

夸克模型下的赝标介子之间的 短程相互作用*

刘波 姜焕清

(中国科学院高能物理所,北京)

摘 要

本文用自由的单胶子湮没机制和 Hybrid 中间态机制分别计算了 $\pi^+-\pi^-$, K^+-K^- , $K^+-\pi^-$ 和 $K^--\pi^+$ 之间的短程相互作用。计算结果表明,对于 $\pi^+-\pi^-$ 散射,用 hybrid 中间态模型计算的结果能定性地符合实验,而对于 K^+-K^- , $K^+-\pi^-$ 或 $K^--\pi^+$ 相互作用,有待实验检验。

一、引 言

近年来人们用非相对论近似下的 Fermi-Breit 公式作为夸克层次中的基本作用理解强子-强子之间的短程作用。核子之间的短程作用是用交换夸克和单胶子机制描述^[1-7]。标准的夸克-胶子势已经被推广来研究核子-反核子,重子-介子和介子-介子之间的短程作用^[8-14]。

关于强子中胶子自由度的激发有很多讨论^[15-22],人们通过研究可观察的包含胶子的色单态体系来研究胶子自由度的激发。例如在袋模型中,一个夸克与一个反夸克可以和一个胶子组成奇异的介子 $|q\bar{q}g\rangle$,这样的介子人们称为 hybrid 介子或 hybrids,包含胶子成份的 hybrids 具有 $|q\bar{q}\rangle$ 态所不允许有的 J^{PC} 值。

本文用自由的单胶子湮没机制和 hybrid 中间态模型研究特定道的赝标介子之间的相互作用,用这两种不同的模型分别计算 $\pi^+-\pi^-$, K^+-K^- , $K^+-\pi^-$ 和 $K^--\pi^+$ 之间的相互作用势,对于了解特定道的赝标介子之间的短程相互作用和比较两种不同的模型是有意义的。

在夸克模型中,介子是由夸克和反夸克组成的一个集团,在 Born-Oppenheimer 近似下,两个集团的空间波函数可以写为:

$$\phi_\alpha = \left(\frac{1}{\sqrt{\pi b_\alpha^2}} \right)^3 e^{-\sum_{i=1}^2 (r_i - \frac{1}{2}r)^2 / 2b_\alpha^2}$$

* 国家自然科学基金资助的课题
本文 1987 年 6 月 9 日收到。

$$\phi_{\beta} = \left(\frac{1}{\sqrt{\pi b_{\beta}^2}} \right)^3 e^{-\sum_{i=3}^4 (r_i + \frac{1}{2}r)^2 / 2b_{\beta}^2}, \quad (1)$$

这里 r 是介子 α 和 β 之间的距离, $b_{\alpha}(b_{\beta})$ 是介子 $\alpha(\beta)$ 的大小参数.

在计算中使用下面两组参数:

- (1) $m_u = m_d = 0.33\text{GeV}$, $m_s = 0.55\text{GeV}$,
 $b = 0.6\text{fm}$, $\alpha_s = 1.624^{[23]}$;
- (2) $m_u = m_d = 0.355\text{GeV}$, $m_s = 0.53\text{GeV}$,
 $b = 0.475\text{fm}$, $\alpha_s = 0.97^{[9]}$.

取 $b_k = b_{\pi} = b$.

二、自由的单胶子湮没机制下的赝标介子之间的相互作用

在单胶子交换的夸克模型中,有一类图是夸克-反夸克对湮没成一个胶子,胶子湮没再产生夸克-反夸克对,也称为单胶子湮没,如图 1 所示.

在静近似下,自由的单胶子湮没所导致的夸克-反夸克之间的相互作用是^[8]:

$$V_{ij}^{(ann)} = \pi\alpha_s \frac{1}{6m_q^2} \left(\frac{\lambda_i - \lambda_j^*}{2} \right)^2 \left(\frac{\sigma_i + \sigma_j}{2} \right)^2 \frac{1 - \tau_i \tau_j}{2} \delta(r_{ij}), \quad (2)$$

这里 λ_i 是作用在夸克 i 上的 Gell-Mann 矩阵, σ_i 和 τ_i 分别表示作用在夸克 i 上的泡里自旋和同位旋矩阵, m_q 表示夸克质量, α_s 表示夸克-胶子耦合常数 $\alpha_s = g^2/4\pi$.

