

$f_0(980)$ 的结构之谜

申锦洋 程 山

(湖南大学物理与微电子科学学院 410082)

一、重子与介子——夸克模型横空出世

想象一下,你端起一杯水。

在日常经验里,它已经足够“基础”了。但在物理学家眼中,这杯水更像一款物理版的“套娃系统”。你每拆开一层,里面就会露出一个更小、也更不可思议的世界。第一层很熟悉:水分子。可如果你继续向内看,就会发现它由两个氢原子和一个氧原子拼成。走到这里,很多人会下意识觉得:“原子”听起来已经足够底层了。

然而,物理学家对“终点”的理解,往往只是“下一层的入口”。20世纪初,实验告诉我们:原子并不是实心小球。它的内部几乎是空的,中央是一个极其致密的原子核,电子在外围高速运动。那么,原子核总该是终点了吧?

答案依然是否定的。原子核由质子和中子组成,而更高能的粒子对撞实验发现:质子和中子也并非基本粒子,它们由更深层次的成员——夸克来构成。三个夸克通过自然界最强的相互作用(强相互作用)牢牢地束缚在一起,负责传递这种作用的则是另一类粒子:胶子。质子和中子属于“重子”家族。这个家族有一条铁律:三个夸克,一个都不能少。

很自然的一个问题:如果三个夸克能够组成重

子家族,那么两个夸克是否构成另一个新的家族?自然界很少只写一种剧本。在宇宙线实验和早期粒子对撞实验中,物理学家确实发现了一类奇特的粒子信号。它们的共同特征是寿命极短(约为 10^{-23} 到 10^{-8} 秒),因此无法像电子那样留下清晰的实验轨迹,人们只能通过高能探测器捕捉其瞬间出现又迅速消失的信号。通过对这些高能反应产物的分析,物理学家推断这类粒子由一个夸克和一个反夸克构成,并将其称为介子。介子和重子都是通过强相互作用形成的,它们统称为强子。

介子在中高能核物理中扮演着关键的中介角色,是人们理解强相互作用的重要媒质。然而,介子家族中有一位成员长期处在争议的中心。这就是我们故事的主角, $f_0(980)$ 介子。它的困扰不在于“是否存在”,而在于“究竟是什么”。

二、 $f_0(980)$ ——夸克模型的不速之客

故事的起点并不像发现希格斯粒子那样伴随着巨大的能量轰鸣,而是在一系列看似平淡的 $\pi\pi$ 散射实验中悄然开始。

20世纪70年代初,物理学家在劳伦斯伯克利实验室观测两个 π 介子碰撞后的产物。按照夸克模型^[2]的预期,在扫描 $\pi\pi$ 的能量轴时,每遇到一个共振态粒子,探测器里的信号计数就会出现一个明显“驼峰”。然而,当能量来到980 MeV附近时,奇怪的事情发生了:信号不仅没有隆起,反而像被什么东西“吸”走了一块,出现了一个诡异的深坑。这个现象在当时被称为 $S^*(f_0(980))$ 的旧称)效应。这种“负向信号”的出现,实际上是新粒子与背景信号发

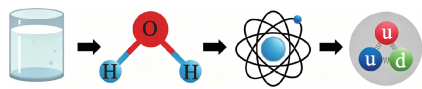
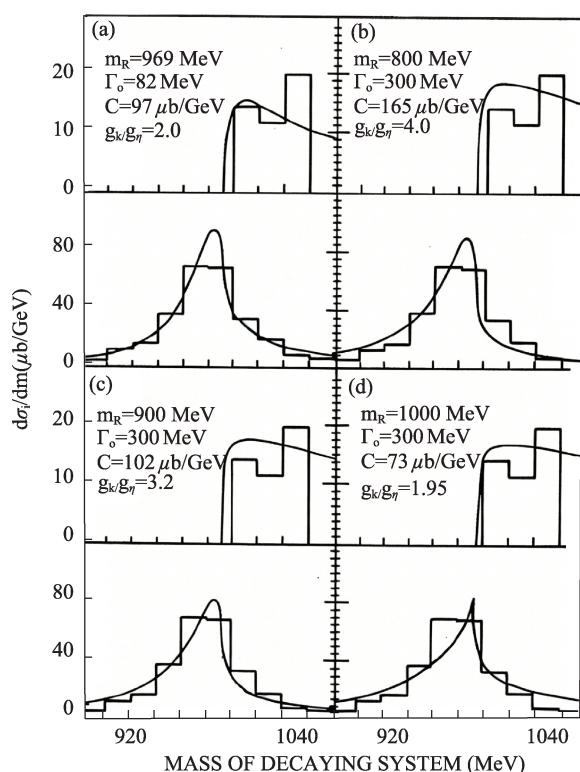


