \rangle_0 = 0$  反映 QCD 基态在手征变换下具有不变性, 而  $\langle \bar{q}q \rangle_0 \neq 0$  标志了 QCD 手征对称性的自发破缺. 此处强调, 虽然轻夸克 QCD 拉氏密度  $\mathcal{L}_q$  具有手征对称性, 但 QCD 基态(真空)并不具有这种对

称性. 这一机制称为手征对称性的自发破缺.

总之, 手征对称性的自发破缺使真空中的夸克凝聚  $\langle \bar{q}q \rangle$ . 不为零, 并与低能强子结构参数具有(9)式的关系. 可以说,  $\pi$  介子衰变常数  $f_\pi$  像夸克凝聚  $\langle \bar{q}q \rangle$ . 一样, 是手征对称性自发破缺的一种量度, 而  $\pi$  介子质量  $m_\pi$  是手征对称性(u, d 夸克的微小质量)明显破缺的量度.

### 3.3 $\pi$ 介子的二重性

根据 Goldstone 定理, 手征对称性自发破缺的结果是必定存在着零质量的 Goldstone 玻色子. 微小的流夸克质量引起的微小明显破缺, 使 Goldstone 玻色子获得了微小质量, 这对应于现实世界中的  $\pi$  介子(味  $SU(2)$ )或最轻的 8 种味  $SU(3)$  赝标介子.

从以上讨论看到,  $\pi$  介子是手征对称性自发破缺的产物. 在理想化极限  $m_u = m_d = 0$  (手征极限)下,  $\pi$  介子质量为零. 在现实世界中, 由于微小的流夸克质量引起明显的手征对称性破缺, 才使  $\pi$  介子质量由零变到实验值.  $\pi$  介子作为 Goldstone 玻色子, 是 QCD 真空集体激发的结果.

$\pi$  介子在低能显示出的 Goldstone 玻色子性质(集体性)和它在高精度高能散射实验中显示出的夸克-反夸克结构似乎是相互矛盾的, 但这两个方面的性质却都是不容否认的. 如何把  $\pi$  介子这两方面的性质定量地联系起来, 仍是一个值得研究的问题<sup>[13,14]</sup>. 曾有一种见解认为,  $\pi$  介子是具有  $J^\pi = 0^-$  和同位旋  $I=1$  量子数的各种可能的  $q\bar{q}$  态的叠加:

$$|\pi\rangle = \sum_a A_a |(q\bar{q})_a\rangle. \quad (17)$$

另一种见解认为,  $\pi$  介子并不是纯  $q\bar{q}$  态, 它的集体性意味着:

$$|\pi\rangle = a|q\bar{q}\rangle + b|qq\bar{q}\bar{q}\rangle + \dots \quad (18)$$

这些恐怕都不是问题的最终答案. 进一步的讨论见文献[15]. 现在有关  $\pi$  介子以及其他强子结构的理论模型都要适当考虑手征对称性的影响<sup>[16,17]</sup>.

## 4 $\pi$ -核相互作用

### 4.1 $\pi$ -N 相互作用

尽管  $\pi$  介子具有复杂的内部结构, 但在中低能

核物理中并不表现出来, 因而可视为点粒子.  $\pi$ -N 相互作用是研究  $\pi$ -核作用的基础, 只有搞清了  $\pi$ -N 相互作用的特性, 才能进一步理解  $\pi$ -核相互作用.

对  $\pi$ -N 相互作用的研究, 已经积累了从低能到高能(高于 100 GeV)的大量  $\pi$ N 散射数据. 核物理研究最关心的是 1 GeV 以下的能区, 特别是几百 MeV 能区. 在这样低的能区, 主要贡献来源于 s 波和 p 波, 其主要特点是: 很弱的  $\pi$ N s 波相互作用 ( $E < 100$  MeV) 和很强的  $\pi$ N p 波相互作用 ( $E < 300$  MeV,  $\Delta_{33}$  共振). 在入射  $\pi$  介子动能趋于零的极限情况下(p 波仍然起着相当重要的作用), 作用强度主要由散射长度来表示, 其最近的严格确定见文献[18]. 由于低能  $\pi$ N 散射对于研究强相互作用和强子结构具有基本的重要性, 实验研究和理论研究长久不衰<sup>[18-34]</sup>.

在强子层次上, 理论研究的出发点是  $\pi$ N 相互作用的拉氏密度, 它的赝标耦合形式(PS)和赝矢耦合形式(PV)分别为

$$\mathcal{L}_{PS} = -g_{\pi N} (\bar{\psi} i\gamma_5 \tau \psi) \cdot \phi_\pi, \quad (19)$$

$$\mathcal{L}_{PV} = -\frac{f_{\pi N}}{m_\pi} (\bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \tau \psi) \cdot \partial^\mu \phi_\pi. \quad (20)$$

其中  $\pi$ N 耦合常数  $g_{\pi N}$  和  $f_{\pi N}$  若满足以下关系

$$\frac{f_{\pi N}}{m_\pi} = \frac{g_{\pi N}}{2M_N}, \quad (21)$$

则可证明  $\mathcal{L}_{PS}$  与  $\mathcal{L}_{PV}$  是等价的. 它们在非相对论极限下归结为以下哈密顿量:

$$H_{\pi N} = -\frac{f_{\pi N}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi). \quad (22)$$

在核物理和粒子物理中,  $\pi$ N 耦合常数的数值至关重要. 现在仍存在一些有待澄清的基本问题. 例如,  $g_{\pi N}$  是否电荷相关<sup>[18,35-37]</sup> 或能量相关<sup>[38,39]</sup>, 它在自由空间和核介质内的数值是否相同<sup>[40]</sup>, 等等.

