

$p\bar{p}$ 湮灭到两个介子机制的研究¹⁾

邹渝 余友文

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

用单胶子交换正反夸克对湮灭的势模型计算了质子-反质子湮灭到各种两个介子道的截面及分枝比。并与 Naive 模型及其它作者的结果做了比较。对过程 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ 还计算了湮灭截面随入射反质子动量的变化关系。结果表明, 我们的模型与实验符合较好。

一、引 言

低能核子-反核子湮灭现象的研究已成为当前核物理中一个十分活跃的课题。这不仅是由于这个课题的研究有重要的意义;当 $N\bar{N}$ 湮灭时释放出大量的能量有可能成为形成核物质新形态的一种手段。并且还由于西欧核子中心的新设备 LEAR (低能反质子环)的投入运转激发了理论研究的兴趣。人们期望找到合适的 $N\bar{N}$ 湮灭的理论解释和预测 LEAR 上已经或即将测量到的实验结果。从理论上讲,即使在很低的能量下, $N\bar{N}$ 的湮灭也是一个短程的效应,因此 $N\bar{N}$ 的夸克结构将在湮灭过程中产生重要的作用。用强子结构的夸克模型来研究 $N\bar{N}$ 的湮灭是当前这个课题研究的主流。

虽然粗略的研究表明两个介子末态不是 $p\bar{p}$ 湮灭的主要过程,它大约占总湮灭的10—20%^[1]。尽管如此,对它的研究仍是很有意义。因为不同于湮灭到三个介子的情况, $p\bar{p}$ 湮灭到两个介子时不可能有简单的重排列机制,它至少有一对正反夸克对被湮灭掉。因而这个过程可用来考察正反夸克对的湮灭机制。这个工作的目的就是要通过研究 $p\bar{p}$ 到两个介子的湮灭来研究湮灭机制。

由于传递位夸克势模型在研究核子 (Isobar)-介子顶角结构和核子-核子相互作用中所取得的成功^[2-4],促使我们用这个模型去研究 $p\bar{p}$ 的湮灭。本文计算了 $p\bar{p}$ 湮灭到两个介子道的几率和分枝比、以及 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ 过程湮灭截面随入射 \bar{p} 动量的变化关系,在取核子半径参数 $b_N = 0.55\text{fm}$ 时与实验符合较好。

在完成本文的过程中, Marugama 和 Ueda, Khono 和 Weise 以及 Henley 等人陆续发表了研究 $p\bar{p}$ 湮灭为两个介子的论文^[5,6,7]。在文章的第三节将给出本文的计算结果及与其它工作的比较和讨论。

¹⁾ 中国科学院科学基金资助的课题。
本文1986年8月11日收到。

二、理论计算

由单胶子交换夸克传递位势模型不难给出单胶子交换湮灭一对正反夸克的传递位。湮灭位的机制如图 1 所示。

取非相对论近似,量级为 $0\left(\frac{1}{c}\right)$ 项的 off-shell 传递位可写为:

$$V_{q\bar{q}\rightarrow q}(1.2) = \pi\alpha_s \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{4} \left[(-2\sigma_1 + i\sigma_1 \times \sigma_2) \cdot \frac{\mathbf{q}}{mq^2} - \frac{2}{m} \frac{\sigma_1 \cdot \mathbf{k}_c}{q^2} \right] \quad (1)$$

式中 \mathbf{q} 是胶子的动量,它与各夸克动量间的关系为:

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_B - \mathbf{k}_c = -(\mathbf{k}_A + \mathbf{k}_D), \quad (2)$$

其它各量的意义可见参考文献 [4].

