

奇异强子与核子的相互作用*

彭光雄^{1,2}, 李 磊¹, 姜焕清^{2,3}, 宁平治¹

(1 南开大学物理科学学院, 天津 300071;

2 中国科学院高能物理研究所, 北京 100039;

3 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

摘 要: 包含 s 夸克的强子称为奇异强子, 它与核子相互作用的研究近年来有了长足发展. 在指出这种研究的重要意义后, 从实验和理论两方面介绍奇异强子(主要是 K 介子和超子)与核子相互作用的研究现状及方法等, 包括运动学和动力学机制、介子交换模型和夸克模型解释诸方面的问题.

关键词: K 介子-核子相互作用; 超子-核子相互作用; 介子交换模型; 夸克模型

中图分类号: O571 **文献标识码:** A

1 引言

人们对于强相互作用的认识在很大程度上是通过研究强子-强子相互作用得到的. 早期, 强相互作用主要是指核子-核子(NN)和 π 介子-核子(πN)相互作用. 奇异性自由度的发现, 大大扩展了传统核物理的研究内容. 强子-强子相互作用的研究也扩展到奇异介子(如 K 介子)-核子(KN)以及奇异重子(超子)-核子(YN)相互作用. 对于后两者的研究使传统核物理的研究比以前更加丰富, 从而大大深化了人们对强相互作用的认识.

研究奇异强子与核子相互作用的重要意义在于: (1)作为 NN 和 πN 相互作用研究的重要补充; (2)YN 和 KN 相互作用是研究奇异强子与原子核构成的束缚态(超核)和散射态(K-核散射)的重要输入量; (3)YN 和 KN 相互作用是研究和检验符合 QCD 思想的各种模型理论和有效理论的重要判据. 本文拟对 KN 以及 YN 相互作用这两方面的国际研究现状作一简要地介绍和评述.

2 K 介子与核子的相互作用

2.1 一般讨论

随着实验上高质量 K 介子束流的实现, K 核物

理已有相当的发展. K 介子与核子的相互作用, 即 KN 相互作用, 是奇异介子-核子相互作用中最基本和最重要的相互作用.

K^+N 和 K^-N 具有十分不同的特点. K^-N 系统($S=-1$)可以熔合形成 Y^* 共振态, 其形成截面很大(对于 $100 < E_K^{lab} < 500$ MeV 能区, 总截面不小于 30 mb). 在这点上 K^-N 相互作用有些类似 πN 相互作用, 形成 N^* 共振态. 但是, K^+N 相互作用却完全不同. 在中低能区 ($P_{lab} < 800$ MeV/c) K^+N 相互作用相当弱(总截面不大于 10 mb). 由于没有正反夸克湮灭, K^-N 系统不容许形成三夸

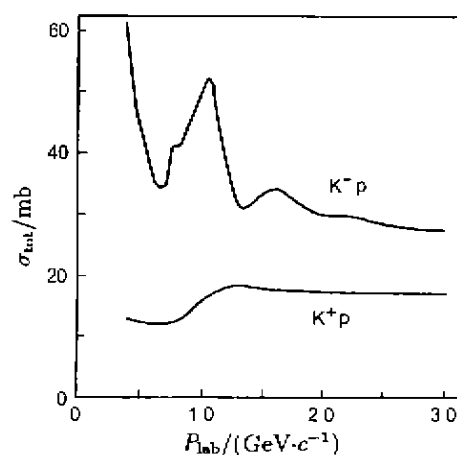


图 1 K^+p 的总截面 σ_{tot} 随入射 K 介子动量的变化^[1]

收稿日期: 2001-01-02; 修改日期: 2001-06-07

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19905011, 19875026); 教育部博士学科点专项基金资助项目(97045618)

作者简介: 彭光雄(1965-), 男(汉族), 湖北钟祥人, 博士, 副研究员, 从事原子核理论研究.

克态 Y^* , 而只能形成 $S=+1$ 的五夸克态 Z^* .

这里的讨论与实验结果是一致的. 由图 1 给出的总截面可以清楚地看到 K^+p 和 K^-p 的差别: 低能 K^-p 截面相当大(平均截面约为 40 mb)并有丰富的共振结构, 而低能 K^+p 截面小好几倍(约 10 mb)且基本不随能量变化. 回顾 πN 散射, 并未看到 π^-N 与 π^+N 有这样大的差别. 总之, K^-N 相互作用与 πN 相互作用类似, 而 K^+N 相互作用在核物理中扮演着独特的角色.

2.2 同位旋分析

我们将 KN 系统无耦合表象中的基矢记为 $|KN\rangle$, 即 $|K^+p\rangle, |K^+n\rangle, |K^0p\rangle, |K^0n\rangle$, 以及 $|\bar{K}^0p\rangle, |\bar{K}^0n\rangle, |K^-p\rangle, |K^-n\rangle$, 而将耦合表象中的基矢记为 $|I, I_3, S\rangle$. 这里 I 为总同位旋, I_3 为总同位旋第三分量, S 为奇异数. 由于 K 介子和核子的同位旋均为 $1/2$, 总同位旋 I 只能取 0 和 1 两个值, 即同位旋单态和三重态. 这样共有 8 个可能的耦合基矢:

$$\begin{aligned} |K^+p\rangle &= |1, 1, 1\rangle, \\ |K^+n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|0, 0, 1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1, 0, 1\rangle, \\ |K^0p\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}|0, 0, 1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1, 0, 1\rangle, \\ |K^0n\rangle &= |1, -1, 1\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} |\bar{K}^0p\rangle &= |1, 1, -1\rangle, \\ |\bar{K}^0n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|0, 0, -1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1, 0, -1\rangle, \\ |K^-p\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}|0, 0, -1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1, 0, -1\rangle, \\ |K^-n\rangle &= |1, -1, -1\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

虽然总同位旋态 $|I, I_3, S\rangle$ 并无法在实验上实现(这与自旋态的耦合是不同的), 但这里的展开公式仍是很有用的. 在同位旋守恒严格成立的情况下(忽略库仑力和强子不同电荷态的质量差), 利用耦合基矢来讨论弹性散射振幅或电荷交换散射振幅会带来许多方便. 下面就来讨论这方面的问题.

