

$f_0(400-1200)$ 物理本质的探讨*

李龙¹ 邹冰松^{1,2} 厉光烈^{1,2}

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 对 $f_0(400-1200)$ 的物理本质进行了探讨, 将其分解为三部分: t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换部分以及一个很宽的 s 道共振态 $f_0(X)$. 在 $\pi\pi$ 不变质量 1.2 GeV 以下, 用 t 道 ρ 介子交换就可以很好地解释同位旋为 2 的 $\pi\pi$ S 波散射实验数据. 但是, 在能量高于 1.2 GeV 时, t 道 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献必须计入. 利用同位旋为 2 的 $\pi\pi$ S 波散射过程对 t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换中的形状因子进行约束, 通过重新拟合 CERN-Munich (CM) 实验数据来获得 $f_0(X)$ 的参数. 结果表明, 确实需要引入一个在 1.6—1.7 GeV 附近具有极点的较宽的 0^{++} 的共振态, 其极点是 $(1.69 - 0.26i)$ GeV.

关键词 $\pi\pi$ S 波散射 介子交换 共振态

1 引言

强子, 包括重子和介子, 是人类能够从物质中分离出来并观测到具有内部结构的最小单元. 强子谱的研究工作对我们了解强子结构和完善强相互作用理论至关重要, 它是当前强子物理的重大前沿课题. 而轻介子谱作为强子谱中的一部分, 尤其是 $I=0, J^{PC}=0^{++}$ 粒子这一部分无论是在实验上还是在理论上都是最复杂的, 也是最重要、最令人感兴趣的^[1]. 这一部分粒子的量子数与真空、 σ 介子和最轻胶球的量子数相同. 我们知道, σ 介子在手征微扰理论^[2] 和核子之间的强相互作用理论^[3] 中起着重要作用; 利用格点 QCD 理论^[4] 和各种 QCD inspired 模型^[5] 计算得到的最轻胶球的质量在 1.5 GeV 左右. 但是, 到目前为止, 实验上仍然没有确立 σ 介子和胶球的存在. 另外, 实验上发现的 $J^{PC}=0^{++}$ 粒子应当如何填入 3P_0 九重态也是有争议的.

$\pi\pi$ S 波散射过程为研究 $I=0, J^{PC}=0^{++}$ 粒子的特性提供了一个很好的场所, 只要 0^{++} 共振态与 $\pi\pi$ 有较强的耦合, 那么在 $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ S 波散射振幅中都能清楚地显现出来. 来

2001-09-11 收稿

* 国家重点基础研究发展规划 (G20000774)、中国科学院知识创新工程重要方向性项目 (KJ92-SW-N02) 和国家自然科学基金 (19835010, 10175074) 资助

自实验方面的研究^[6-11]表明:在 $I=0$ $\pi\pi$ S 波散射振幅中,有一个很宽的背景和两个窄的谷. 实验上把这个很宽的结构称为 $f_0(400-1200)$, 而两个谷则分别是由 $f_0(980)$ 和 $f_0(1500)$ 与 $f_0(400-1200)$ 相干相消引起的. 在 $I=0$ $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ S 波散射振幅中并没有显示出 $f_0(1370)$ 和 $f_0(1710)$, 这是因为它们与 $\pi\pi$ 的耦合很弱的缘故^[8,12].

尽管 $f_0(400-1200)$ 的存在在实验上已经很好地确立了^[1], 但是关于它的本质却还不清楚. 一种观点认为, 它是一个 $\sigma(\bar{q}q)$ 介子^[13,14] 或胶球^[15,16] 引起的“内幕极点”; 另一种则认为, 它是由 t 道介子(主要是 ρ 介子)交换引起的“动力学极点”^[17-23]. 对“内幕极点”的批评^[24] 是它忽略了 $I=2$ $\pi\pi$ 散射过程, 而“动力学极点”能够同时解释 $I=0$ 和 $I=2$ $\pi\pi$ 散射过程.

