研究 X(3872) 的线形结构

Hongge Xu,^{1,2} Ning Yu,^{1,2,*} and Zuman Zhang^{1,2}

¹School of Physics and Mechanical Electrical & Engineering, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China
²Institute of Theoretical Physics, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China

(10Dated: 2025 年 4 月 13 日)

我们使用有效场论中 S 波近阈态的传播子拟合 LHCb 实验中 $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ 的不变量质量 分布。通过这种方式,我们可以直接确定 Z,它测量了 X(3872) 中束缚态在紧致态上的投影。因此,可 以阐明 X(3872) 的结构。此外,拟合结果也能很好地描述 Belle 实验中 $X(3872) \rightarrow D^0 \overline{D}^{0*}$ 的数据,这 证明了我们拟合的可靠性。拟合表明,Z 在误差范围内是一个非零值,这支持 X(3872) 具有紧致的短 程核心。

Keywords: 四夸克粒子, 奇异强子共振态

* ning.yuchina@gmail.com

一些类夸克子状态在实验中被观测到,但它们不符合传统的夸克子谱,因此成为奇异强子的热门候选者。 近年来,由于观察到了许多激发的重子 [1]、异类态 X、Y和 Z 状态 [1] 以及隐粲五夸克态 [2,3]、双粲四夸克 态 $T_{cc}[4,5]$ 等,强子谱学得到了复兴。X(3872)态首次由 Belle 实验在 B 介子衰变的 $J/\psi\pi^+\pi^-$ 不变质量谱中 发现 [6],并且此后已被多个实验(BaBar [7],CDF [8],D0 [9],CMS [10],LHCb 实验 [11])通过 B 介子衰变和从 pp或 pp碰撞中直接产生的方式确认。自那时以来,广泛的研究已经开展以研究 X(3872)态的性质,该态可能 是这些态中最知名的代表,然而,X(3872)态的本质仍然是一个谜(详见综述文章 [12] 以获取更多细节)。这种 强子的一个奇特之处在于其质量被极其精细地调整到了 $D^0\overline{D}^{0*}$ 阈值附近,这使得它变得如此令人费解。因此, 需要更多的实验数据和理论发展来阐明这些接近阈值态的本质。

最近, LHCb 合作组报告了衰变模式 $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ 的观测结果, 并测量了比值 $R_{\psi\gamma} = \frac{\Gamma_{X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma}}{\Gamma_{X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma}} = 1.67 \pm 0.21 \pm 0.12 \pm 0.04$ [13]。所测得的比值强烈表明 X(3872) 态中存在显著的紧凑成分。在 Ref [14] 中, 提出了一种有效场论,该理论结合了温伯格的复合性定理,并考虑了紧凑成分(我们将在以下内容中称此有效场论为 CEFT)。CEFT 进一步用于研究 Z_b [15] 的结构。在这项工作中,我们将利用 CEFT 中 S 波近阈值状态的 传播子来拟合 LHCb 和 Belle 合作组的数据,研究 X(3872) 态的结构。

我们的工作组织如下:在第 II 节中,我们简要回顾了 CEFT 中 S 波近阈值状态的传播子。在第 III 节中, 我们展示了我们的数值结果;最后,在第 IV 节中给出了一个简短的总结。

II. S 波近阈值状态的传播子

在 20 世纪 60 年代, Weinberg 提出了一个复合性准则,最初用于研究氘核是否可能是基本粒子,而不是质子和中子的复合束缚态 [16,17]。该方法通过以下方式将场正规化常数 Z 与有效范围扩展参数联系起来,

$$a_s = [2(1-Z)/(2-Z)]/\sqrt{2\mu B} + O(m_{\pi}^{-1}), \qquad (1)$$

$$r_e = -[Z/(1-Z)]/\sqrt{2\mu B} + O(m_\pi^{-1}), \qquad (2)$$

其中 *B* 是氘核的结合能, 而 $\mu \ge n - p$ 的约化质量。参数 a_s 和 r_e 分别是散射长度和有效范围。*Z* 衡量束缚态 在基本态 [18] 上的投影。