由于强相互作用的基本理论——量子色动力学(QCD)还不能在低能情况下求解, 近年来发展出一些符合 QCD 精神的有效理论, 作为  $\pi$ N 散射的微观动力学模型. 其中的拉氏密度满足前述手征不变性的要求, 只限于重子和介子自由度, 而不涉及夸克和胶子自由度. 在模型理论方面, 类似于核子-核子相互作用的介子交换模型, 对  $\pi$ N 散射也发展出

一些介子交换模型<sup>[29,30,41,42]</sup>. 在模型无关理论方面, 手征微扰论<sup>[43]</sup>也是研究低能  $\pi N$  散射动力学的强有力的理论方法<sup>[44-48]</sup>.

#### 4.2 $\pi$ -核散射

不同入射能量的  $\pi$ -核散射呈现十分不同的特征. 在低能区 ( $0 < E \leq 80$  MeV),  $\pi$  介子德布罗意波长  $\lambda_\pi$  较长, 相互作用弱, 平均自由程长,  $\pi$ -核相互作用势可由 s 波和 p 波  $\pi N$  相互作用相当好地描述. 在  $\Delta$  共振区 ( $80$  MeV  $\leq E \leq 400$  MeV),  $\lambda_\pi$  为 4 fm (核的大小),  $\pi$ -核散射的主要特征是核内  $\Delta(1232)$  激发. 在中能区 ( $400$  MeV  $\leq E \leq 1$  GeV), 波长  $\lambda_\pi$  很短, 1 GeV 时  $\lambda_\pi = 1$  fm, 约为单个核子的大小. 这时可研究核波函数的细节和核介质内核子性质的变化, 以及核内介子交换流的贡献 (详见下节).

自从  $\pi$  介子工厂建立以来, 已经进行了大量  $\pi$ -核弹性和非弹性散射实验, 提取了有关核结构和强相互作用的丰富信息, 并了解到  $\pi$  介子在核内的强吸收特征.  $\pi$ -核双电荷交换 ( $\pi^+, \pi^-$ ) 反应提供了核内核子-核子关联的信息. 由于低能 s 波  $\pi$  介子与原子核相互作用的排斥性, 使得低能  $\pi$  介子在核内的传播和吸收复杂化. 理论预言, 如果  $\pi$ -核光学势在核内部是排斥的, 则  $\pi$  波函数可延伸到核表面以外相当远的区域, 从而使  $\pi$  介子被核吸收的几率减小, 有可能形成  $\pi$ -核束缚态 (详见 5.4 节).

令人十分感兴趣的是所谓“虚  $\pi$  介子束”, 它引起原子核低频自旋-同位旋集体态的激发 (Gamov-Teller 模式, GT). 虚  $\pi$  束可由 (p, n) 或 ( $^3\text{He}, ^3\text{H}$ ) 电荷交换反应产生. 由于质子有一定几率处于虚过程  $p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  $^3\text{He}$  有一定几率处于虚过程  $^3\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + \pi^+$ , 这些虚  $\pi$  介子云与入射的质子或  $^3\text{He}$  裹挟在一起, 形成虚  $\pi$  介子束. 它在实验上是可控制的, 在理论上是可计算的. 原来已经清楚, GT 激发是核内核子自旋翻转共振的结果, 并可给出核内核子-核子相互作用自旋-同位旋分量  $\sigma_1 \cdot \sigma_2 \tau_1 \cdot \tau_2$  的信息. 实验结果 (图 3) 表明, 与质子靶的基本过程相比较而言, 不同靶核 (如  $^{12}\text{C}$  和  $^{208}\text{Pb}$ ) 的零度截面共振峰存在系统的能移 (75 MeV). 这表明, 对于 GT 激发, 除核子自旋翻转外, 还存在另外的机制, 即集体  $\pi$  激发模式. 在理论上它与  $\pi$ -核子相互作用哈密顿量 (22) 式中的  $\sigma \cdot k \tau$  算符相联系. 详细介绍

见文献 [49].