图1 从宏观物质到微观粒子

图2 $K\bar{K}$ 和 $\pi\eta$ 质量分布^[1]

生了强烈的量子相干。 $f_0(980)$ 就像一个微观世界的“消音器”，用自己的存在抹去了原本的信号。这种出场方式，让它在发现之初就带上了“不速之客”的神秘感。

为什么是在 980 MeV？这背后隐藏着一个巨大的巧合：两个 K 介子的质量之和 ($K\bar{K}$ 阈值) 大约是 992 MeV，而 $f_0(980)$ 的位置恰好就在这个门槛的边缘。这使得 $f_0(980)$ 就像是一个站在悬崖边上的粒子，既想衰变成 $\pi\pi$ ，又时刻受到邻居 $K\bar{K}$ 通道的强烈牵引。这种特殊的地理位置，导致了它在实验上的形状非常奇怪。物理学家 Flatté 专门写出了一个公式来描述这种受阈值影响的共振态^[1]。

下一个问题是： $f_0(980)$ 的结构是什么？

夸克模型认为，介子是由一对正反夸克组成。但在 $f_0(980)$ 面前，这一模型显得捉襟见肘。首先，标量介子带有一个单位的轨道角动量，这会显著增大 $q\bar{q}$ 系统的质量。其次，该结构无法解释它与其同位旋孪生子 $a_0(980)$ 的质量简并。

面对这一尴尬，1977 年，著名物理学家 R. Jaffe 提出了一个“疯狂”的想法^[3]：谁规定介子只能由一对正反夸克组成？他认为 $f_0(980)$ 是一个由两对正反夸克组成的“四夸克态”。在这一图像下， f_0 内部是一团紧密结合的“夸克汤”：夸克被关在这个微小的“容器”里，通过不断交换胶子来剧烈运动^[4]。与此同时，另一派物理学家（如 Weinstein 和 Isgur）的观点则比较温和。他们认为 $f_0(980)$ 可能是一个“介子分子态”：两个 K 介子通过某种微弱的“核力”临时结合在一起的松散结构，就像水分子一样^[5]。还有物理学家则坚持认为它是由轻夸克对 ($u\bar{u}+d\bar{d}$) 和奇异夸克对 ($s\bar{s}$) 组成的混合态，甚至可能包含一些胶球的成分。这使得问题变得愈加神秘，人们甚至无法确定它内部的“演员”究竟有几位。

为了验证这些猜想，人们动用了最顶尖的实验装置。北京正负电子对撞机上的谱仪实验 (BE-SIII) 通过对粲偶素 J/ψ 的衰变研究，捕捉到了 $f_0(980)$ 与其同位旋孪生子 $a_0(980)$ 的混合信号。这就像是在微观粒子世界做了一次 DNA 比对，发现它们应该有相似的结构。在欧洲核子中心，大型强子对撞机上的底夸克实验 (LHCb) 则试图在 B 介子衰变过程中反推 $f_0(980)$ 的“内部证件照”。然而，并不是所有的实验测量都压倒性地指向了同一个理论解释。



图3 普通强子态和奇特强子态的组分示意

时至今日， $f_0(980)$ 的结构依然没有被“盖棺定论”。这让我们不禁反思：我们的提问方式是否真的合适？在强耦合主导的中低能区域，“它究竟是

什么”这个问题,或许早已不再是贴上一个简单标签就能回答的。强子并非静态的积木结构,而是在量子涨落的不断扰动中,不同组分持续混合、相互转化的叠加态。

要破解这一谜题,仅仅追问“它由什么组成”已远远不够。现代强子结构研究的核心视角是:强子动量在不同夸克与胶子组分之间如何分配?在特定动量标度下,哪一种组分结构占据主导?不同组分结构之间能否发生转化?若可以,又是如何实现的?这场关于“物质究竟由什么构成”的古老追问,在这里被再次推向更深层次。而 f_0 介子,正是这条探索链条中最为耐人寻味的一环。