这个合性质准则也被用于奇异态。例如,LHCb 合作组使用 Flatté 振幅展示了 X(3872) 态中分子成分和紧 致成分的相对分数,基于一个由包容性 b 强子衰变产生的 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 候选样本。他们首先在 Flatté 振幅中搜索极点,然后根据 Z 与极点位置 [19] 的关系确定 Z = 15%。Ref [20] 对 LHCb 实验数据进行了细致分 析,发现 0.052 < Z < 0.14。BESIII 合作组使用 BESIII 数据进行了类似的分析,并获得了 Z = 0.18[21]。有趣 的是,LHCb 合作组进一步发现线形既可以很好地用 Breit-Wigner 和 Flatté 振幅来描述。而在与分辨率函数折 合并加上背景后,Breit-Wigner 和 Flatté 的线形无法区分。因此,在他们的论文中他们指出:"该结果突显了适 当的线形参数化在测量极点位置中的重要性。"

一个不同于布雷特-威格纳和平坦 é 的传播子函数在 CEFT [14] 中给出。最近的一项研究表明, CEFT 中 提出的传播子是描述 S 波近阈值状态 [22] 更一般的公式。特别是, 它自然地将温伯格的复合定理扩展到具有非 零衰减宽度的共振。无论该状态是紧致态还是分子态, 都可以使用此传播子。在 CEFT 中, X(3872) 状态 (中 性通道) 的传播子可以写为 [14]

$$G_X(E) = \frac{iZ}{E + B + \widetilde{\Sigma'}(E) + i\Gamma/2},\tag{3}$$

其中,

$$\widetilde{\Sigma'} = -g^2 \left[\frac{\mu}{2\pi}\sqrt{-2\mu E - i\epsilon} + \frac{\mu\sqrt{2\mu B}}{4\pi B}(E - B)\right],\tag{4}$$

$$g^{2} = \frac{2\pi\sqrt{2\mu B}}{\mu^{2}}(1-Z).$$
(5)

这里, μ 是中性 *DD* 的约化质量, *E* 相对于 *DD* 阈值定义的能量, *B* 是结合能(我们称它为结合能是因为它 是相对于阈值定义的), Γ 可以解释为来自紧凑态 [22] 非 *DD** 衰变的重正化衰变宽度。

对于 X(3872) 状态,除了中性通道外,可能还需要考虑带电的 DD 通道。考虑到带电的 DD 通道的完整传播子可以写为 [22]

$$G_{X(3872)}(E) = \frac{iZ}{E + B + \widetilde{\Sigma'}_{X(3872)} + i\Gamma/2},$$
(6)

其中

$$\widetilde{\Sigma'}_{X(3872)} = g^{2} \frac{\mu}{2\pi} (\sqrt{2\mu B} - \sqrt{-2\mu E - i\epsilon}) + g_{c}^{2} \frac{\mu_{c}}{2\pi} (\sqrt{2\mu_{c}(B+\delta)} - \sqrt{-2\mu_{c}(E-\delta) - i\epsilon}) - (1-Z)(E+B) = -g^{2} [\frac{\mu}{2\pi} \sqrt{-2\mu E - i\epsilon} + \frac{\mu\sqrt{2\mu B}}{4\pi B} (E-B)] - g_{c}^{2} [\frac{\mu_{c}}{2\pi} \sqrt{-2\mu_{c}(E-\delta) - i\epsilon} + \frac{\mu_{c} \sqrt{2\mu_{c}(B+\delta)}}{4\pi (B+\delta)} (E-B-2\delta)],$$
(7)

$$g^{2} \frac{\mu^{2}}{2\pi\sqrt{2\mu B}} + g_{c}^{2} \frac{\mu_{c}^{2}}{2\pi\sqrt{2\mu_{c}(B+\delta)}} = 1 - Z,$$
(8)

这里, μ_c 是带电 *DD* 的约化质量, δ 是带电通道和中性通道之间的质量差。在传播子 $G_X(E)$ 的分母中, $\Gamma = Z\Gamma_0$ 。 *Z* 和 Γ 都是自由参数,没有必要单独拟合。如果 *Z* = 0,束缚态是纯分子态,而 $\Gamma \neq 0$ 可以模拟分 子组分之间的湮灭效应。