在电荷无关假定下, 同位旋 I 是好量子数, 可以用来标识 KN 散射过程. 或者说, KN 相互作用在同位旋空间么正变换下是不变的. 由无耦合态 $|KN\rangle$ 到 $|K'N'\rangle$ 的截面由跃迁矩阵元 $\langle K'N'|T|KN\rangle$ 决定(假定有关的运动学条件和自旋态已给

定). 通常假定跃迁算符 T 是同位旋空间中的标量, 即在耦合基矢 $|I, I_3, S\rangle$ 和 $|I', I'_3, S'\rangle$ 之间的矩阵元是对角的:

$$\langle I', I'_3, S'|T|I, I_3, S\rangle \propto f(I, S) \delta_{II'} \delta_{I_3 I'_3} \delta_{SS'}, \quad (3)$$

其中的第 3 个 δ 函数 $\delta_{SS'}$ 是为了标明强相互作用的奇异数守恒要求, $f(I, S)$ 是相应的散射振幅.

由于 KN 系统总同位旋 I 只有 0 和 1 两个本征值, 所以这里非零的散射振幅有 4 个, 分别记为 $f_1^- \equiv f(1, -1)$, $f_0^+ \equiv f(0, -1)$, $f_1^+ \equiv f(1, 1)$ 和 $f_0^- \equiv f(0, 1)$. 于是, 利用(3)式和(1,2)式可以得到:

$$\begin{aligned} f(K^+n \rightarrow K^-n) &= \frac{1}{2}(f_1^+ + f_0^-), \\ f(K^+p \rightarrow K^+p) &= f_1^+, \\ f(K^+n \rightarrow K^0p) &= \frac{1}{2}(f_1^+ - f_0^-), \\ f(K^-p \rightarrow K^-p) &= \frac{1}{2}(f_1^- + f_0^+), \\ f(K^-n \rightarrow K^-n) &= f_1^-, \\ f(K^-p \rightarrow \bar{K}^0n) &= \frac{1}{2}(f_1^- - f_0^+), \end{aligned} \quad (4)$$

以及其它类似关系.

对于 2-3 GeV 以下能区的弹性散射和电荷交换过程已完成许多实验测量, 积累了不少关于总截面、微分截面以及极化的数据. K^+n 弹性散射截面是由 K^+d 散射实验得到的, 进而利用(4)式分离出同位旋 $I=0$ 和 $I=1$ 道截面. K^+N 实验数据的主要特点是:

(1) 在实验室动量 $P_{lab} < 550$ MeV/c 的低能区, 同位旋 $I=1$ 道总截面远大于 $I=0$ 道总截面, 并且几乎完全是 s 波的贡献($l=0$).

(2) 在 800 MeV/c 以下, K^+N 微分截面基本上是各向同性的. 这与上述 $I=1$ 道 s 波占主导地位是一致的.

(3) 由 s 波直到 $l=4$ 的 K^-N 弹性散射分波相移都已被很好地确定下来^[2,4]. 值得注意的是, 同位旋三重态 s 波显示出强排斥特征, 而同位旋单态 s 波则为弱排斥.

(4) 当入射 K^+ 介子动量 $P_{lab} \approx 550$ MeV/c (相应动能为 $E_{K^+} \approx 250$ MeV) 时, 非弹性过程开始发生, 主要是 $K^+ + p \rightarrow K^+ + N + \pi$ 过程, 但并不重

要. 到 $E_{K^+} > 650$ MeV 时, 非弹性道变得重要, 包括 $K^+ + p \rightarrow K^+ + \Delta$. 不同能区的 K^+N 分波振幅已被参数化成数据表格^[4], 可方便地作为研究 K^+ -核散射的输入量.

用低能 s 波 K^-N 散射实验数据, 可以像计算 πN 散射长度一样求出 K^-N 的 s 波散射长度为^[5]

$$a^1 = -0.33 \text{ fm}, \quad a^0 = -0.03 \text{ fm}.$$

这与上述同位旋三重态 s 波(强排斥)和同位旋单态 s 波(弱排斥)的特点是一致的.

对于 K^- 介子与质子和中子(实际用氘核)弹性散射, 平均截面约为 40 mb, 这是典型的强子过程截面值. 存在丰富的 $S=-1$ 的 Y^* 共振态, 主要有 $\Lambda^*(1405)$, $\Lambda^*(1520)$, $\Sigma^*(1385)$ 和 $\Sigma^*(1660)$, 以及若干能量更高的超子激发态.

K^-N 弹性散射的最大特点是弹性道与非弹性道耦合在一起. 这是由于非弹性道阈能很低的缘故. 例如:

- (a) $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n - 5 \text{ MeV},$
- (b) $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda + 180 \text{ MeV},$
- (c) $K^- + p \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + 100 \text{ MeV},$
- (d) $K^- + p \rightarrow \pi^- + \Sigma^+ + 100 \text{ MeV},$
- (e) $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + 100 \text{ MeV},$

这些过程的中间态可以是超子激发态. 对于非弹性过程(c)、(d)和(e), 中间态可为 $\Lambda^*(1405)$, 这是同位旋为 0 的 s 波共振态. $\Lambda^*(1405)$ 和 $\Sigma^*(1385)$ 是能量最低的共振态, 常分别记为 Y_{11}^* 和 Y_{13}^* (下标表示同位旋).