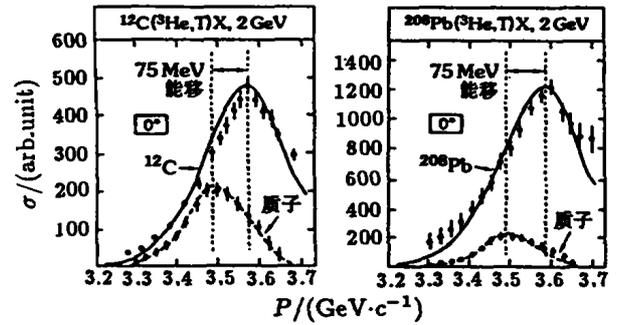


图 3 核内集体  $\pi$  模式的实验证据

图中给出两种核  $^{12}\text{C}$  和  $^{208}\text{Pb}$  的 ( $^3\text{He}, ^3\text{H}$ ) 反应零度截面共振峰. 与质子靶过程相比, 存在 75 MeV 的系统能移; 该图转引自 [49].

## 5 核内的 $\pi$ 介子

### 5.1 核内的盈余 $\pi$ 介子

如前所述, 核内虚  $\pi$  介子的来源是核子周围的虚  $\pi$  介子云和核子间的虚  $\pi$  介子交换. 在束缚核系统中, 可以一般地证明<sup>[50]</sup> 核内存在盈余介子. 定义静态盈余  $\pi$  介子分布为

$$\delta n_A(q) = \langle n(q) \rangle_A - A \langle n(q) \rangle_N, \quad (23)$$

此处  $n(q)$  是动量为  $q$  的  $\pi$  介子数,  $\langle n \rangle_A$  和  $\langle n \rangle_N$  分别是对核和核子的期待值, 与核结构模型有关. 于是无量纲的平均盈余  $\pi$  介子数由下式给出

$$\overline{\langle \delta n \rangle}_A = \frac{\langle \delta n \rangle_A}{A} = \frac{1}{A} \int dq \delta n_A(q). \quad (24)$$

各种理论模型给出的数值范围是<sup>[51-56]</sup>

$$\overline{\langle \delta n \rangle}_A \approx 0.07 - 0.13. \quad (25)$$

在研究某些与核介质效应有关的问题时, 需要仔细考虑静态盈余  $\pi$  介子的贡献<sup>[57,58]</sup>. 对核内盈余  $\pi$  介子的实验检测可通过原子核的 (p, n) 电荷交换反应来进行 ( $p \rightarrow \pi^+ + n$ )<sup>[59]</sup>.

### 5.2 核内的介子交换流

实际上核内  $\pi$  介子并不是静止不动的, 它们处于核子间的交换运动状态, 即核内存在着介子交换流. 在只考虑核子自由度的传统核物理中, 介子交换流用核力来代替, 介子自由度并不表现出来. 然

而, 当用电磁探针或弱作用探针探测特定的原子核时, 发现介子自由度也有所表现<sup>[1,60]</sup>. 这些特定的核是结构知识已较清楚的原子核, 例如<sup>3</sup>H, <sup>3</sup>He<sup>[1]</sup>以及<sup>12</sup>C<sup>[61,62]</sup>, <sup>16</sup>O<sup>[63]</sup>和<sup>208</sup>Pb<sup>[64]</sup>等.

图 4 是<sup>12</sup>C 靶的大动量转移(e, e'p)过程测量结果<sup>[61,62]</sup>. 在这种半遍举(semi-exclusive)非弹性高能电子散射过程中, 被散射电子转移给靶核(束缚质子)的动量  $q$  和能量  $\omega$  很大, 足以使质子以动能  $T_p$  飞出核外, 它携带着核内束缚核子的信息. 剩余的靶核可处于基态或低激发态. 靶核实际得到的能量  $E_m = \omega - T_p - T_r$ , 称为丢失能量, 此处  $T_r$  表示剩余核反冲动能. 剩余核获得的动量是  $p_m = q - p_i$ , 称为丢失动量, 此处  $p_i$  是被打出质子的动量. 图中实线是不考虑核内介子交换流的传统计算结果, 它在低  $T_p$  区与实验数据符合, 但在高  $T_p$  区明显偏离实验结果. 图中点线是由包含介子交换流的 Hartree-Fock 计算得出的, 与实验数据相符. 该实验及其它一些实验为核内存在介子交换流提供了有力证据.

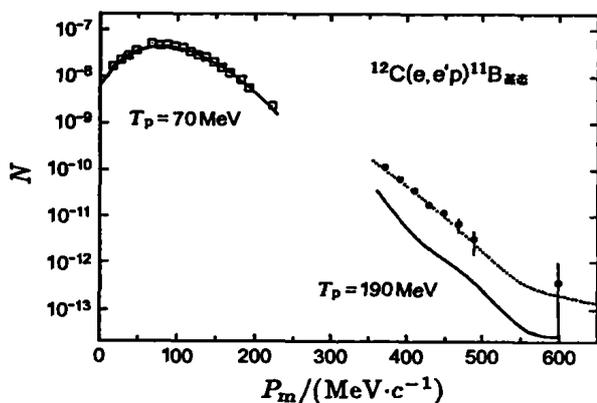


图 4 半遍举非弹性电子散射过程<sup>12</sup>C(e, e'p)<sup>11</sup>B<sub>基态</sub>发射质子的动量分布<sup>[61,62]</sup>

图中也给出传统理论(—)和包含介子交换流的理论结果(---).