何时可以得出结论,传播子 $G_X(E)$ 是比 Breit-Wigner、Flatté 以及低能幅 [22] 更一般的公式。首先,对于 $Z = 1(g^2 = 0)$, CEFT 中的传播子简化为 Breit-Wigner 形式。然而,Breit-Wigner 振幅假设阈值下方存在紧凑 态且不与连续态耦合,或阈值上方存在紧凑态但不知道该态与连续态之间的耦合强度。其次,对于 Z = 0,它 简化为低能振幅 [23]。在参考文献中提出的低能振幅。[23] 只能用于纯分子。因此,参考文献 [23] 中提出的低 能振幅假设阈值以下的状态为纯分子。这一点已经在参考文献 [14] 中提到过。最后,对于 0 < Z < 1 而言,它 等同于 Flatté 振幅 [24]。可以观察到,当 Z 接近 0 时,Flatt 的 é 参数 (E_f, g_1) 变为无穷大,因为 (B_0, g_0) 变为 无穷大。相反,当 Z 接近 1 时, g_1 变为 0,与 g_0^2 的消失相吻合。因此,Flatté 参数化只能在情况 0 < Z < 1 下 成功应用,在换句话说,Flatté 振幅假设存在一个紧致对象。总之,所有的三个振幅都有假设。相比之下,从 CEFT 导出的传播子 $G_X(E)$ 明确包含因子 Z,因此它对阈值附近的态结构不做任何假设,并提供了更一般的 公式来描述 S 波阈值态。

在此工作中,我们将分别使用不考虑和考虑带电通道的传播子来拟合 LHCb 实验中 X(3872) 状态的线形。 通过这种方式,我们可以直接从拟合中确定 Z。在结束本节之前,我们希望将我们的拟合方案与参考文献 [14] 进 行比较。在参考文献 [14] 中,在生成 X(3872) 状态时考虑了两种机制。其中一种是 X(3872) 状态直接在短距离 顶点处产生。另一个是首先产生一个 $D^{0*}\overline{D}^0$ 对,然后重新散射到 X(3872) 状态。第一种称为短距离产生机制, 第二种在参考文献 [14] 中称为长距离产生机制。短距离产生机制振幅(表示为 iM_s) 归因于 X(3872) 状态的紧 致成分,而长距离产生振幅(表示为 iM_l)则归因于X(3872)状态的 $D^{*0}\overline{D}^0$ 成分。在参考文献[14]、 $iM_s \sim G_X$ 中发现,并且是 $\mathcal{O}(p^{-3/2})$,其中p是在有效场论中的小动量尺度, iM_l 的形式为(详见参考文献[14])。

$$i\mathcal{M}_l \sim \frac{ZE + (2-Z)B + i\Gamma/2}{E + B + \widetilde{\Sigma'}(E) + i\Gamma/2},\tag{9}$$

并且带有 $\mathcal{O}(p^0)$ 。因此,从有效场论的幂次计算中,可以发现 $i\mathcal{M}_s \gg i\mathcal{M}_l$ 。这一点在参考文献 [14] 的数值研究 中得到了确认(见该文献中的图 3),其中显示 $i\mathcal{M}_l$ 对线形几乎没有什么贡献。参见 [14],则得出结论,如果 Z 是非微不足道的,线形将由短距离产生机制驱动,即使 X(3872) 态的主要成分是 $D^{*0}\overline{D}^0$ 。因此,如果 X(3872)态包含紧凑成分,使用传播子 G_X 拟合线形是合适的。然而,如果 X(3872) 状态是一个纯分子状态,只有长距 离产生机制对线形有贡献,人们可能会想知道在这种情况下是否适合简单地使用 G_X 来拟合线形。这个问题的 答案很明显,因为可以注意到如果 Z = 0 方程 (9) 分子中能量相关的项 ZE 消失了。因此,如果 X(3872) 状态 是一个纯分子状态,线形的能量依赖性也可以简单地由传播子 G_X 描述。因此,我们已经证明,在 CEFT 中使 用 G_X 拟合线形是合适的,无论 X(3872) 态是否为纯分子态或包含紧致组分。