在 $\pi\pi$ 不变质量小于 1.4GeV 时, 动力学极点方法用 t 道 ρ 介子交换很好地解释了 $I=2$ $\pi\pi$ 散射过程的实验数据, 并以此为约束来拟合 $I=0$ $\pi\pi$ 散射过程的实验数据. 但是, 如果单独用 t 道 ρ 介子交换来解释 $f_0(400-1200)$ 这个很宽的背景则有些过低. 文献^[17,18] 在 1.4GeV 附近引入了一个宽的 $q\bar{q}$ 态, 和 t 道 ρ 介子交换一起来解释 $f_0(400-1200)$ 这个很宽的背景. 文献^[17,18] 认为这个宽的 $q\bar{q}$ 态是 $f_0(1370)$ 或等效于 $f_0(1370)$ 加上 $f_0(1500)$, 然而, 从其他的文献^[12,25] 可以知道, $f_0(1370)$ 与 $\pi\pi$ 之间的耦合非常小, 而 $f_0(1500)$ 非常窄, 所以这两个共振态都不可能去弥补单独的 t 道介子交换^[17,18] 与实验数据之间的差异. 文献^[23] 将 $f_0(400-1200)$ 这个宽的背景分解为两部分: t 道 ρ 介子交换的贡献加上一个 s 道共振态 $f_0(X)$; 利用同位旋为 2 的 $\pi\pi$ S 波散射过程对 t 道 ρ 介子交换中的形状因子进行约束, 通过重新拟合以前的 CERN-Munich(CM) 实验数据来获得 $f_0(X)$ 的参数, 其质量大约为 1.67GeV , 宽度大约为 520MeV .

本文在文献^[23] 的基础上, 将 $\pi\pi$ 不变质量扩充到 2.2GeV . 这时, 对于同位旋为 2 的 $\pi\pi$ S 波散射, 只用 ρ 介子交换不能很好地解释实验数据, 需要计入 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献. 相应地, 将 $f_0(400-1200)$ 这个宽的背景分解为三部分: t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换部分以及一个很宽的 s 道共振态 $f_0(X)$. 利用同位旋为 2 的 $\pi\pi$ S 波散射过程对 t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换中的形状因子进行约束, 通过重新拟合 CERN-Munich(CM) 实验数据来获得 $f_0(X)$ 的参数. 结果表明, $f_0(X)$ 是个很宽的共振态, 其极点是 $(1.69-0.26i)\text{GeV}$. 这说明在 $1.6-1.7\text{GeV}$ 附近确实存在一个 0^{++} 的共振态.

2 $\pi\pi$ S 波散射振幅

在讨论 $\pi\pi$ S 波散射振幅之前, 先介绍一下计算分波振幅的 Dalitz-Tuan 方法^[8]. 对于每一个分波, 它往往包含多个组分. 我们使用 Dalitz-Tuan 方法将这些成分组合起来. Dalitz-Tuan 方法的中心思想是总的相移是各部分相移之和. 假设在 l 分波中有两种组分 a 和 b , 它们的振幅分别为

$$T_l^a(s) = \frac{G_a}{C_a(s) - iG_a\rho_l(s)}, \quad (1)$$

$$T_i^b(s) = \frac{G_b}{C_b(s) - iG_b\rho_1(s)}, \quad (2)$$

那么总的振幅是

$$\hat{T}_i^{ab}(s) = \frac{G_a C_b(s) + G_b C_a(s)}{[C_a(s) - iG_a\rho_1(s)][C_b(s) - iG_b\rho_1(s)]} = \frac{G_{ab}}{C_{ab}(s) - iG_{ab}\rho_1(s)}, \quad (3)$$

这里 $C_{ab}(s) = C_a(s)C_b(s) - G_a G_b \rho_1^2(s)$, $G_{ab} = G_a C_b(s) + G_b C_a(s)$. 如果还有其他的成分, 可按照上面的方法将其加进来.