上面 5 种非弹性过程与弹性过程强烈地耦合在一起, 因此, 对 K^-p 散射的理论分析需采用所谓“多道分析方法”^[6]. 由这种方法得到的等价 K^-p 单道散射长度(fm)为^[5]

$$\begin{aligned} a_{K^-p} &= (-0.67 + i0.64), \\ a_{K^-n} &= (-0.37 + i0.60). \end{aligned}$$

在应用于原子核时, 常采用同位旋平均 K^-N 散射长度^[7]

$$\begin{aligned} a_{K^-N} &\equiv \frac{1}{2} (a_{K^-p} + a_{K^-n}) \\ &\approx (-0.15 + i0.62). \end{aligned}$$

最近由 K-氢原子实验数据导出的结果是^[8]

$$a_{K^-p} = (-0.73 \pm 0.15 \pm 0.03) +$$

$$i(0.49 \pm 0.25 + 0.12),$$

其中括号内后二项分别是实验统计误差和系统误差. 这些实验值是检验关于 K^-N 的一切动力学理论的重要依据. 注意 a_{K^-N} 是复数, 其虚部反映弹性道与非弹性道的耦合, 这是与 K^+N 散射长度不同的. 也正是由于这种耦合, 对 K^-N 弹性散射的相移分析需要与上面 5 种非弹性过程同时进行. 这 6 种过程的低能实验数据见图 2. 这些数据也是检验 K^-N 动力学理论的依据^[5].

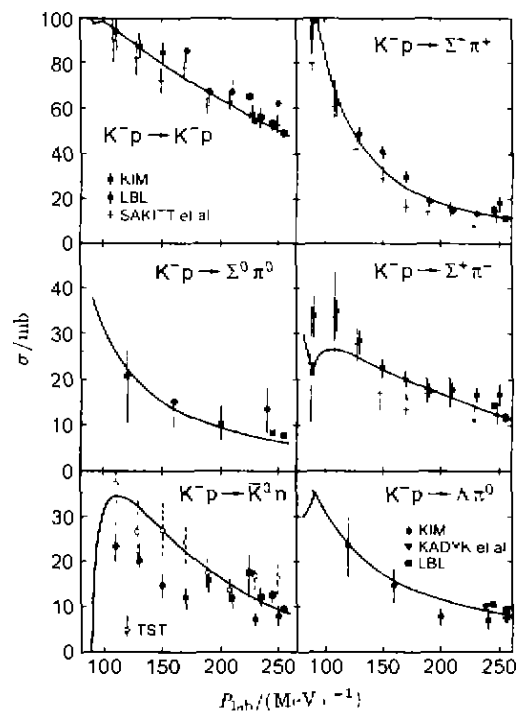


图 2 低能 K^-p 6 种过程的实验数据及唯象拟合曲线

2.3 动力学模型

核子-核子(NN)相互作用的动力学模型, 包括介子交换模型和夸克势模型, 都可以用来作为 KN 相互作用的动力学模型.

KN 相互作用的介子交换模型^{[1][2]}类似于 NN 情形, 不同之处在于: (1) KN 相互作用不存在单 π 交换, 从而短程效应更为重要; (2) 不存在张量力; (3) 对 K^-N 相互作用贡献最大的是矢量介子(ρ 和 ω)交换.

KN 相互作用的夸克势模型^{[1][3]}由下述哈密顿量出发:

$$H = \sum_{i=1}^4 \frac{p_i^2}{2m_q} + \frac{p_s^2}{2m_s} + \sum_{ij} (V_{ij}^{OGE} + V_{ij}^{Coul}), \quad (6)$$

其中, 前两项分别是 u、d 夸克(或反 u、d 夸克)动能项和 s 夸克(或反 s 夸克)动能项, 后两项分别是夸克间的单胶子交换势和禁闭势, 可采取不同方法求解 5 夸克系统的运动方程, 进而得到 KN 相互作用势, 文献[11]中给出了一组便于应用到 K^+ -核散射的 K^+N 二体势, 由这组简单二体势拟合 K^+N 散射相移实验数据, 结果与由复杂数值计算得到的结果约在同一水平。

在夸克层次上的 KN 相互作用动力学模型还有夸克袋模型和手征对称性破缺夸克模型^[13], 此外, 也利用手征微扰论进行了若干研究^[14-17]。

3 超子-核子相互作用

3.1 一般讨论

在包含超子的碰撞过程中奇异数守恒, 迄今仅对 Λ -N 相互作用了解得相对多一些, Σ -N 相互作用次之, 对 Ξ -N 和 Ω -N 相互作用则知之甚少。

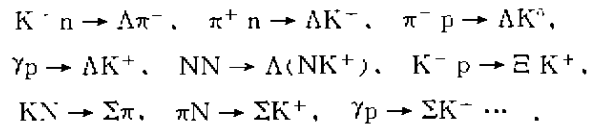
研究 YN 相互作用的目的是: (1) 了解强相互作用自身的性质和动力学, 例如奇异重子(超子)和非奇异重子与核子(或核)的强相互作用是否有所不同, (2) 有助于了解包含超子的原子核(超核)的结构, (3) 有助于了解星体(特别是中子星)的结构, 一般认为中子星内部深处存在奇异强子或奇异夸克物质^[18], 对此将另文介绍。

3.2 YN 散射实验数据

对核子-核子(NN)二体系统, 存在着丰富的实验数据, 包括各种散射截面和各种自旋观测量(极化度、分析本领等), 使我们可以通过相移分析得到确切的 NN 散射自旋相关分波振幅, 此外, 二体 np 束缚态——氘核的存在提供了进一步的 NN 相互作用信息, 特别是张量力(S_{12})的信息, 然而, 相应的 ΛN 或 ΣN 束缚态却尚未肯定是否存在^{*}, 关于超子-核子(YN)散射, 实验数据也极端贫乏, 只有一些低能总截面和少量的微分截面、很高能量下的 Δp 总截面, 以及 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda N$ 过程极化度和左右不对称度等方面的数据, 实验学家们正在努力获取有关 YN 散射的新数据。