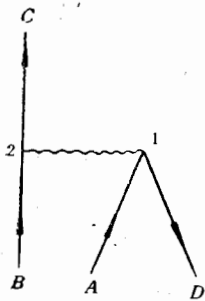


图 1 单胶子交换引起的夸克-反夸克湮灭

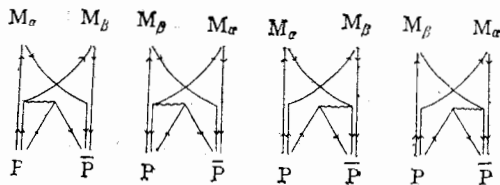


图 2 传递位模型中 $p\bar{p} \rightarrow M_\alpha M_\beta$ 湮灭图。

由一对正反夸克湮灭传递位机制出发, $p\bar{p}$ 湮灭为两个介子 M_α, M_β 时,可能的费曼图见图 2。

对图 2 中的每个图形有 36 种不同的湮灭方式,每种湮灭方式的贡献是相同的。又根据 G 宇称守恒可证图 (2.3) 和 (2.4) 的贡献分别等于图 (2.1) 和 (2.2) 的贡献。因此总的湮灭振幅可表示为:

$$M_{p\bar{p} \rightarrow M_\alpha M_\beta} = 72(M_{(2.1)} + M_{(2.2)}). \quad (3)$$

核子、介子的空间部份波函数取为内部运动高斯型及质心运动平面波的波函数。在动量表象中核子和介子的内部波函数可表为:

$$\varphi_N(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) = \left(\frac{\sqrt{3} b_N^2}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{b_N^2}{6} (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2 + (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3)^2 + (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1)^2\right] \quad (4)$$

$$\varphi_M(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \left(\frac{2b_M^2}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{b_M^2}{4} (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2\right] \quad (5)$$

这儿 b_N 和 b_M 分别表示核子和介子的半径参数。

在给定了传递位和波函数以后,就可计算 $p\bar{p} \rightarrow M_\alpha M_\beta$ 的湮灭振幅。在质心系中初态是 p, \bar{p} , 末态是 M_α, M_β 的湮灭总截面可以由下式给出:

式 (6)

fm 系
p \bar{p} 到
工作:
与 k_F
文献
 $b_N =$
验上:
理的

介

7

7

 π π π π

7

7

6

6

6

感, 并

 $\pi^+\pi^-$

只增:

降, 这

更接:

引起

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow M_\alpha M_\beta) = \frac{1}{4} \sum_{\mu_\rho \mu_\pi} \sum_{\mu_\alpha \mu_\beta} \frac{1}{(2\pi)^2} \int dQ_\alpha \frac{k_\alpha}{k_p} \frac{E_p E_\beta - E_\alpha E_\beta}{(E_p + E_\beta)^2} |M_{p\bar{p} \rightarrow M_\alpha M_\beta}|^2 \quad (6)$$

式(6)中的 k, E 为相应粒子的动量和能量, μ 为相应粒子自旋的第三分量。

递位。

三、结果和讨论

计算中所用的参数与文献 [3, 4] 相同, 即 $\alpha_s = 1.39, m = 300\text{MeV}, b_p = b_{\bar{p}} = 0.6\text{fm}$ 和 $0.55\text{fm}, b_M = 0.5\text{fm}$ 。用这组参数计算了在反核子实验室动量为 $100\text{MeV}/c$ 时, $p\bar{p}$ 到各两介子道的湮灭几率。选择这个动量的原因是为了与 Khono 及 Henley 等人的工作进行比较, 因为他们的工作是在这个动量下进行理论计算的。计算表明截面分枝比与 $k_{\bar{p}}$ 变化关系很不敏感, 所以这个值也可与实验值^[8]进行比较。在表 1 中给出了本文及文献 [5, 6, 7] 的理论结果和实验数据。分枝比是各截面相对于 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 的比值 $b_N = 0.6\text{fm}$ 时 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-) = 1.07\text{mb}$, $b_N = 0.55\text{fm}$ 时 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2.88\text{mb}$ 。实验上无此动量的实验值, 但从 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 随能量的变化关系可推知, 这个值具有合理的量级, 但略小于实验值。