由于核内核子间的介子交换作用, 使得  $\pi$ N 共振态  $\Delta$  isobar 也可以以一定几率在核内存在并构成  $\Delta$  isobar 流. 在计算图 4 中的理论曲线时也考虑了  $\Delta$  isobar 流的贡献.

### 5.3 核内 $\pi$ 介子性质的变化

$\pi$  介子在有限核或核物质内的性质不同于它们在自由空间的性质<sup>[65-67]</sup>. 理论分析表明, 在核物质中,  $\pi$  介子质量和  $\pi$  介子衰变常数都不再是常数, 而是密度相关的. 并且, 由于核物质的存在破坏了 Lorentz 不变性,  $\pi$  介子衰变常数须分为类时分量

$f_i^*$  和类空分量  $f_s^*$  两部分<sup>[68,69]</sup>.

按照文献[70], 核物质中  $\pi$  介子的有效质量  $m_\pi^*$  随核物质密度的增加而缓慢增加, 而  $\pi$  介子衰变常数的类时分量  $f_i^*$  随密度增加而明显减小. 它们可表示为

$$m_\pi^{*2}(\rho) = m_\pi^2 \left[ 1 - \frac{\rho}{f_\pi^2} \left( 2c_2 + 2c_3 - 4c_1 - \frac{g_A^2}{4m_N} \right) \right],$$

$$f_i^{*2}(\rho) = \left( 2c_2 - \frac{g_A^2}{4m_N} \right) \rho.$$

其中  $m_N$  是核子质量,  $f_\pi = 93.2$  MeV 是自由空间  $\pi$  介子衰变常数,  $g_A = 1.24-1.26$  是核子轴矢耦合系数, 式中参数  $c_1, c_2$  和  $c_3$  的单位均为  $\text{GeV}^{-1}$ , 文献[70]给出它们的数值分别为  $-0.87, 3.34$  和  $-5.25$ . 在正常核密度下可得  $m_\pi^* = 1.05 m_\pi$ , 略大于自由  $\pi$  介子质量. 关于核物质内  $\pi$  介子性质的变化, 文献中还有许多其它方面的研究. 例如文献[71]在低阶近似下得到

$$m_\pi^*(\rho) = m_\pi - \frac{2\pi}{m_R} a_{\pi N}^+ \rho,$$

其中  $\pi$ N 散射长度  $a_{\pi N}^+ = -0.01$ ,  $m_R$  是  $\pi$ N 系统的约化质量. 上述理论预言恐怕还都不能作为定论.

### 5.4 核内的实 $\pi$ 介子

以往所提到的核内  $\pi$  介子自由度, 基本上都是指核内的虚  $\pi$  介子. 一般认为核内不可能存在实的  $\pi$  介子. 最近德国 GSI 的 S160 合作组利用 300 MeV/u 的氦核入射束, 在<sup>208</sup>Pb(d, <sup>3</sup>He)转移反应中发现“深束缚  $\pi$  态”<sup>[72-77]</sup>, 似乎修正了这种认识.

实际上, 约 10 年前已经对此有理论预言<sup>[78,79]</sup>. 带负电荷的  $\pi$  介子进入原子的玻尔轨道(半径减小许多), 形成  $\pi$  介子原子. 重核的深束缚  $\pi$  介子原子有可能处于原子核的分立能级上, 条件是激发能刚好低于  $\pi$  介子发射的阈能. 对  $\pi^-$ -<sup>208</sup>Pb 核相互作用势的理论计算表明, 重核的强库仑势(吸引)与强相互作用(排斥)的总效果能够在核表面外侧附近形成浅的核势阱(吸引), 进一步可以得到  $\pi^-$  介子在这浅势阱中的能级图和  $\pi^-$  介子处于 1s 态、2s 态和 2p 态的几率密度分布(见图 5).  $\pi$  吸收的存在使得  $\pi^-$  能级是准稳态(能级宽度  $\Gamma < 1$  MeV), 但几个 MeV 的能级间距使得实验有可能检测这些  $\pi^-$  束缚态. 上述反应截面与能量关系的实验数据显示出峰值,

经分析确认它与束缚  $\pi^-$  介子的  $2p$  态对应, 反应末态可表示为  $\pi^- \otimes {}^{207}\text{Pb}$ ,  ${}^{207}\text{Pb}$  核处于它的  $3p_{1/2}$  基态

或  $3p_{3/2}$  态. 这些实验和理论结果可能成为研究核内实  $\pi$  介子自由度的开端.