实验方面的困难主要是超子寿命短(约 10^{-13}

s), 在进行 YN 散射实验时, 需要临时产生超子, 可以利用下面一些过程产生超子:



例如可以选取其中的 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Lambda$ 过程, 这样产生的 Λ 要在衰变前再与附近的质子碰撞才能发生 Δp 散射事件, 一次实验只能找到几个或几十个这种事件, 又如 $\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^+ p$ 弹性散射, 迄今总共才积累了 131 个事件, 这比 NN 散射积累的数据少千百倍, YN 散射实验数据少且误差大的情况使 YN 散射不能完全采取 NN 散射的研究方法, 例如, 由于实验数据少, 不允许 YN 相互作用包含像 NN 势那样多的可调参数。

在图 3 中汇集了 YN 散射及 NN 散射总截面的实验数据^[19], 注意 YN 截面的误差棒相当大, 尽管如此, 这些仍然是验证 YN 相互作用理论的宝贵数据, 对 YN 散射也可以像 NN 散射那样提取出自旋单态散射长度¹ a 和自旋三重态散射长度³ a 以及相应的有效力程¹ r_{eff} 和³ r_{eff} , 如表 1 所示, YN 数据比 NN 数据的不确定性大许多, 文献[20]对 ΣN 给出了两种理论模型的结果。

表 1 YN 与 NN 的散射长度和有效力程(单位: fm)

	ΛN	ΣN		np
		模型 D	模型 F	
¹ a	-2.3	-4.61	-3.84	-23.7
³ a	-1.9	0.32	0.62	5.42
¹ r_{eff}	3.2	3.69	4.03	2.73
³ r_{eff}	3.4	-6.01	-1.91	1.78

现在介绍一下有关超子产生和 YN 反应实验的某些运动学知识, 它们在超核物理中是很重要的, 首先注意以下各种 YN 强相互作用反应过程:

- (a) $p + \Sigma^- \rightarrow n + \Lambda$ ($\Delta E = 81$ MeV),
- (b) $n + \Sigma^+ \rightarrow p + \Lambda$ ($\Delta E = 75$ MeV),
- (c) $p + \Xi^- \rightarrow 2\Lambda$ ($\Delta E = 28$ MeV),
- (d) $n + \Xi^0 \rightarrow 2\Lambda$ ($\Delta E = 23$ MeV),
- (e) $p + \Omega \rightarrow \Lambda + \Xi^0$ ($\Delta E = 180$ MeV),
- (f) $n + \Omega \rightarrow \Lambda + \Xi^-$ ($\Delta E = 174$ MeV),

* 关于存在双重子或六夸克束缚态的可能性, 人们从实验上和理论上做了不少探索工作, 但尚无明确结论。

上面括号内的 ΔE 值表示该反应释放的能量，可以看到(c)和(d)两种反应释放的能量最低，平均约为 26 MeV. 如果这两种反应发生在由质子和中子构

成的核物质内，其中核子动能有一定分布，则能量涨落使反应(c)和(d)可在正反两个方向发生，结果 Δ 和 Ξ^- 、 Ξ^0 超子有可能停留在核物质内。

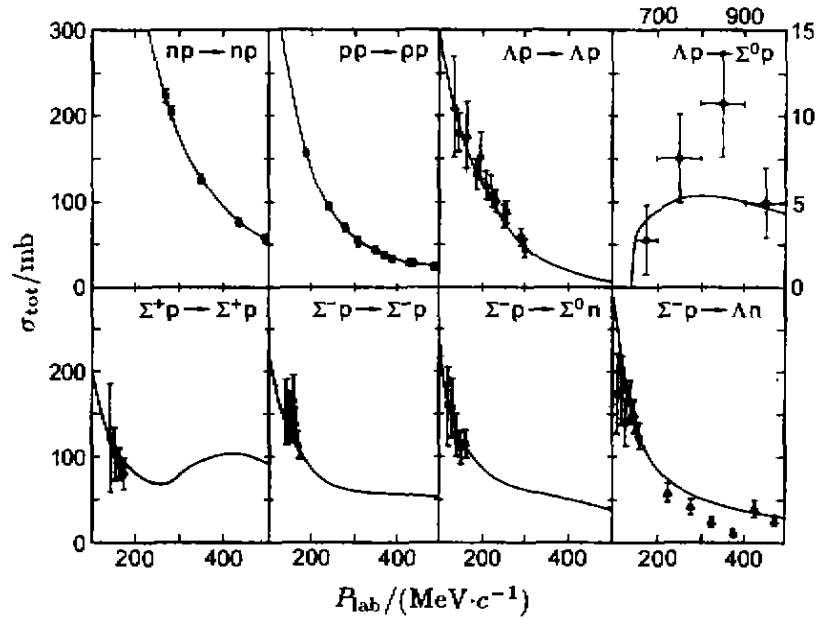


图 3 入射动量 $P_{lab} \leq 500 \text{ MeV}/c$ 的 NN 和 YN 散射总截面^[1-3]
实线是由单玻色子交换模型得到的理论拟合曲线。