III. 结果

X(3872) 状态的性质可以通过研究其线形来阐明。LHCb 合作组分析了在 2011 年和 2012 年收集的 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 候选样本,在 $P_{\pi^+\pi^-} \leq 12$ GeV, $12 \leq P_{\pi^+\pi^-} \leq 20$ GeV 和 20 $\leq P_{\pi^+\pi^-} \leq 50$ GeV 下,以确定 X(3872) 态 [19] 的线形。最近,Belle 合作组还基于 $B \rightarrow X(3872)K \rightarrow D^0\overline{D}^{0*}K[25]$ 衰变的数据样 本测量了 X(3872) 状态的线形。LHCb 实验的数据具有更高的统计量和更小的误差,使得 X(3872) 状态的拟合 参数更加准确。这项工作的主要目的是使用来自 LHCb 实验的数据来拟合 X(3872) 状态的参数,基于 Belle 实 验数据的拟合结果将作为对比。



图 1. X(3872) 状态的质量分布基于 LHCb 实验数据。顶部、中部和底部的分布分别以 $P_{\pi^+\pi^-} \leq 12$ GeV、 $12 \leq P_{\pi^+\pi^-} \leq 20$ GeV、 $20 \leq P_{\pi^+\pi^-} \leq 50$ GeV 进行。左侧(右侧)图表示 2011 年(2012 年)的数据。带误差棒的点代表数据。红色实线显示总拟合结果。蓝色虚线显示普通背景的贡献。在这些分布中考虑了电荷通道。

对于 X(3872) 状态, B, Γ和 Z 这些参数可以通过使用其传播子拟合线形数据来确定。当我们仅考虑中性 通道时,我们发现结果是 Z = 0.42±0.16 使用来自 LHCb 实验的数据。而在考虑到带电 DD 通道时,这些参数 略有不同,但 Z 同样是非零值,并且它们在误差范围内相互一致。这些自由参数的结果显示在表 I 中。X(3872)态的质谱对于衰变道 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 显示在图 1 中,其参数通过拟合 LHCb 实验数据确定。在图 1 中,我们考虑了电荷通道。当仅考虑中性通道时,X(3872)态的质谱保持相似。对于包括电荷通道的分析,与LHCb 合作通过外推到单个通道情况的分析相比,我们的方法可以直接利用耦合通道的传播子确定自由参数。

表 I. 拟合 X(3872) 态线形的参数。

Fitting scheme	Z	$\Gamma(MeV)$	B(MeV)	χ^2/ndf
only neutral channel	0.42 ± 0.16	0.57 ± 0.23	0.19 ± 0.05	76.7/77
With charged channel	0.49 ± 0.27	0.78 ± 0.40	0.18 ± 0.06	79.3/77

在我们的拟合中,分辨率用高斯函数建模。我们首先固定 X(3872) 态的质量和宽度,使用 LHCb 实验的 布雷特-威格纳拟合结果,并在我们的拟合程序(CEFT 传播子简化为布雷特-威格纳,如对于 Z = 1)中设置 Z = 1。然后,我们拟合高斯函数的宽度 σ ,并将其设置为固定值 σ 固定,而 B、 Γ 和 Z则被设为自由参数。顺 便说一下,为了简化处理,我们在所有区间中使用一个固定的 σ 而不是在每个动量区间内单独的 σ 。在考虑电 荷通道的拟合分析中,我们假设方程 7 中的耦合常数 g 和 g_c 相等。



图 2. $M(D^0\overline{D}^{0*})$ 分布对于 $B^+ \to X(3872)K^+$ (顶部)和 $B^0 \to X(3872)K^0$ (底部)。左列和右列分别对应 $D^{0*} \to \overline{D}^0\gamma$ 和 $D^{0*} \to \overline{D}^0\pi^0$ 。带有误差线的点代表减去破损信号后的数据。红色实线显示总拟合结果。绿色虚线显示来自 X(3872)状态信号的贡献。蓝色虚线显示通用背景的贡献。数据点中保留了破损信号。

基于 Belle 实验的数据和 LHCb 拟合确定的参数, $B \to X(3872)K \to D^0 \overline{D}^{0*}K$ 状态的 X(3872) 态质量分 布如图 2 所示。从图 2 可知,通过拟合 LHCb 实验数据确定的非零参数 Z 也可很好地描述 Belle 实验数据。通 过上述拟合结果,我们可以发现 Z 是一个在误差范围内不为零的值,这支持了 X(3872) 具有一个紧缩的短程 核心。