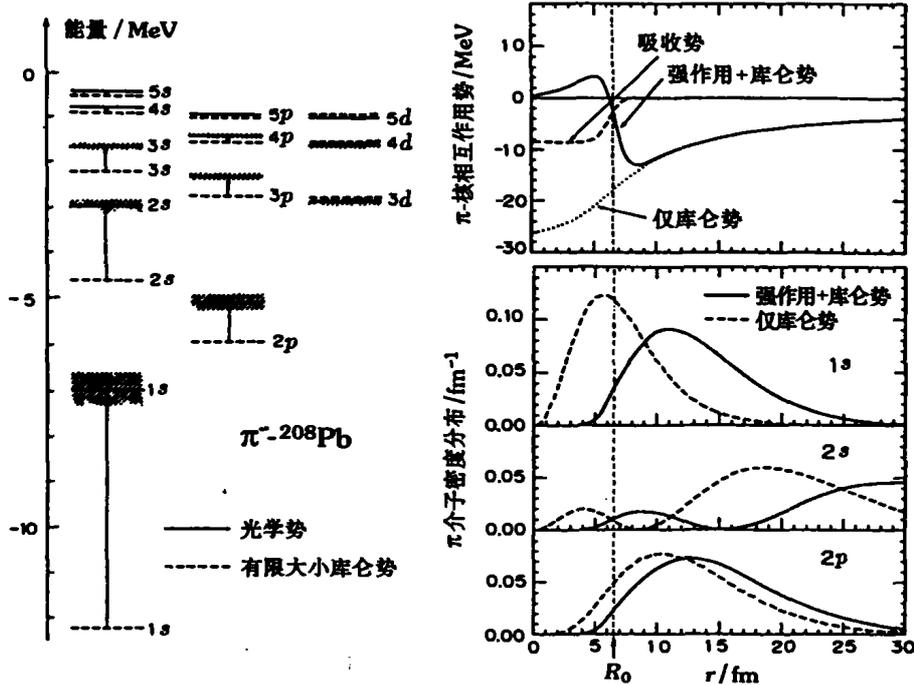


图 5 理论计算的  $\pi^-$  介子在  ${}^{208}\text{Pb}$  势阱中的能级图(左)和  $\pi^- - {}^{208}\text{Pb}$  相互作用势以及  $\pi^-$  介子处于  $1s$  态、 $2s$  态和  $2p$  态的几率密度分布(右)<sup>[79]</sup>

## 6 结束语

$\pi$  介子是熟悉而陌生的粒子. 它有确定的大小和质量, 按照强相互作用的正确理论 QCD,  $\pi$  介子本身与 QCD 基态(真空)有着密切的关系, 它是 QCD 真空能量最低的激发态. QCD 真空手征对称性自发破缺的结果导致存在 8 种无质量的赝标玻色子(Goldstone 玻色子), 微小的流夸克质量使它们获得质量, 其中之一就是在实验室中观测到的  $\pi$  介子. 我们对  $\pi$  介子已经有了深入的认识, 但似乎还没有完整、统一的认识. 费米和杨振宁<sup>[80]</sup> 在 50 多年前提出的问题“介子是基本粒子吗?”至今尚未得到彻底的解决.

另一方面,  $\pi$  介子在核物理中的重要性则显得

越来越清楚了. 它不仅可以作为原子核的外部探针揭示原子核的结构和性质, 而且低能 s 波  $\pi$  介子与原子核的相互作用还表现在更深刻的方面. 一个例子是  $\pi$  介子的性质直接联系着夸克凝聚  $\langle \bar{q}q \rangle_0$ , 它是手征对称性自发破缺的标志量, 在核内被修正为  $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ , 一般比  $\langle \bar{q}q \rangle_0$  小一些, 反映手征对称性在核介质内的部分恢复. 另一个例子是, 利用“虚  $\pi$  介子束”可以引起原子核新的集体激发模式, 即所谓集体  $\pi$  模式. 此外, 实验已证实, 核内存在盈余  $\pi$  介子分布(虚  $\pi$ ), 并且在特定条件下, 原子核允许  $\pi$  介子束缚态以一定寿命存在. 迄今, 核物理中的  $\pi$  介子已有多彩的表现. 如何更深入理解核内  $\pi$  介子的已知现象, 以及发现更多的新现象, 还有待人们进一步探讨.

## 参 考 文 献:

- [1] Ericson T, Weise W. Pions and Nuclei [M]. Oxford: Clarendon Press, 1988, 3.
- [2] Amendolia S R, Arik M, Badelek B, et al (NA7 Collaboration). A Measurement of the Space-like Pion Electromagnetic Form-factor [J]. Nucl Phys, 1986, B277: 168.
- [3] Maris P, Tandy P C. Quark-photon Vertex and the Pion