假定入射粒子、静止靶粒子、所产生的超子和剩余粒子的质量分别为 m_1, m_2, m_3, m_4 ，则超子的反冲动量 P_3 与入射粒子动量 P_1 之间的关系可由能量动量守恒关系确定为

$$P_3 = \frac{1}{2} (f_{3+}^2 - P_{14}^2 \cos^2 \theta)^{-1} \{ P_1 \cos \theta (f_{3+}^2 + m_3^2 - P_{14}^2) - f_{3-} [(f_{3+}^2 - P_{14}^2) \cdot (f_{3-}^2 - P_{14}^2) + 4P_1^2 m_3^2 \cos^2 \theta]^{1/2} \}, \quad (7)$$

其中 θ 为出射超子与入射方向的夹角， $f_{3\pm} \equiv \sqrt{P_{1\pm}^2 + m_3^2 + m_2}$ ， $f_{3\pm} \equiv f_{3\pm} \pm m_3$ ， $P_{14} \equiv \sqrt{P_1^2 + m_4^2}$ 。

根据(8)式图 4 中画出了在可以产生超子的各种反应中，超子反冲动量与入射粒子动量的关系曲线(取 $\theta=0$)。由图中看出，如果入射粒子的动量和所涉及的 4 个粒子的质量满足一定条件，则产生的超子动量可能为零，即所产生的超子是静止的，与此对应的入射粒子动量的数值被称为魔幻动量。魔幻动量 P_{mag} 的表达式也可由能量动量守恒关系求得：

$$P_{mag} = \frac{\sqrt{(b^2 - a^2)(c^2 - a^2)}}{2a}, \quad (8)$$

其中， a 为靶粒子与所产生超子动量之差的绝对值， b 和 c 分别为入射粒子与剩余粒子之差与和的绝对值。例如对于 $K^- n \rightarrow \Delta \pi^-$ 反应，魔幻动量为 P_{mag}

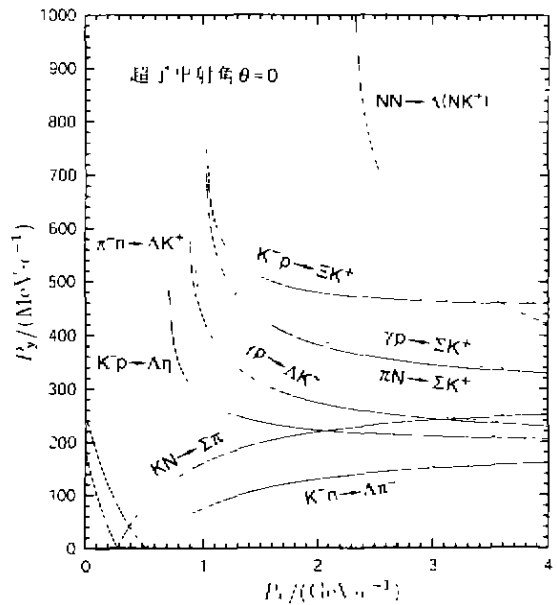


图 4 在各种产生超子的碰撞过程中，超子反冲动量与入射粒子动量之间的关系

= 530 MeV/c. 实验上已经实现利用此条件产生 Λ 超核, 即利用 K^- 介子以该魔幻动量撞击束缚在原子核内的中子, 从而使得所产生的 Λ 超子几乎不动地停留在核内并进而形成超核. 另外值得一提的是其中的反应 $K^-p \rightarrow \Lambda n$. 由于末态同位旋为 0, 可能形成的中间共振态为 Δ^* . 这对于研究低能 η - Λ 相互作用具有重要意义^[21].

3.3 某些对称性结果

YN 相互作用信息主要来自以下三方面: (1) YN 散射实验数据(数量少, 质量差); (2) 由有关超核的束缚态和散射态实验数据提取 YN 相互作用信息; (3) 利用味 $SU(3)$ 或 $SU(6)$ 对称性得到一些有用的关系式, 从而弥补实验数据的不足.

下面对第(3)点做一简单介绍. 首先, $SU(3)$ 对称性在重子-重子散射研究中起着重要作用. 假定重子-重子二体系统的自旋单态截面 σ_0 和自旋三重态截面 σ_1 可以分离开, 则可以导出满足 $SU(3)$ 对称性要求的各种重子-重子散射截面之间的关系. 对 s 波($l=0$)有^[19]:

$$\begin{aligned} \sigma_0(\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^- p) &= \sigma_0(np \rightarrow np), \\ 3\sigma_0(\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n) &= \sigma_0(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^0 n), \\ 18\sigma_0(\Lambda p \rightarrow \Lambda p) &= 3\sigma_0(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p) + \\ &15\sigma_0(\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^+ p) - 5\sigma_0(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^0 n), \\ 2\sigma_1(\Lambda p \rightarrow \Lambda p) &= 3\sigma_1(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p) - \\ &\sigma_1(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^+ p) + 3\sigma_1(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^0 n), \\ \sigma_0(\Xi^- p \rightarrow \Xi^0 n) : \sigma_0(\Xi^- p \rightarrow \Xi^0 \Lambda) : \\ \sigma_0(\Xi^- p \rightarrow \Lambda \Lambda) &= 2 : 6 : 9. \end{aligned} \quad (9)$$

利用这些关系式, 原则上可由某些截面推算出另一些截面. 由于在计算中采用介子和重子质量的实验值, 这就破坏了 $SU(3)$ 对称性, 上述关系式实际上只是近似成立. 然而, 对于为数不多的自旋平均的 YN 实验截面, 在进行理论拟合时这些关系式可以使工作大为简化.

回顾 NN 相互作用的介子交换模型知道, 可以由拟合丰富的 NN 实验数据很好地确定核子-核子-介子(NNM)以及核子- Δ -介子(N Δ M)耦合常数. 对于 YN 相互作用, 也必须确定与奇异强子有关的耦合常数. 这些奇异强子包括 K 和 K^* 介子、 Λ 和 Σ 超子以及自旋 3/2 的超子激发态 $Y^*(1385)$ 等. 在 YN 实验数据少而且精度差的情况下, 确定费曼图

中包含奇异强子顶角的耦合常数时不得不借助于对称性: 味 $SU(3)$ 或 $SU(6) = SU^c(2)_{\text{自旋}} \times SU(3)_{\text{味}}$ 对称.