2.1 $I=2 \pi\pi S$ 波散射

设 $\pi\pi S$ 波散射的总振幅为 $T(s, t, u)$, 分波振幅与总振幅的关系式为

$$T_l(s) = \frac{1}{s - 4m_\pi^2} \int_{4m_\pi^2}^0 dt P_l \left[1 + \frac{2t}{s - 4m_\pi^2} \right] T(s, t, u), \quad (4)$$

这里 $P_l(s)$ 是 Legendre 函数. 分波散射振幅 $T_l(s)$ 和相移参数 δ_l 、弹性散射系数 η_l 之间的关系是

$$T_l(s) = \frac{\eta_l(s) e^{2i\delta_l(s)} - 1}{2i\rho_1(s)}. \quad (5)$$

和

$$\text{Im} T_l(s) = \rho_1(s) |T_l(s)|^2 \quad (6)$$

其中 $\rho_1(s) = (1 - 4m_\pi^2/s)^{1/2}$.

我们从 ρ 和 $f_2(1270)$ 介子交换的散射振幅的玻恩项出发

$$T_\rho^{\text{Born}}(I=2) = -G_1 \left[\frac{s-u}{m_\rho^2 - t} + \frac{s-t}{m_\rho^2 - u} \right],$$

$$T_{f_2}^{\text{Born}}(I=2) = G_2 \left[\frac{(s-u)^2 - (4m_\pi^2 - t)^2/3}{m_{f_2}^2 - t} + \frac{(s-t)^2 - (4m_\pi^2 - u)^2/3}{m_{f_2}^2 - u} \right]. \quad (7)$$

其中, s, t, u 是平常所说的 Mandelstam 变量, $G_1 = 0.364$, $G_2 = 0.19\text{GeV}^{-2}$.

我们采用 K 矩阵么正化方法^[20], 令 K 矩阵等于分波玻恩振幅, 则 $I=2 \pi\pi S$ 波 K 矩阵为

$$K_\rho^{I=2}(s) \equiv T_{\rho, I=0}^{\text{Born}}(I=2) = -2G_1 \left[\frac{2s + m_\rho^2 - 4m_\pi^2}{s - 4m_\pi^2} \ln \left[1 + \frac{s - 4m_\pi^2}{m_\pi^2} \right] - 1 \right], \quad (8)$$

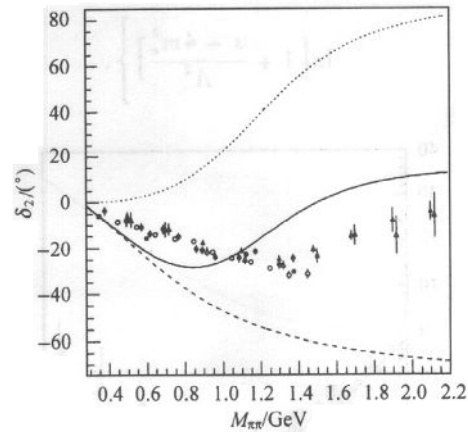
$$K_{f_2}^{I=2}(s) \equiv T_{f_2, I=0}^{\text{Born}}(I=2) = 2G_2 \left\{ -\frac{11}{3}s - \frac{2}{3}m_{f_2}^2 + 4m_\pi^2 + \frac{(2s + m_{f_2}^2 - 4m_\pi^2)^2 - (m_{f_2}^2 - 4m_\pi^2)^2/3}{s - 4m_\pi^2} \ln \left[1 + \frac{s - 4m_\pi^2}{m_{f_2}^2} \right] \right\} \quad (9)$$

用 Dalitz-Tuan 方法将 t 道 ρ 和 $f_2(1270)$ 介子交换耦合起来, 耦合之后总的振幅为

$$T_s^{I=2} = \frac{K_s^{I=2}(s)}{1 - i\rho_1(s)K_s^{I=2}(s)} \quad (10)$$

其中
$$K_s^{I=2}(s) = \frac{K_\rho^{I=2}(s) + K_{f_2}^{I=2}(s)}{1 - \rho_1^2(s) K_\rho^{I=2}(s) K_{f_2}^{I=2}(s)},$$