- Charge Radius [J]. Phys Rev, 2000, **C61**: 045202.
- [4] Bernard V, Kaiser N, Meißner Ulf-G. Pion Charge Radius from Charged Pion Electroproduction [J]. Phys Rev, 2000, **C62**: 028201.
- [5] Greiner W, Reinhardt. Quantum Electrodynamics [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1992, 110.
- [6] Maris P, Tandy P C.  $\pi$ ,  $K^+$  and  $K^0$  Electromagnetic form Factors [J]. Phys Rev, 2000, **C62**: 055204.
- [7] Kubis B, Meißner Ulf-G. Virtual Photons in the Pion form Factors and the Energy-momentum Tensor [J]. Nucl Phys, 2000, **A671**: 332.
- [8] Badier J, Boucrot J, Bourotte J, *et al* (NA3 Collaboration). Experimental Determination of the Pion Meson Structure Functions by the Drell-Yan Mechanism [J]. Z Phys, 1983, **C18**: 281.
- [9] Hecht M B, Roberts C D, Schmidt S M. Valence-quark Distributions in the Pion [J]. Phys Rev, 2001, **C63**: 025213.
- [10] Kumano S. Flavor Asymmetry of Antiquark Distributions in the Nucleon [J]. Phys Rep, 1998, **303** (4): 183.
- [11] Zong H S, Lü X F, Gu J Z, *et al*. Vacuum Condensates in the Global Colour Symmetry Model [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 055208.
- [12] Cohen T D, Furnstahl R J, Griegel D K. Quark and Gluon Condensates in Nuclear Matter [J]. Phys Rev, 1992, **C45**: 1 881.
- [13] Brodsky S J, Lepage G P. Exclusive Process and Hadron Dynamics at Short Distances [J]. Phys Scripta, 1981, **23**: 945.
- [14] Weise W. The Pion as a Composite Particle [J]. Contemporary Physics, 1990, **31**: 261.
- [15] Feldmann T. Quark Structure of Pseudoscalar Mesons [J]. Int J Mod Phys, 2000, **A15**: 159.
- [16] Bicudo P J A, Krein G, Ribeiro J E F T. Chiral Corrections to Baryon Properties with Composite Pions [J]. Phys Rev, 2001, **C64**: 025202.
- [17] Cloet I C, Leinweber D B, Thomas A W. Simple Quark Model with Chiral Phenomenology [J]. Phys Rev, 2002, **C65**: 062201 (R).
- [18] Ericson T E O, Loiseau B, Thomas A W. Precision Determination of the  $\pi$ N Scattering Lengths and the Charged  $\pi$ NN Coupling Constant [J]. Nucl Phys, 2000, **A663-664**: 541c.
- [19] Krehl O, Hanhart C, Krewald S, *et al*. What does “ $\rho$  Exchange” in  $\pi$ N Scattering Mean? [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 055206.
- [20] Büttiker P, Meißner Ulf-G. Pion-nucleon Scattering Inside the Mandelstam Triangle [J]. Nucl Phys, 2000, **A668**: 97.
- [21] Meißner Ulf-G, Oller J A. Chiral Unitary Meson-baryon Dynamics in the Presence of Resonances: Elastic pion-nucleon scattering [J]. Nucl Phys, 2000, **A673**: 311.
- [22] Takamatsu K.  $\pi^0$ - $\pi^0$  Scattering Amplitudes and Phase Shifts Obtained by the  $\pi^-$  p Charge Exchange Process [J]. Nucl Phys, 2000, **A675**: 312c.
- [23] Dmitrašinović V, Myhrer F. Pion-nucleon Scattering and the Nucleon  $\Sigma$  Term in an Extended Linear  $\Sigma$  Model [J]. Phys Rev, 2000, **C61**: 025205.
- [24] Pascalutsa V, Tjon J A. Pion-nucleon Interaction in a Covariant Hadron-exchange Model [J]. Phys Rev, 2000, **C61**: 054003.
- [25] Lee T-S H, Wiringa R B. Quantum Monte Carlo Calculation of Pion Scattering from Li [J]. Phys Rev, 2001, **C63**: 014006.
- [26] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L, *et al*. Updated Analysis of  $\pi$ N Elastic Scattering Data to 2.1 GeV: The baryon spectrum [J]. Phys Rev, 1995, **C52**: 2 120.
- [27] Koch R, Pietarinen E. Low-energy  $\pi$ N Partial Wave Analysis [J]. Nucl Phys, 1980, **A336**: 331.
- [28] Jäde L. Consistent Description of NN and  $\pi$ N Interactions Using the Solitary Boson Exchange Potential [J]. Phys Rev, 1998, **C58**: 96.
- [29] Pearce B C, Jennings B K. A Relativistic Meson Exchange Model of Pion-nucleon Scattering [J]. Nucl Phys, 1991, **A528**: 655.
- [30] Schütz C, Durso J W, Holinde K, *et al*. Role of Correlated Two-pion Exchange in  $\pi$ N Scattering [J]. Phys Rev, 1994, **C49**: 2 671.
- [31] Bartz D, Stancu F L. NN Interaction in a Goldstone Boson Exchange Model [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 055207.
- [32] Böckmann R, Hanhart C, Krehl O, *et al*.  $\pi$ NN Vertex Function in a Meson Theoretical Model [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 055212.
- [33] Kaiser N. Chiral  $3\pi$ -exchange NN Potentials: Results for dominant next-to-leading-order contributions [J]. Phys Rev, 2001, **C63**: 044010.
- [34] Ernst D J. Mesonic Cloud Contribution to the Nucleon and  $\Delta$  Masses [J]. Phys Rev, 2001, **C64**: 035201.
- [35] Rijken T A, Stoks V G J, Klomp R A M, *et al*. The Nijmegen NN Phase Shift Analyses [J]. Nucl Phys, 1990, **A508**: 173c.
- [36] Henley E M, Zhang Zong-ye. Quark Mass Difference Effects on Meson Nucleon Coupling Constants [J]. Nucl Phys, 1987, **A472**: 759.
- [37] Miller G A, Nefkens B M K, Slaus I. Charge Symmetry, Quarks and Mesons [J]. Phys Rep, 1990, **194**: 1.
- [38] Hoshizaki N, Tanaguchi K. Energy Dependence of the Pion Nucleon Coupling Constant [J]. Prog Theor Phys, 1992, **88**: 449.
- [39] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Does the  $\pi$ NN Coupling “Constant” Vary with Energy? [J]. Phys Rev, 1993, **C48**: 474.