利用 $SU(6)$ 对称性可以找出不同耦合常数之间的关系^[22]. 例如, 矢量介子(v)与超子的耦合常数满足以下关系:

$$\begin{aligned} \frac{g_{v\Lambda}}{g_{vN}} &= \frac{2}{3}, \quad \frac{g_{v\Sigma}}{g_{vN}} = \frac{2}{3}, \quad \frac{g_{v\Xi}}{g_{vN}} = \frac{1}{3}, \\ \frac{g_{\Phi\Lambda}}{g_{vN}} &= -\frac{\sqrt{2}}{3}, \quad \frac{g_{\Phi\Xi}}{g_{vN}} = -\frac{2\sqrt{2}}{3}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 g_{vN} 是已知的矢量介子与核子的耦合常数. 这些关系式实际上也是近似的. 因为在利用耦合常数构造 YN 相互作用势时, 使用介子和重子质量的观测值, 这使对称性成为破缺的. 然而利用这些关系式使 YN 势中仅包含很少几个可调参数就可以拟合现有的 YN 实验数据.

3.4 YN 相互作用的理论模型

核子-核子(NN)相互作用的主要理论模型几乎都被推广到超子-核子(YN)相互作用中. 这些模型包括介子交换模型和夸克模型. 此处将不重复内容相近的细节, 仅指出 YN 相互作用的一些特殊之处以及 YN 理论模型的状况.

关于 YN 介子交换模型, 交换那些带有奇异性的介子(如 K , K^* 和 Φ)是必需考虑的, 这些介子在 NN 相互作用中并不需要. 目前流行的 YN 介子交换模型有两类, 即 Nijmegen 模型^[23,24] 和 Bonn-Julich 模型^[23,25]. 其共同特点是都建立在单玻色子交换模型基础上, 而交换的玻色子有所不同:

Nijmegen	$J^P = 0^-; \pi, \eta, \eta', K,$
	$J^P = 1^-; \rho, \omega, \Phi, K^*,$
	$J^P = 0^+; a_0, \epsilon, f_0, K_0^*,$
	$J^P = 2^+; a_2, \rho \oplus f_2, f_2, K_2^*,$
Bonn-Julich	$J^P = 0^-; \pi, K,$
	$J^P = 1^-; \rho, \omega, K^*,$
	$J^P = 0^+; \sigma(550),$

其中的粒子可在粒子物理手册中找到^[26]. 第二个不同点是 Nijmegen 模型借助味 $SU(3)$ 对称性关系, 而 Bonn-Julich 模型借助 $SU(6)$ 对称性关系. 第三个不同点是后者考虑 ΛN 道和 ΣN 道的耦合^[27], 而

前者不考虑。

每一种模型都还有不同的形式，如 Nijmegen 模型就有硬芯形式和软芯形式，以及 D 型和 F 型之分。新近的 Nijmegen 软芯模型有 6 种不同版本，即 a, b, c, d, e 以及 f^[24]。不同类型的 Nijmegen 模型可以给出很不相同的结果，如表 1 中关于 ΣN 散射长度和有效力程的计算值。Bonn-Julich 模型也有 A 和 B 两种形式。模型 B 是模型 A 的深化，即再附上包含 Δ 和 Y^* 中间态的高阶过程，如图 5 所示(对 ΛN 相互作用)。

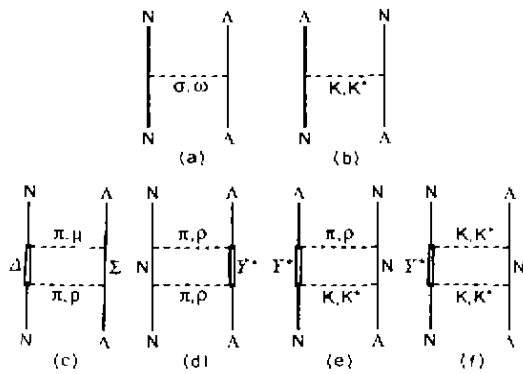


图 5 Bonn-Julich 模型 B 中 ΛN 相互作用的介子交换图

注意在图 5 中 π 介子交换仅出现在有中间态的高阶图中，并不出现在一阶图中。这是与 NN 相互作用的根本区别。实际上， Λ 超子同位旋为 0。由于同位旋守恒，它不可能发射同位旋为 1 的 π 介子。所以 $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$ 道相互作用中不存在单 π 交换 (OPE)，从而不存在长程力。这样最轻的交换介子是 K (494)，其次是 η (547) 以及似乎存在的标量介子 σ (约 550) 等。K 介子质量约为 π 介子质量的 3.5 倍，相应的力程比 OPE 力程短得多 ($1/m_\pi \approx 1.4$ fm, $1/m_K \approx 0.4$ fm)。另外，由于奇异量子数守恒，如果核子 N 发射一个 K 介子，它将转变为 Λ 超子 (图 5(b))，或者到达 Y^* 中间态，再交换 K 介子回到核子态 (图 5(f))。双 K 介子交换对应更短的 ΛN 力程。这是对应奇异数 $S = -1$ 的情况。对于 $S = -2$ 的情况 (如 ΞN 或 $\Lambda\Lambda$ 相互作用)，奇异介子交换起着更重要的作用。

YN 相互作用的夸克模型^[22, 24-26]的基本思想与 NN 夸克模型是一样的，大多是把 NN 和 YN 合在一起讨论。相互作用的短程部分用夸克势模型来描述，而中、长程相互作用多仍由介子交换模型来描述。在文献[31]中，交换的介子包括 $J^P = 0^-$ 和 $J^P =$