图 1 是用以上公式计算得到的 $I = 2 \pi\pi$ S 波相移图. 其中, 短线是单独的 t 道 ρ 介子交换的贡献, 点线是单独的 t 道 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献, 实线是这两部分的贡献的总和. 显然, 理论曲线与实验数据不符, 这是因为没有引入形状因子. 事实上, 由于 π, ρ, f_2 不是点粒子, 所以必须引入形状因子. 另外, 由于在计算过程中用到的耦合常数 G 是这些介子在壳时的耦合常数, 因此, 当要考虑离壳效应时, 也应当引入形状因子. 下面我们就引入形状因子.



我们使用最常见的一种形状因子

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2 - m^2}{\Lambda^2 - q^2}, \quad (12)$$

其中, m 和 q 分别是所交换介子的质量和四动量, Λ 是截断参数, 可通过拟合实验数据得到.

引入形状因子后, ρ 和 $f_2(1270)$ 介子交换的 Born 振幅分别变为

$$T_\rho^{\text{Born}}(I=2) = -G_1 \left[\left(\frac{\Lambda^2 - m_\rho^2}{\Lambda^2 - t} \right)^2 \frac{s-u}{m_\rho^2 - t} + \left(\frac{\Lambda^2 - m_\rho^2}{\Lambda^2 - u} \right)^2 \frac{s-t}{m_\rho^2 - u} \right], \quad (13)$$

和

$$T_{f_2}^{\text{Born}}(I=2) = G_2 \left[\left(\frac{\Lambda^2 - m_{f_2}^2}{\Lambda^2 - t} \right)^2 \frac{(s-u)^2 - (4m_\pi^2 - t)^2/3}{m_{f_2}^2 - t} + \left(\frac{\Lambda^2 - m_{f_2}^2}{\Lambda^2 - u} \right)^2 \frac{(s-t)^2 - (4m_\pi^2 - u)^2/3}{m_{f_2}^2 - u} \right]. \quad (14)$$

相应地, 它们的 S 波投影分别是

$$K_\rho^{I=2}(s) = -2G_1 \left\{ \left(\frac{m_\rho^2}{\Lambda^2} - 1 \right) \frac{\Lambda^2 + 2s - 4m_\pi^2}{\Lambda^2 + s - 4m_\pi^2} + \frac{2s + m_\rho^2 - 4m_\pi^2}{s - 4m_\pi^2} \ln \frac{(s + m_\rho^2 - 4m_\pi^2)\Lambda^2}{(s + \Lambda^2 - 4m_\pi^2)m_\rho^2} \right\},$$

和

$$K_{f_2}^{I=2}(s) = G_2 \left\{ \frac{\frac{4}{3}(m_{f_2}^2 - \Lambda^2)(\Lambda^4 + 6\Lambda^2 s - 8\Lambda^2 m_\pi^2 + 6s^2 - 24sm_\pi^2 + 16m_\pi^4)}{\Lambda^2(\Lambda^2 + s - 4m_\pi^2)} + \frac{2[(2s + m_{f_2}^2 - 4m_\pi^2)^2 - (m_{f_2}^2 - 4m_\pi^2)^2/3]}{s - 4m_\pi^2} \ln \left[1 + \frac{s - 4m_\pi^2}{m_{f_2}^2} \right] \right\} +$$

图 1 未计入形状因子的 $I = 2 \pi\pi$ S 波相移
实验数据来源于文献[26](图中的空心点)、文献[27]
(图中的实心点)和文献[28](两组解, 图中的实三角和
空三角). 短线是 t 道 ρ 介子交换的贡献, 点线是 t 道 f_2
(1270) 介子交换的贡献, 实线是这两部分贡献的总和.

$$\frac{4}{3} \frac{(\Lambda^4 - 2\Lambda^2 m_\pi^2 - 6s^2 + 24sm_\pi^2 - 6sm_\pi^2 - 16m_\pi^4 + 8m_\pi^2 m_\pi^2)}{s - 4m_\pi^2} \ln \left[1 + \frac{s - 4m_\pi^2}{\Lambda^2} \right] \quad (16)$$