在自由的单胶子湮没机制(下面简称模型 I)中,一个介子中的夸克(或反夸克)与另一个介子中的反夸克(或夸克)相互作用产生一个胶子,这个胶子是看作自由的,未参加湮没过程的夸克和反夸克都是旁观者. 两个介子之间的相互作用势可从如下的矩阵元得到:

$$V_{\alpha\beta}(r) = \left\langle \psi_{\alpha\beta} \left| \sum_{i,j} V_{ij}^{(ann)} \right| \psi_{\alpha\beta} \right\rangle, \quad (3)$$

这里 $\psi_{\alpha\beta}$ 是介子-介子态,包括颜色、自旋、同位旋和空间部分.

我们用公式(3)计算了 $\pi^+-\pi^-$, K^+-K^- , $K^+-\pi^-$ 和 $K^--\pi^+$ 相互作用势. 在夸克模型中, π 介子的最低组态是由一个夸克和一个反夸克组成. 在计算 $\pi^+-\pi^-$ 作用势中,有 $u\bar{u}$ 湮没图和 $d\bar{d}$ 湮没图. $\pi-\pi$ 体系的总同位旋 T 可以是 0, 1 或 2. K 介子是由一个奇异(或非奇异)夸克和一个非奇异(或奇异)反夸克组成. 对于 K^+-K^- 相互作用势,有 $u\bar{u}$ 湮没图和 $s\bar{s}$ 湮没图. 由于 K 介子的同位旋是 $\frac{1}{2}$, 所以 $K-K$ 体系的总同位旋 T 可以是 0 或 1. 对于 $K^+-\pi^-$ 或 $K^--\pi^+$ 相互作用势只有 $u\bar{u}$ 湮没过程,而且 $K^+-\pi^-$ 和 $K^--\pi^+$ 相互作用势完全相同. 对于 $K-\pi$ 体系,总的同位旋 T 可以是 $\frac{1}{2}$ 或 $\frac{3}{2}$.

计算表明,模型 I 给出的赝标介子相互作用势在小距离上是排斥的.

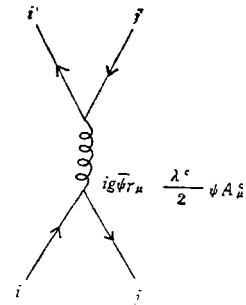


图 1 夸克-反夸克湮没图

三、Hybrid 中间态模型下的赝标介子之间的相互作用势

近年来 Hybrid $q\bar{q}g$ 介子引起了很大兴趣^[15-22]。最低能态的 Hybrid 介子是由一个 $q\bar{q}$ 颜色 8 重态与一个胶子组成。在夸克模型中,一个夸克和一个反夸克是由一个有效势被束缚在一个介子中。当两个介子在短距离上发生相互作用时,一个介子中的夸克(或反夸克)与另一个介子中的反夸克(或夸克)湮没产生一个胶子,这个胶子与未参加湮没作用的 $q\bar{q}$ 形成一个束缚的 Hybrid $q\bar{q}g$ 介子,胶子不再是自由的,然后这个 Hybrid 介子再衰变成两个介子,如图 2 所示。我们称图 2 为 Hybrid 中间态模型(以下简称模型 II)。

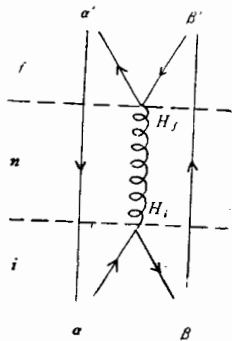


图 2 赝标介子-介子道中的夸克-反夸克湮没过程

在非相对论微扰理论中,从初态 i 到末态 f 的跃迁振幅可以表示为:

$$T_{fi} = -2\pi i \sum_n \frac{\langle f | H_f | n \rangle \langle n | H_i | i \rangle}{E_i - E_n} \delta(E_f - E_i), \quad (4)$$