在这项工作中,我们拟合了LHCb实验测量的 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 和 Belle实验测量的 $B \rightarrow X(3872)K \rightarrow D^0\overline{D}^{0*}K$ 的X(3872)态的质量分布,以提取Z。我们发现,X(3872)状态的Z是一个在误差范围内非零的值,并且比之前的 [14, 19–21] 结果更大。提取出的Z可能表明,X(3872)状态包含一个较大的四夸克或 $c\bar{c}$ 核心,这与 LHCb 合作组织最近的发现一致 [13]。这个紧致核心可以自然解释 [26, 27](以及较大的负有效范围,见参考文献 [18, 20])和X(3872)态的衰变分支比 [13, 28]。其他S 波XYZ态的结构也可以使用正在进行中的 CEFT 进行分析。

V. 致谢

我们想感谢 Guoying Chen 将包含复合性和有价值讨论的 EFT 带到我们的注意范围内。

- [1] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), PTEP 2022, 083C01 (2022).
- [2] R. Aaij et al. (LHCb), Physical Review Letters 115, 072001 (2015).
- [3] R. Aaij et al. (LHCb), Physical Review Letters 122, 222001 (2019).
- [4] R. Aaij et al. (LHCb), Nature Physics 18, 751 (2022).
- [5] R. Aaij et al. (LHCb), Nature Communications 13, 3351 (2022).
- [6] S. K. Choi et al. (Belle), Phys. Rev. Lett. 91, 262001 (2003), arXiv:hep-ex/0309032.
- [7] B. Aubert *et al.*, Physical Review D **71**, 071103 (2005).
- [8] D. Acosta et al. (CDF), Physical review letters 93, 072001 (2004).
- [9] V. M. Abazov et al. (D0), Physical review letters 93, 162002 (2004).
- [10] S. Chatrchyan et al. (CMS), Journal of High Energy Physics 04, 154 (2013).
- [11] R. Aaij et al. (LHCb), The European Physical Journal C 72, 1972 (2012).
- [12] H.-X. Chen, W. Chen, X. Liu, Y.-R. Liu, and S.-L. Zhu, Reports on Progress in Physics 86, 026201 (2023).
- [13] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), "Probing the nature of the $\chi_{c1}(3872)$ state using radiative decays," (2024), arXiv:2406.17006 [hep-ex].
- [14] G.-Y. Chen, W.-S. Huo, and Q. Zhao, Chinese Physics C 39, 093101 (2015).
- [15] W. S. Huo and G. Y. Chen, Eur. Phys. J. C 76, 172 (2016), arXiv:1501.02189 [hep-ph].
- [16] S. Weinberg, Phys. Rev. 130, 776 (1963).
- [17] S. Weinberg, Phys. Rev. 137, B672 (1965).
- [18] A. Esposito, D. Germani, A. Glioti, A. D. Polosa, R. Rattazzi, and M. Tarquini, Physics Letters B 847, 138285 (2023).
- [19] R. Aaij et al. (LHCb), Physical Review D 102, 092005 (2020).
- [20] A. Esposito, L. Maiani, A. Pilloni, A. D. Polosa, and V. Riquer, Physical Review D 105, L031503 (2022).
- [21] M. Ablikim et al. (BESIII), Phys. Rev. Lett. 132, 151903 (2024), arXiv:2309.01502 [hep-ex] .
- [22] H. Xu, N. Yu, Z. Zhang, and G. Chen, JHEP **01**, 102 (2025), arXiv:2401.03373 [hep-ph].
- [23] E. Braaten and M. Lu, Phys. Rev. D 76, 094028 (2007), arXiv:0709.2697 [hep-ph].
- [24] S. M. Flatte, Phys. Lett. B 63, 224 (1976).
- [25] H. Hirata et al. (Belle), Phys. Rev. D 107, 112011 (2023), arXiv:2302.02127 [hep-ex].
- [26] C. Bignamini, B. Grinstein, F. Piccinini, A. D. Polosa, and C. Sabelli, Phys. Rev. Lett. 103, 162001 (2009), arXiv:0906.0882 [hep-ph].
- [27] M.-X. Duan, Phys. Rev. D 110, 034027 (2024), arXiv:2403.06440 [hep-ph].
- [28] B. Grinstein, L. Maiani, and A. D. Polosa, Phys. Rev. D 109, 074009 (2024), arXiv:2401.11623 [hep-ph].