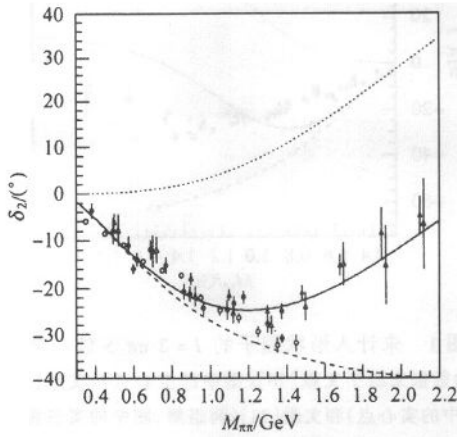


图 2 计入形状因子的 $I=2 \pi\pi$ S 波相移
实验数据分别来源于文献[26](图中的空心点)、文献[27](图中的实心点)和文献[28](两组解,图中的实三角和空三角). 点线是 t 道 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献(Λ 取为 1.7GeV), 短线是 t 道 ρ 介子交换的贡献(Λ 取为 1.6GeV), 实线是当 $f_2(1270)$ 介子和 ρ 介子的 Λ 分别取为 1.7GeV 和 1.6GeV 时两部分贡献的总和.

图 2 是引入形状因子后的 $I=2 \pi\pi$ S 波相移图. 短线是单独的 t 道 ρ 介子交换的贡献(Λ 取为 1.6GeV), 点线是单独的 t 道 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献(Λ 取为 1.7GeV), 实线是这两部分的贡献的总和. 从图中可以看出, 在低能部分, $f_2(1270)$ 介子的贡献很小. 事实上, 当把 $f_2(1270)$ 介子的截断参数取为 1.3GeV 时, t 道 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献几乎为 0. 这就是在文献[23]中不考虑 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献的原因.

2.2 $I=0 \pi\pi$ S 波散射中的介子交换振幅

我们用第 2.1 节中的方法来计算 $I=0 \pi\pi$ S 波散射中的 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换振幅, 其 Born 振幅分别为

$$T_\rho^{\text{Born}}(I=0) = -2T_\rho^{\text{Born}}(I=2) \quad (17)$$

和

$$T_{f_2}^{\text{Born}}(I=0) = T_{f_2}^{\text{Born}}(I=2) + G_2 \frac{3(t-u)^2 - (4m_\pi^2 - s)^2}{s - m_{f_2}^2} \quad (18)$$

相应的 S 波投影分别为: $K_\rho(I=0) = -2K_\rho(I=2)$ (19)

和 $K_{f_2}(I=0) = K_{f_2}(I=2)$. (20)

2.3 CERN Munich 实验数据拟合

在拟合 CERN Munich (CM) 实验数据时, 我们使用和文献[8]及文献[23]中相同的公式. 但是, 对于 $I=2 \pi\pi$ S 波, 文献[8]中使用的是散射长度公式, 文献[23]中使用的是 t 道 ρ 介子交换的散射振幅, 这里我们使用的是 t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换的散射振幅; 对于 $I=0 \pi\pi$ S 波, 文献[8]使用一个等效的 s 道的 σ 共振态来描述 $f_0(400-1200)$ 这个宽结构, 文献[23]中将其分解为 t 道 ρ 介子交换和一个 s 道的共振态 $f_0(X)$, 这里我们将其分解成三部分: t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换部分及一个 s 道的共振态 $f_0(X)$. 对应于共振态 $f_0(X)$ 的振幅形式为^[8,23]

$$\rho_1(s) T = \frac{M_R \Gamma_1(s)}{M_R^2 - s - i M_R \Gamma_1(s) - i M_R \Gamma_2(s)}$$