这里初态和末态是两个赝标介子: $|i\rangle = |\phi_{\alpha\beta}\rangle$ 和 $|f\rangle = |\phi_{\alpha'\beta'}\rangle$; 中间态是 Hybrid 介子: $|n\rangle = |q\bar{q}g\rangle$, E_n 是中间态能量。

在静近似下, $q\bar{q}g$ 顶点的相互作用哈密顿量是:

$$H_{q\bar{q}g} = g\sigma \frac{\lambda^c}{2} \mathbf{A}^c. \quad (5)$$

在 Hybrid 中间态模型下介子 α 与介子 β 之间的相互作用势可以写为:

$$V_{\alpha\beta} = \sum_n \frac{\langle \phi_{\alpha\beta} | H_f | n \rangle \langle n | H_i | \phi_{\alpha\beta} \rangle}{E_i - E_n}. \quad (6)$$

为了简化计算,将(6)式中的 E_n 用一个等效的值 \bar{E}_n 代替并作封闭近似,则(6)式变成:

$$V_{\alpha\beta} = - \frac{1}{\bar{E}_n - E_i} \langle \phi_{\alpha\beta} | H_f \cdot H_i | \phi_{\alpha\beta} \rangle \quad (7)$$

由于有不同的湮没方式,介子 α 与 β 之间的相互作用势应是各种可能的湮没方式给出的贡献。

在用公式(7)计算赝标介子之间的相互作用势时,取 $E_i = m_\alpha + m_\beta$ 。束缚的胶子的质量大约是在 500MeV 至 1000MeV 之间^[26],所以取 $E_g = 2m_g$ 。在计算中把 \bar{E}_n 作为一个参数。从公式(7)不难看出,模型 II 给出的赝标介子之间的相互作用在短距离上是吸引的。

四、散射长度的计算

为了考察本文得到的相互作用势,我们用此势计算了 S-波散射长度,对于低能散射,

有效方程式是一个好的近似:

$$k \cot \delta(k) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_e k^2 + \dots, \quad (8)$$

这里 k 是质心系动量, a 是散射长度, r_e 是有效力程。

由于 π 介子是玻色子, 玻色统计使得对于 S -波散射, $\pi\text{-}\pi$ 体系的总同位旋 T 只可能是 0 或 2, 所以 $\pi^+\text{-}\pi^-$ 散射长度可以写为:

$$a = \frac{1}{3} a_0 + \frac{1}{6} a_2. \quad (9)$$

类似地, S -波的 $K\text{-}K$ 体系只有 $T=1$ 的态, 所以对于 $K^+\text{-}K^-$ 作用势, S -波的散射长度是 $a = \frac{1}{2} a_1$.

对于 $K^+\text{-}\pi^-$ 或 $K^-\text{-}\pi^+$ 相互作用, S -波的散射长度可以写为:

$$a = \frac{2}{3} a_{\frac{1}{2}} + \frac{1}{3} a_{\frac{3}{2}}. \quad (10)$$

我们用两种模型和两组不同的参数计算了特定道的赝标介子之间的 S -波散射长度。结果与实验和别人的一些理论结果的比较列在表 1 中。在表 1 中的 1.0GeV 和 1.6GeV 是指 \bar{E}_n 的取值。从表 1 可以看到, 模型 I 给出的散射长度是正的, 模型 II 给出的散射长度是负的, 而且绝对值的大小依赖于 \bar{E}_n 的取值。

表 1 我们计算的 S -波散射长度与实验和别人的一些理论结果的比较(以 m_π^{-1} 为单位)

散射道	参 数	模型 I	模 型 II		实 验	别人的理论
			1.0GeV	1.6GeV		
$\pi^+\pi^-$	第 1 组	0.048	-0.022	-0.012	-0.082 ^{a)}	-0.04583 ^{b)}
	第 2 组	0.025	-0.012	-0.007		
K^+K^-	第 1 组	0.0308	-1.3385	-0.0277		0.0735 ^{c)}
	第 2 组	0.0199	-0.8297	-0.0172		
$K^+\pi^-$	第 1 组	0.101	-0.091	-0.034		-0.07 ^{b)}
	第 2 组	0.052	-0.05	-0.019		

a) 参考文献[24], b) 参考文献[25], c) 参考文献[26].