- [40] Brown G E, Buballa M, Li Zi Bang, *et al.* Where the Nuclear Pions Are [J]. Nucl Phys, 1995, **A593**: 295.
- [41] Gross F, Surya Y. Unitary, Relativistic Resonance Model for  $\pi$ N Scattering [J]. Phys Rev, 1993, **C47**: 703.
- [42] Pascalutsa V, Tjon J A. A Relativistic Dynamical Model for  $\pi$ N Scattering [J]. Nucl Phys, 1998, **A631**: 534c.
- [43] 张小兵, 李 磊, 宁平治. 核物理中的手征微扰论[J]. 原子核物理评论, 2002, **19** (1): 24.
- [44] Bernard V, Kaiser N, Meißner Ulf-G. Chiral Corrections to the  $s$  Wave Pion-nucleon Scattering Lengths [J]. Phys Lett, 1993, **B309**: 421.
- [45] Bernard V, Kaiser N, Meißner Ulf-G. Chiral Prediction for the  $\pi$ N  $s$ -wave Scattering Length  $a^-$  to Order  $O(M_\pi^4)$  [J]. Phys Rev, 1995, **C52**: 2 185.
- [46] Bernard V, Kaiser N, Meißner Ulf-G. Aspects of Chiral Pion-nucleon Physics [J]. Nucl Phys, 1996, **A615**: 483.
- [47] Mojzis M. Elastic  $\pi$ N Scattering to  $O(p^3)$  in Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory [J]. Eur Phys J, 1998, **C2**: 181.
- [48] Sá Borges J. Unitarity Corrections to a Low-energy Pion-nucleon Scattering Amplitude [J]. Nucl Phys, 2000, **A662** (3, 4): 362.
- [49] Ericson T E O. Mesons in Nuclear Physics [J]. CERN-TH 6529, 1992.
- [50] Wu S S, Yao Y J. In: Proc of 2nd Intern Symp on Medium Energy Physics [C]. In: Chao Weiqin, Shen peng-nian ed. Singapore: World Scientific, 1995, 43.
- [51] Friman B L, Pandharipande V R, Wiringa R B. Calculations of Pion Excess in Nuclei [J]. Phys Rev Lett, 1983, **51** (9): 763.
- [52] Berger E L, Coester F, Wiringa R B. Pion Density in Nuclei and Deep-inelastic Lepton Scattering [J]. Phys Rev, 1984, **D29**: 398.
- [53] Berger E L, Coester F. Nuclear Effects in Deep-inelastic Lepton Scattering [J]. Phys Rev, 1985, **D32**: 1 071.
- [54] Ericson M, Rosa-Clot M. Compton Scattering and Pion Number in Nuclei [J]. Phys Lett, 1987, **B188**: 11.
- [55] Jung Hong, Miller G A. Pionic Contributions to Deep Inelastic Nuclear Structure Functions [J]. Phys Rev, 1990, **C41**: 659.
- [56] Nakano K, Wong S S M. Model Independent Constraints on the Nuclear Pion Distribution Function In the EMC Effect [J]. Phys Lett, 1991, **B257**: 10.
- [57] Akulinichev S V. Pion Contribution to  $K^+$ -nucleus Scattering [J]. Phys Rev Lett, 1992, **68** (3): 290.
- [58] Jiang M F, Koltun D S. Meson Exchange Current Contribution to  $K^+$ -nucleus Scattering [J]. Phys Rev, 1992, **C46**: 2 462.
- [59] Chen X Y, Taddeucci T N, McClelland J B, *et al.* Polarization Transfer In Quasifree ( $p, n$ ) Reactions at 495 MeV [J]. Phys Rev, 1993, **C47**: 2 159.
- [60] Miller G A. Revealing Nuclear Pions Using Electron Scattering [J]. Phys Rev, 2001, **C64**: 022201 (R).
- [61] Kester L J H M, Hesselink W H A, Kalantar-Nayestanaki N, *et al.* Two-nucleon Knock-out Investigated with the Semi-exclusive  $^{12}\text{C}(e, e'p)$  Reaction [J]. Phys Lett, 1995, **B344**: 79.
- [62] Kester L J H M, Blok H P, Hesselink W H A, *et al.* Two Body Currents in the Reaction  $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$  at High Missing Momenta [J]. Phys Lett, 1996, **B366**: 44.
- [63] Blomqvist K I, Boeglin W U, Böhm R, *et al.* High-momentum Components in the  $1p$  Orbitals of  $^{16}\text{O}$  [J]. Phys Lett, 1995, **B344**: 85.
- [64] Bobeldijk I, Bouwhuis M, Ireland D G, *et al.* High-momentum Protons in  $^{208}\text{Pb}$  [J]. Phys Rev Lett, 1994, **73** (20): 2 684.
- [65] Aouissat Z, Belkacem M. Symmetry Conserving Nonperturbative  $s$ -wave Renormalization of the Pion in a Hot and Baryon-dense Medium [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 065211.
- [66] Bonutti F, Camerini P, Fragiaco E, *et al.*  $\pi$ - $\pi$  Pairs in Nuclei and the  $\sigma$  Meson [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 018201.
- [67] Aouissat Z, Chanfray G, Schuck P, *et al.* Reduced  $\sigma$ -meson Mass and in-medium  $S$ -wave  $\pi$ - $\pi$  Correlations [J]. Phys Rev, 2000, **C61**: 012202 (R).
- [68] Kirchbach M, Riska D O. The Effective Induced Pseudoscalar Coupling Constant [J]. Nucl Phys, 1994, **A578**: 511.
- [69] Kim Hungchong. In-medium Pion Weak Decay Constants [J]. Phys Rev, 2002, **C65**: 055201.
- [70] Bernard V, Kaiser N, Meißner Ulf-G. Chiral Dynamics in Nucleons and Nuclei [J]. Int J Mod Phys, 1995, **E4**: 193.
- [71] Wirzba A, Thorsson V. In-medium Effective Chiral Lagrangians and the Pion Mass in Nuclear Matter [J]. Hep-ph/9502314.
- [72] Hirenzaki S, Hatsuda T, Kume K, *et al.* Physics of Mesic Atoms and Mesic Nuclei — Structure and Formation [J]. Nucl Phys, 2000, **A663-664**: 553c.
- [73] Hirenzaki S, Toki H. Structure and Formation of Deeply Bound Pionic Atoms [J]. Nucl Phys, 2000, **A670**: 194c.
- [74] Hirenzaki S, Kaneyasu H, Kume K, *et al.* Residual Interaction Effects on Deeply Bound Pionic States [J]. Phys Rev, 1999, **C60**: 058202.
- [75] Yamazaki T, Hayano R S, Itahashi K, *et al.* Discovery of Deeply Bound Pi-states in the  $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$  Reaction [J]. Z Phys, 1996, **A355**: 219.
- [76] Gilg H, Gillitzer A, Knülle M, *et al.* Deeply Bound  $\pi^-$  States in  $^{207}\text{Pb}$  Formed in the  $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$  Reaction: I. Experimental Method and Results [J]. Phys Rev, 2000, **C62**: 025201.
- [77] Itahashi K, Oyama K, Hayano R S, *et al.* Deeply Bound  $\pi^-$