其中

$$\Gamma_1(s) = \Gamma_{2\pi} \frac{(s - m_\pi^2/2) \rho_1(s)}{(M_R^2 - m_\pi^2/2) \rho_1(M_R^2)} e^{-(q - q_R^2)/4\beta^2} \quad (22)$$

$$\Gamma_2(s) = \Gamma_{4\pi} \frac{\rho_{4\pi}(s)}{\rho_{4\pi}(M_R^2)}$$

$$\rho_{4\pi}(s) = \frac{\sqrt{1 - 16m_\pi^2/s}}{1 + \exp(\Lambda(s_0 - s))}$$

式中, $\beta = 0.7 \text{ GeV}/c$, $\Lambda = 3.5 \text{ GeV}^{-2}$, $s_0 = 2.8 \text{ GeV}^2$, M_R 为待定的共振态 $f_0(X)$ 的质量参数.

3 结果与讨论

用 $I = 2 \pi\pi$ S 波实验数据将 t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换的截断参数 Λ 分别定为 1.6 GeV 和 1.7 GeV , 然后去拟合 CM 的角分布实验数据. 除了 $f_0(X)$ 和 $f_0(980)$ 外, 其他相关共振态的参数都使用文献[8]中的值, 因为这两个共振态与 t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换一起对 $I = 0 \pi\pi$ S 波的低能部分起主要作用. 在 CM 角分布实验数据中, $N\langle Y_1^0 \rangle$ 和 $N\langle Y_2^0 \rangle$ [8] 对于 $I = 0 \pi\pi$ S 波是非常敏感的, 图 3 中展示的是 CM 的实验数据和我们的拟合结果以及文献[23]的结果.

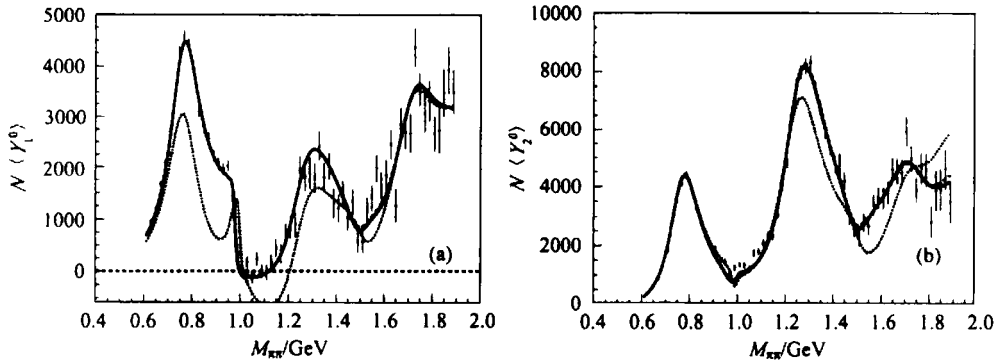
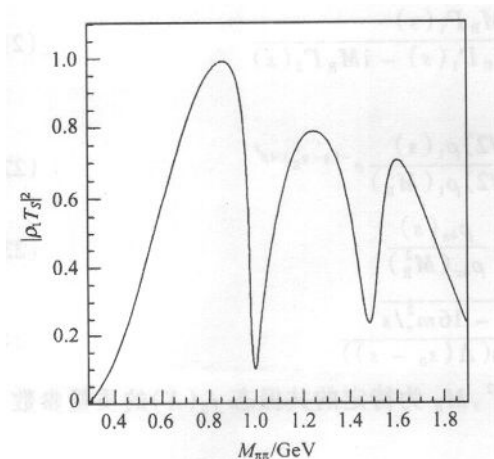
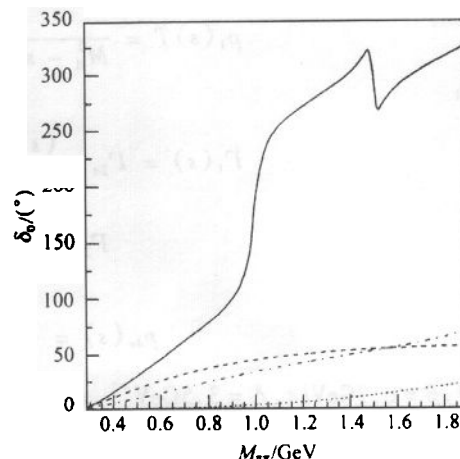