表 1 $k_{\bar{p}} = 100\text{MeV}/c$ 时湮灭截面的分枝比 $\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow M_\alpha M_\beta)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-)}$ 实验值及文献 [5] 的结果是 $p\bar{p}$ 静止湮灭时之值。表中列举的其它情况都是 $k_{\bar{p}} = 100\text{MeV}/c$ 时的理论值

| 介子 | 本 文 | | Naive [7] [6] [5] | | | | 实 验 |
|----------------|----------------------|-----------------------|----------------------|-------|------|-----|-----------------|
| | $b_N = 0.6\text{fm}$ | $b_N = 0.55\text{fm}$ | $b_N = 0.6\text{fm}$ | | | | |
| $\eta\eta$ | 0.30 | 0.20 | 0.55 | 0.003 | 0. | 0. | |
| $\eta\pi^0$ | 0.03 | 0.04 | 0.07 | 0.003 | 0 | 0 | 0.06 ± 0.02 |
| $\pi^0\pi^0$ | 0.48 | 0.49 | 0.50 | 0.01 | 0 | 0 | 0.15 ± 0.03 |
| $\pi^+\rho^-$ | 5.66 | 3.93 | 7.16 | 5.49 | 11.5 | 12 | 8.4 ± 1.2 |
| $\pi^0\rho^0$ | 0.55 | 0.37 | 0.34 | 3.80 | 7.1 | 10 | 4.4 ± 0.6 |
| $\pi^0\omega$ | 8.26 | 5.64 | 10.15 | 3.24 | 4.3 | 5 | 2.8 ± 1.4 |
| $\eta\rho^0$ | 0.41 | 0.22 | 0.74 | 0.06 | | 0.2 | 0.67 ± 0.5 |
| $\eta\omega$ | 3.85 | 2.12 | 13.89 | 0.56 | | 2.0 | |
| $\rho^+\rho^-$ | 101.0 | 46.5 | 389.7 | 13.1 | 19.6 | 18 | |
| $\rho^0\rho^0$ | 36.68 | 16.93 | 151.5 | 1.69 | 7.1 | 1 | 1.2 ± 0.9 |
| $\rho^0\omega$ | 98.1 | 44.2 | 329.1 | 20.6 | 17.6 | 6 | 2.2 ± 0.9 |
| $\omega\omega$ | 101.4 | 45.1 | 384.8 | 9.15 | 34.9 | 15 | 4.4 ± 1.9 |

的费曼

又根
比总的

(3)
在动量

(4)

(5)

系中初

在表中可看到, 在我们的模型中到轻介子的湮灭截面随核子半径参数的变化比较敏感, 而到重介子的湮灭截面随核子半径参数的变化较不敏感。 $b_N = 0.55\text{fm}$ 时的 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 比 $b_N = 0.6\text{fm}$ 的 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 增大了 1.69 倍, 而相应的 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \omega\omega)$ 的截面只增大了 0.21 倍。因此这就使得 $b_N = 0.55\text{fm}$ 时的重介子衰变分枝比有一个明显的下降, 这个下降趋势是符合实验特点的。从 $b_N = 0.55\text{fm}$ 时计算的分枝比及截面值来看都更接近实验。分枝比随 b_N 变化敏感究其原因在于到轻介子的湮灭有更大的动量转移所引起的。前已指出, 在计算中把集团的质心运动取为平面波, 据我们估计当考虑了 $N\bar{N}$ 间

相对运动的扭曲效应后对结果将有改进。所需要指出的是 b_N 的这点变化并不影响在以前顶角结构研究中所得到的结论。如在参考文献 [3, 4] 所指出, 耦合常数随 b_N 的微小变化是不敏感的。

表中列出了其它作者对这个问题的研究成果^[5-7]。本文与他们工作的主要区别在于 1) 湮灭传递位的形式不同, 我们这个传递位是考虑了顶角的不同自旋结构和动力学性质的。不同的传递位将会给出不同的计算结果。2) 在他们的计算中考虑了 p 和 \bar{p} 相对运动的扭曲效应, 而我们只是把 p 和 \bar{p} 的相对运动作为平面波来处理的。这虽然可以得到