- States in  $^{207}\text{Pb}$  Formed in the  $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$  Reaction: II. Deduced Binding Energies and Widths and the Pion-nucleus Interaction [J]. *Phys Rev*, 2000, **C62**: 025202.
- [78] Toki H, Yamazaki T. Deeply Bound Pionic States of Heavy Nuclei [J]. *Phys Lett*, 1988, **B213**: 129.
- [79] Toki H, Hirezaki S, Yamazaki T, *et al.* Structure and Formation of Deeply Bound Pionic Atoms [J]. *Nucl Phys*, 1989, **A501**: 653.
- [80] Fermi E, Yang C N. Are Mesons Elementary Particles ? [J]. *Phys Rev*, 1949, **76**: 1 739.

## Pions in Nuclear Physics\*

LI Lei, ZHANG Xiao-bing, TAN Yu-hong, NING Ping-zhi

(*Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

**Abstract:** At the hadronic level, nucleons and mesons are constituents of nuclei and hadronic matter. Understanding the structures of hadrons, finding the physics of how the properties of these particles arise from the first principle, are major interests in modern nuclear physics. Among mesons, the lightest and most important one is certainly the pion, thus it is no accident that its structure, properties (both in free space and in nuclear matter) and interactions with nucleons and nuclei have gotten considerable attentions in the past and again at the present time. The role of pions in nuclear physics is associated intimately with chiral symmetry, and has evolved far since the initial ideas of Yukawa in which the pion was the intermediate particle of the nuclear forces. There is clear observed evidence of collective pionic modes in nuclei, which profoundly differ from all of the previously observed collective nuclear states. In this paper, we provide a brief review on the current status and the main issues in pion-nucleus studies.

**Key words:** pionic structure and property; pion-nucleus interaction; pion in nuclei; pion in nuclear matter

---

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10275037); Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (20010055012)