图 3 CM 实验数据的拟合结果

实线是我们现在的结果; 短线是文献[23]的结果; 点线是把 $f_0(X)$ 忽略之后的结果

$f_0(X)$ 的参数拟合值为 $M_R = 2.08 \text{ GeV}$, $\Gamma_{\pi\pi} = 0.91 \text{ GeV}$ 和 $\Gamma_{4\pi} = 0.08 \text{ GeV}$. $\Gamma_{4\pi}$ 实质上描述了所有的非弹性道, 就像文献[8]中的 σ 一样. $f_0(X)$ 的极点为 $(1.69 - 0.26i) \text{ GeV}$. 作为对比, 我们也考虑了没有 $f_0(X)$ 时的结果 (如图 3 中点线所示), 它们与实验数据符合得不好. $f_0(980)$ 的参数拟合值为 $M_R = 0.9843 \text{ GeV}$, $g_{\pi\pi} = 0.1205 \text{ GeV}$ 和 $g_{K\bar{K}} = 0.4520 \text{ GeV}$.

$I = 0 \pi\pi$ S 波全振幅的平方如图 4 所示. 从图中可以看出, 有一个很宽的背景和两个窄的谷. 这两个谷分别是由 $f_0(980)$ 和 $f_0(1500)$ 引起的. 图 5 是 $I = 0 \pi\pi$ S 波相移图.

图 4 $I=0$ $\pi\pi$ S 波振幅的平方图图 5 $I=0$ $\pi\pi$ S 波相移图

短虚线是 t 道 ρ 介子交换的贡献 ($\Lambda = 1.6\text{GeV}$); 点线是 t 道 $f_2(1270)$ 介子交换的贡献 ($\Lambda = 1.6\text{GeV}$); 点划线是 s 道共振态 $f_0(X)$ 的贡献; 实线是包括了 t 道 ρ 介子和 $f_2(1270)$ 介子交换以及 s 道共振态 $f_0(980)$, $f_0(1500)$ 和 $f_0(X)$ 的贡献.

与文献[23]的结果相比,文献[23]忽略了 t 道 $f_0(1270)$ 的贡献,只能拟合 $I=2$ 能量小于 1.4GeV 的 $\pi\pi$ S 波散射相移数据;本文进一步考虑了 t 道 $f_0(1270)$ 的贡献后,可以拟合 $I=2$ 能量小于 2.2GeV 的 $\pi\pi$ S 波散相移,但对 $f_0(X)$ 的极点位置影响不大. 这说明确实需要引入一个在 $1.6-1.7\text{GeV}$ 附近具有极点的较宽的 0^{++} 共振态.

参考文献 (References)

- 1 Groom D E et al. Particle Data Group, Euro. Phys. J., 2000, **C15**:1
- 2 Gell-Mann M, Levy M. Nuovo Cimento, 1960, **16**:705; Delbourgo R, Scadron M D. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**:379
- 3 Brown G E, Jackson A D. The nucleon-nucleon interaction, North-Holland, Amsterdam, 1976
- 4 Bali G et al (UKQCD). Phys. Lett., 1993, **B307**:378; CHEN H, Sexton J, Vaccarino A, Weingarten D. Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), 1994, **B34**:357; LUO X Q et al. Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), 1997, **B53**:243
- 5 Novikov V A, Shifman M A, Vainshtein A I et al. Nucl. Phys., 1981, **B191**:301; Jaffe R L, Johnson K. Phys. Lett., 1976, **B60**:201; Barnes T, Cloese F E, Monaghan S. Phys. Lett., 1982, **B110**:159; Isgur N, Paton J. Phys. Lett., 1983, **B124**:247; Phys. Rev., 1985, **D31**:189; CUI J Y, WU J M, JIN H Y. Phys. Lett., 1998, **B424**:381
- 6 Hyams B et al. Nucl. Phys., 1973, **B64**:134
- 7 Becker H et al. Nucl. Phys., 1979, **B151**:46
- 8 Bugg D V, Sarantsev A V, ZOU B S. Nucl. Phys., 1996, **B471**:59
- 9 Kaminski R et al. Z. Phys., 1997, **C74**:79
- 10 Gunter J et al (E852 Colla.). Preprint hep-ex/0001038
- 11 Alde D et al (GAMS Colla.). Z. Phys., 1995, **C66**:375; Anisovich V V et al. Phys. Lett., 1996, **B389**:388
- 12 Barberis D et al (WA102 Colla.). Phys. Lett., 2000, **B479**:59
- 13 Törnqvist N A. Z. Phys., 1995, **C68**:647; Törnqvist N A, Roos M. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:1575
- 14 Ishida S et al. Prog. Theor. Phys., 1996, **95**:745; 1997, **98**:1005