五、结 论

本文用自由的单胶子湮没机制和 Hybrid 中间态模型分别计算了 $\pi^+\text{-}\pi^-$, $K^+\text{-}K^-$, $K^+\text{-}\pi^-$ 和 $K^-\text{-}\pi^+$ 相互作用势。两种模型给出完全不同的结果, 前一种模型给出的相互作用在短距离上是排斥的, 后一种模型给出的相互作用在短距离上是吸引的。从表 1 看到, 模型 II 给出的 $\pi^+\text{-}\pi^-$ 散射长度定性符合实验, 似乎模型 II 所描述的机制更合理。对于 $K^+\text{-}K^-$ 和 $K^+\text{-}\pi^-$ 或 $K^-\text{-}\pi^+$ 相互作用的性质有待实验检验。

最后感谢与 N. Isgur 和张宗焯同志的讨论。

参 考 文 献

- [1] C. E. DeTar, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 323.
- [2] M. Oka and K. Yazaki, *Phys. Lett.*, **90B**(1980), 41.
- [3] C. S. Warke and R. Shanker, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 2643.
- [4] M. Harvey, *Nucl. Phys.*, **A352**(1981), 326.
- [5] Y. Fujiwara and K. T. Hecht, *Nucl. Phys.*, **A444**(1985), 541; *Phys. Lett.*, **171B**(1986), 17.
- [6] K. Skhimizu, *Phys. Lett.*, **148B**(1984), 418.
- [7] R. Libermann, *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 1542.
- [8] A. Faessler, G. Lubeck and K. Shimizu, *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 3280.
- [9] A. Faessler, F. Fernandez, G. Lubeck and K. Shimizu, *Phys. Lett.*, **112B**(1982), 201.
- [10] M. Kohno and W. Weise, *Phys. Lett.*, **152B**(1985), 303.
- [11] E. M. Henley, T. Oka and J. Vergados, *Phys. Lett.*, **166B**(1986), 274.
- [12] I. Bender, H. G. Dosch and H. J. Pirner, *Nucl. Phys.*, **A414**(1984), 359.
- [13] R. R. Schroder and H. G. Dosch, *Nucl. Phys.*, **A451**(1986), 666.
- [14] K. Holinde and M. B. Johnson, *Phys. Lett.*, **144B**(1984), 163.
- [15] N. Isgur and R. Kokoski, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 869.
- [16] T. Barnes and F. E. Close, *Nucl. Phys.*, **B224**(1983), 241; *Nucl. Phys.*, **B198**(1982), 380.
- [17] M. Chanowitz and S. Sharpe, *Nucl. Phys.*, **B222**(1983), 211.
- [18] T. Barnes, *Nucl. Phys.*, **B152**(1979), 171.
- [19] F. D. Viron and J. Weyers, *Nucl. Phys.*, **B185**(1981), 391.
- [20] I. I. Balitsky, et al., *Phys. Lett.*, **112B**(1982), 71.
- [21] M. Tanimoto, *Phys. Lett.*, **116B**(1982), 198.
- [22] L. A. Griffiths, et al., *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 351.
- [23] N. Isgur, *Phys. Rev.*, **20D**(1979), 1191.
- [24] M. M. Nagels et al., *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 189.
- [25] J. Gasser and H. Leutwyler, *Phys. Lett.*, **125B**(1983), 325.
- [26] R. W. Griffith, *Phys. Rev.*, **176**(1968), 1705.

PSEUDOSCALAR MESON-MESON POTENTIALS IN THE QUARK MODEL

LIU BO JIANG HUANQING

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing*)

ABSTRACT

We calculate the short range part of $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $K^+\pi^-$ and $K^-\pi^+$ potentials by using both the conventional quark-antiquark annihilation mechanism and the hybrid medium state model. The result of the scattering length for $\pi^+\pi^-$ channel favors the hybrid medium state model.