1^- 的各种介子，并且介子直接与夸克耦合。理论结果非常好地符合图 3 的 NN 和 YN 全部总截面曲线。应该指出，不同理论模型对于 YN 相互作用给出的结果在某些方面有明显的差别，而在另一些方面又相当一致。例如，YN 相互作用中的自旋-轨道耦合力 $V_{so}(YN)$ 与 NN 自旋-轨道耦合力 $V_{so}(NN)$ 之比，介子交换模型的结果是^[33]

$$V_{so}(NN) : V_{so}(\Lambda N) : V_{so}(\Sigma N) = 1 : 0.2 : 0.8,$$

而夸克势模型的结果为^[34]

$$V_{so}(NN) : V_{so}(\Lambda N) : V_{so}(\Sigma N) = 1 : 0.2 : 0.7,$$

两者很接近。原因可能是两种模型中都是味 $SU(3)$ 对称性起着主导作用^[35]。

4 结束语

本文引言中已简要指出研究奇异强子与核子相互作用的三方面重要意义。作为结束语，这里只打算谈一下上述第二方面的某些问题，即奇异强子与核子的二体相互作用如何与奇异性核多体系统(散射态和束缚态)联系起来。

关于散射态，在人们最关心的中能区 (100—1 000 MeV)，由于 K^-N 和 K^+N 具有十分不同的相互作用强度，K 介子进入原子核内具有十分不同的平均自由程 λ (对 K^- , $\lambda \approx 1$ fm; 对 K^+ , $\lambda \approx 7$ fm)，从而核对 K^- 呈强吸收，对 K^+ 呈弱吸收。这种截然不同的性质可用于研究核性质的不同侧面， K^- 和 K^+ 分别称为核的面探针和体探针。 K^+ 在核内的平均自由程约等于重核半径。可见 K^+ 在核内是相当自由的。核内的 K^+N 作用可近似用自由 K^+N 作用代替(冲量近似)。 K^+ 与核内 A 个核子相互作用的总和就是 K^+ -核相互作用(光学势)，从而可计算 K^+ -核散射截面^[36]。可见尽量精确知道 K^-N 二体作用是至关重要的。

关于束缚态，由于超核实验数据比 YN 数据多，有时由超核实验能谱反过来唯象地研究超核内的 YN 剩余二体作用(扣除平均势)^[37]。从介子交换模型的观点研究超核，核内的 NN 和 YN 二体作用由交换 σ 和 ω 等介子来表示。因此，合理地确定与超子有关的(等效)耦合常数是重要的^[38]。

总之, 奇异性束缚态和散射态, 奇异性强子物质和夸克物质, 连同奇异性二体系统本身的研究,

构成了奇异性核物理的丰富内涵, 其基础则是奇异强子与核子的二体相互作用.

参 考 文 献:

- [1] Eisenberg J M, Koltun D S. Theory of Meson Interactions with Nuclei [M]. John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [2] Hashimoto K. K^+N Phase Shifts from 600 to 1500 MeV/c [J]. Phys Rev. 1984, C29, 1377-1395.
- [3] Hyslop J S, Arndt R A, Roper L D, *et al.* Partial-wave Analysis of K^+ -nucleon Scattering [J]. Phys Rev. 1992, D46, 961-969.
- [4] Martin B R. Kaon-nucleon Partial Wave Amplitudes Below 1.5 GeV/c for $I=0$ and 1 [J]. Nucl Phys. 1975, B94, 413-430; Partial-wave Analysis of KN Two Body Reactions between 450 and 2170 MeV [J]. 1977, B119, 362-400.
- [5] Martin A D. Kaon-nucleon Parameters [J]. Nucl Phys. 1981, B179, 53-46.
- [6] Dover C B, Walker G E. The Interaction of Kaons with Nucleous and Nuclei [J]. Phys Rep. 1982, 89, 1-177.
- [7] Waas T, Kaiser N, Weise W. Low Energy KN Interaction in Nuclear Matter [J]. Phys Lett. 1996, B365, 12-16.
- [8] Ito T M, Hayano R S, Nakanura S N, *et al.* Observation of Kaonic Hydrogen Atom X Rays [J]. Phys Rev. 1998, C58, 2366-2382.
- [9] Krippa B, Londergan J T. Chiral Dynamics of Low-energy Kaon-baryon Interactions with Explicit Resonance [J]. Phys Rev. 1998, C58, 1634-1638.
- [10] Buttgen R, Holinde K, Speth J. KN Scattering and Meson Exchange [J]. Phys Lett. 1985, B163, 305-310; Buttgen R, Holinde K, Muller-Groeting A, *et al.* A Meson Exchange Model for the K^+N Interaction [J]. Nucl Phys. 1990, A506, 586-614.
- [11] Ning P Z, Zhao E G, Li P. K^- Nucleon Two Body Potential and K^+ Nucleus Optical Potential [J]. Eur Phys Lett. 1993, 21, 897-902.
- [12] Silvestre-Brac B, Leandri J, Labarsouque J. KN s-wave Phase Shifts in the Non-relativistic Quark Model [J]. Nucl Phys. 1995, A589, 585-600.
- [13] Bicudo P, Ribeiro J, Rodrigues J. $K-N$ s Channel $I=1, 0$ Phase Shifts as a Direct Measure of Chiral Condensation [J]. Phys Rev. 1995, C52, 2144-2157.
- [14] Brown G E, Lee C H, Rho M, *et al.* From Kaon-nuclear Interactions to Kaon Condensation [J]. Nucl Phys. 1994, A567, 937-950.
- [15] Savage M J. $A(1105)$ Contribution to Kaon-nucleon Scattering Lengths in Chiral Perturbation Theory [J]. Phys Lett. 1994, B331, 411-417.
- [16] Lee C H, Brown G E, Min D P, *et al.* An Effective Chiral Lagrangian Approach to Kaon-nuclear Interaction [J]. Nucl Phys. 1995, A585, 401-449.
- [17] Oller J A, Meissner U G. Chiral Dynamics in the Presence of Bound States; Kaon-nucleon interactions revisited [Z]. hep-ph/0011146.
- [18] Peng G X, Chang H C, Ning P Z, *et al.* Thermodynamics, Strange Quark Matter, and Strange Stars [J]. Phys Rev. 2000, C62, 025801 (1-7).
- [19] Dover C B, Feshbach H. Unitary Systems in Baryon-baryon Scattering [J]. Ann Phys. 1990, 198, 321-357, 1992, 217, 51-65.
- [20] Nagels M M, Rijken T A, Swart J J. Baryon-baryon Scattering in a One-boson-exchange-potential Approach: II Hyperon-nucleon scattering [J]. Phys Rev. 1977, D15, 2547-2564.
- [21] Jiang H Q, Peng G X, Yu T. Λ^* Resonance Model Calculation of $K^-p \rightarrow \eta\Lambda$ Reaction near Threshold [J]. Chin Phys Lett. 1999, 16, 347-349.
- [22] Holzenkamp B, Holinde K, Speth J. A Meson Exchange Model for the Hyperon Nucleon Interaction [J]. Nucl Phys. 1989, A500, 485-528.
- [23] Rijken T A, Stoks V G J. Soft Two-meson-exchange Nucleon-nucleon Potentials: II One-pair and two-pair diagrams [J]. Phys Rev. 1996, C54, 2869-2882.
- [24] Rijken T A, Stoks V G J, Yamamoto Y. Soft-core Hyperon-nucleon Potentials [J]. Phys Rev. 1999, C59, 21-40.
- [25] Reuber A, Holinde K, Speth J. Meson Exchange Hyperon-nucleon Interactions in Free Scattering and Nuclear Matter [J]. Nucl Phys. 1994, A570, 543-579.
- [26] Groom D E, *et al.* Particle Data Group [Z]. Eur Phys J. 2000, C15, Nos. 1-4, 1-878.
- [27] Miyagawa K, Kamada H, Glockle W, *et al.* Coupled ΛN - ΣN and ΛN - ΣN Systems and Hyperon-nucleon Interactions [J]. Few-body Syst Suppl. 1999, 0, 1-6.
- [28] Strauss U, Zhang Z Y, Brauer K, *et al.* Hyperon Nucleon Interaction in the Quark Cluster Model [J]. Nucl Phys. 1988, A483, 686-710; Hyperon Nucleon Interaction and the Λ Dibaryon in the Quark Cluster Model [J]. 1990, A508, 385c-394c.
- [29] Zhang Z Y, Faessler A, Suub U, *et al.* The Baryon-baryon Interaction in a Modified Quark Model [J]. Nucl Phys. 1994, A578, 573-585.

- [30] Fujwara Y, Nakamoto T, Suzuki Y. Effective Meson-exchange Potentials in the SU_3 Quark Model for NN and YN Interactions [J]. *Phys Rev.* 1996, C54: 2180–2200.
- [31] Ping J L, Wang F, Goldman T. Effective Baryon-baryon Potentials in the Quark Delocalization and Color Screening Model [J]. *Nucl Phys.* 1999, A657: 95–109.
- [32] Inoue T, Sasaki K, Oka M. Weak Hyperon Nucleon Interaction in a Quark Model [J]. *Nucl Phys.* 2000, A670: 301–306.
- [33] Dover C B, Gal A. Hyperon Nucleon Potentials [J]. *Prog Part Nucl Phys.* 1985, 12: 171–239.
- [34] Wang F, Wong C W. Bag Descriptions of p Wave Baryons [J]. *Nucl Phys.* 1987, A467: 685–707.
- [35] Wang F, Wong C W. Quark-gluon Structure of Hadrons and Nuclei [C]. In: Kissinger L S, Qiu X J ed. *International Academic*, Beijing, 1991, 100.
- [36] Li L, Cai C, Ning P. Unconventional Medium Effect in K^+ -nucleus Scattering [J]. *Nucl Phys.* 1995, A639: 433c–496c.
- [37] Tan Yu-hong, Luo Yan-an, Ning Ping-zhi, *et al.* Shell Model Analysis of Ξ -hypernuclei Spectra for Mass $A=12$ and $A=16$ [J]. *Chin Phys Lett.* 2000, 17(6): 401–402.
- [38] Tan Yu-hong, Luo Yan-an, Ning Ping-zhi, *et al.* Static properties of Δ -hypernuclei [J]. *Chin Phys Lett.* 2001, 18(8): 1030–1032.

Interactions between Strange Hadron and Nucleon*

PENG Guang-xiong^{1,2}, LI Lei¹, JIANG Huan-qing^{2,3}, NING Ping-zhi¹

(¹ *Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;*

² *Institute of High Energy Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China;*

³ *Center of Nuclear Theoretical Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)*

Abstract: We try to highlight some of the key issues regarding the interactions between strange hadron and nucleon, which relate to the kinematics and dynamics mechanism, meson exchange model and quark model. Starting from a brief introduction on the main research goals, we focus on the status of experimental and theoretical investigations of kaon-nucleon and hyperon-nucleon interactions, which may be considered to be a necessary basis for the studies of nuclear physics with strangeness.

Key words: kaon-nucleon interaction; hyperon-nucleon interaction; meson exchange model; quark model

* **Foundation item:** NSFC (19875026); the China Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education (97005515)