- 15 Anisovich A V, Anisovich V V, Sarantsev A V. *Z. Phys.*, 1997, **A357**:123; 1997, **359**:173
- 16 Minkowski P, Ochs W, *Eur. Phys. J.*, 1999, **C9**:283
- 17 Weinstein J, Isgur N. *Phys. Rev.*, 1990, **D41**:2236; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**:659
- 18 Jansen G et al. *Phys. Rev.*, 1995, **D52**:2690
- 19 Lohse D, Druso J W, Holinde K et al. *Phys. Lett.*, 1990, **B234**:235; *Nucl. Phys.*, 1990, **A516**:513
- 20 ZOU B S, Bugg D V. *Phys. Rev.*, 1994, **D50**:591
- 21 Locher M P, Markushin V E, Zheng H Q. *Phys. Rev.*, 1997, **D55**:2894
- 22 Pelaz J R, Oller J A, Oset E. *Nucl. Phys.*, 2000, **A675**:92c; Oller J A et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**:3452
- 23 Li L, ZOU B S, LI G L. *Phys. Rev.*, 2001, **D63**:074003
- 24 Isgur N, Speth J. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**:2332
- 25 Crystal Barrel Colla., *Phys. Lett.* 1996, **B380**:453; Chen J et al. *Phys. Rev.*, 2000, **D62**:034011
- 26 Hoogland W et al. *Nucl. Phys.*, 1977, **B126**:109
- 27 Martin A D, Ozmutlu E N. *Nucl. Phys.*, 1977, **B158**:520
- 28 Durusoy N B et al. *Phys. Lett.*, 1973, **B45**:517

On the Nature of $f_0(400-1200)$ *

LI Long¹ ZOU Bing-Song^{1,2} LI Guang-Lie^{1,2}

1(Institute of High Energy Physics, CAS Beijing 100039, China)

2(Institute of Theoretical Physics, CAS Beijing 100080, China)

Abstract We discuss about the nature of $f_0(400-1200)$ which we decompose into three parts, i. e., t -channel ρ meson and $f_2(1270)$ meson exchange plus an additional s -channel resonance $f_0(X)$. Below 1.2GeV of $\pi\pi$ invariant mass, t -channel ρ meson exchange can explain the $I=2$ $\pi\pi$ S -wave scattering very well. However, the $f_2(1270)$ meson exchange must be considered for the $\pi\pi$ invariant mass above 1.2GeV. With the t -channel ρ meson and $f_2(1270)$ meson exchange fixed by the isotensor $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ S -wave scattering, we re-fit the CERN-Müllich(CM) data on $\pi\pi$ scattering to get parameters for the $f_0(X)$. We find that it is necessary to introduce a broad 0^{++} resonance with a pole about 1.6—1.7GeV.

Key words $\pi\pi$ S -wave scattering, meson exchange, resonance

Received 11 September 2001

* Supported in Part by the Major State Basic Research Development Program (G20000774), CAS Knowledge Innovation Project (KJ92-SW-N02) and by National Natural Science Foundation of China (19835010, 10175074)