一些定性的结果, 但当 k_F 较低时确是一个较大的近似。在进一步的工作中将考虑这个效应。但是从表中可看到, 不论是本文的计算结果还是 [6, 7] 的计算值, 某些情况与实验相符或彼此间相一致, 而某些情况与实验有效大的差别并且不同的理论结果也不一致, 其原因值得进一步研究。

为了比较不同湮灭模型的差别, 在相同的条件(相同的波函数和半径参数, 平面波近似)下, 我们对 Naive^[8] 机制进行了计算, 结果列在表的第三列。其变化趋势与我们的模型相似, 但我们的结果比 Naive 结果更为合理。

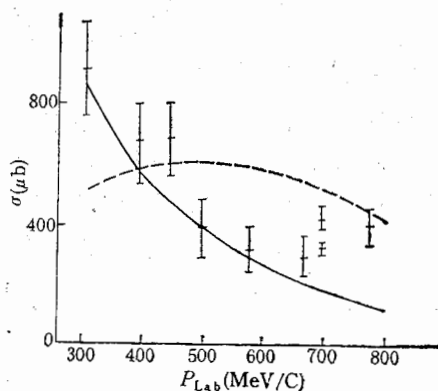


图 3. $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 随入射 \bar{p} 动量的变化关系。计算中 $b_N = 0.55 \text{ fm}$ 。实线为本模型计算结果, 虚线是 Naive 模型计算结果。

对过程 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$, 我们考察了湮灭截面随入射反质子动量的变化关系, 计算结果如图 3 所示。为了比较不同模型的差别, 在相同条件下所计算 Naive 模型的结果也给出在图中(以虚线表示)。由图可见我们的模型与实验^[10]基本相符。但当反质子动量大于 700 MeV/c 时计算未能给出实验中所表现出来的上升现象, 这些现象都有待于进一步研究。

至今虽有很多 $p\bar{p}$ 湮灭机制的研究工作, 但尚无一个较好的湮灭理论。本文的湮灭位势有其一定的特点, 对湮灭机制作了初步探讨取得了一定的成功。这说明这个机制有一定的合理性, 值得我们进一步做更深入的研究。

参 考 文 献

- [1] B. Moussallam, *Nucl. Phys.*, **A407**(1983), 413.
- [2] Zhang Zong-ye and Yu You-wen, *Commun. Theor. Phys.*, **1**(1982), 283; **2**(1983), 1357
余友文, 张宗焯, 高能物理与核物理, **7**(1983), 575.
- [3] Yu You-wen and Zhang Zong-ye, *Nucl. Phys.*, **A426**(1984), 557.
- [4] Yu You-wen, *Nucl. Phys.*, **A455**(1986), 737.
- [5] M. Maruyama and T. Ueda, *Prog. Theor. Phys.*, **73**(1985), 1211.
- [6] M. Khona and W. Weise, *Phys. Lett.*, **152B**(1985), 303.
- [7] E. M. Henley et al., *Phys. Lett.*, **166B**(1986), 274.
- [8] R. Armenteros and B. French in: *High Energy Physics IV*. ed. E. H. S. Burhop (Academic Press, New York, 1969).
- [9] A. Le Yaouance et al., *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 2223.
- [10] V. Flaminio, et al., CERN-HERA 79-03.

calcu
resul
 $p\bar{p} \rightarrow$
in a;

响在以
的微小

别在于
学性质
相对运
以得到
一个较大
效应。
结果还
符或彼
的差别
值得进

三相同的
波近似)
结果列在
型相似,

湮灭截面
,在相同
模型与
现出来

的湮灭
机制有

THE STUDY OF $p\bar{p}$ ANNIHILATION INTO TWO MESON PROCESSES

ZOU YU YU YOU-WEN

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

ABSTRACT

Branching ratios of cross section for $p\bar{p}$ annihilation into two various meson processes are calculated by using the one-gluon-exchange quark-antiquark annihilation potential model. The results are compared with the experimental data and other theoretical values. For the process $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$, the cross section as a function of incident momentum of \bar{p} is also studied and it is in agreement with the measured result.