三、结构函数——模型背后的理论操盘手

量子理论告诉我们,一个粒子的状态是所有可能性结构的量子叠加。这就像一首交响乐,它不是单一乐器声,而是所有乐器声在同一时刻的和谐共存。对于标量介子态有:

$$|f_0(980)\rangle = \psi_{|i\rangle} = \psi_{q\bar{q}}|q\bar{q}\rangle + \psi_{q\bar{q}g}|q\bar{q}g\rangle + \psi_{q\bar{q}q\bar{q}}|q\bar{q}q\bar{q}\rangle + \dots,$$

上式右边各项分别代表传统价夸克态 $|q\bar{q}\rangle$ 、包含胶子的三粒子态 $|q\bar{q}g\rangle$ 和四夸克态 $|q\bar{q}q\bar{q}\rangle$ 等可能结构的贡献,展开系数 $\psi_{q\bar{q}}$ 、 $\psi_{q\bar{q}g}$ 和 $\psi_{q\bar{q}q\bar{q}}$ 则分别对应各量子态出现的概率幅。

在测量之前,粒子处于所有可能结构共存的量子叠加态。直到实验介入,其内部构型才会以一定概率被“揭示”出来。不同的探针(即实验条件)对这些潜在组分的耦合方式与强度各有不同,因此,人们可能在不同过程中观测到由不同成分主导的信号。换句话说,强子并不存在一个唯一固定的“内部剧本”。在不同的能标和探测尺度下,舞台上活跃的主角不断在变换。这就像同一支乐队演绎不同作品时,闪耀突现的乐器群像各不相同:《命运交响曲》里,命运的动机由铜管与弦乐猛烈齐奏砸出;而《弦乐小夜曲》中,轻盈流动的旋律则由小提琴声部柔美铺陈。每一个侧面,都是真实的它。

丰富的观测现象是量子态叠加在不同物理情境下的具体表现。这就对量子态的概率幅度函数 ψ_i 提出了明确要求。首先,它应该是部分子动量份额的函数,用以精确刻画量子态 $|i\rangle$ 中夸克-胶子之间的动量分配。其次,它需要是能量标度的函数,以此来描述在不同物理过程中量子态 $|i\rangle$ 内部动量分布的差异。

最基础的结构函数是部分子分布函数(PDF),它清晰地刻画了强子内部夸克与胶子的纵向动量分布。为了进一步引入横向动量的自由度,人们又发展了横动量依赖的部分子分布函数(TMD)以及推广的部分子分布函数(GPD)。这三类函数主要用于描述不要求实现所有粒子探测的单举QCD过程。而对于那些在对撞机实验中能够精确重建每

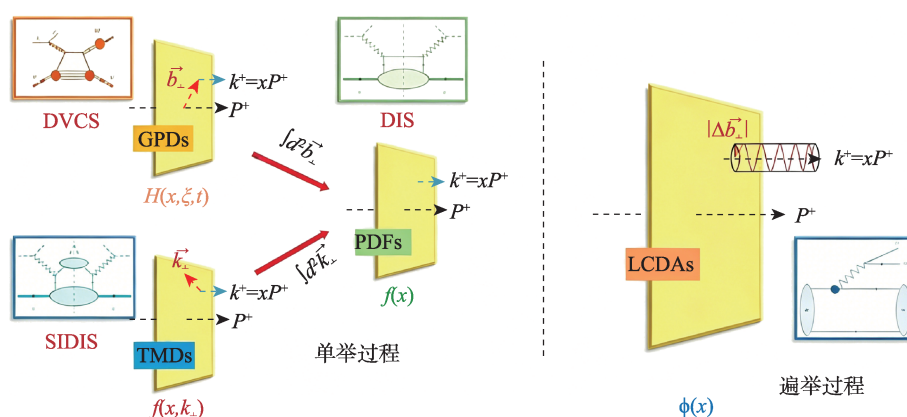


图4 各种分布函数与光锥分布振幅示意

个粒子的遍举过程,光锥分布振幅(LCDAs)则提供了更适用的描述方式。

简单来说,LCDAs描述的是在一个快速运动的强子内部,夸克与胶子如何分配其总动量^[6]。这就像你在动量空间中进入强子内部,按下连拍快门,捕捉到在不同动量分配方式下该强子出现的概率幅度。对于不同结构的量子态 ψ_i ,这些“动量分布”的快照会呈现出截然不同的图像。例如,价夸克态 $q\bar{q}$ 的LCDAs表现为单变量分布,如果约定夸克携带的动量分数为 u ,那么反夸克对应的就是 $1-u$ 。对于三粒子态 $q\bar{q}g$,LCDAs则是双变量函数,人们一般选择夸克和反夸克的动量分数为两个独立的变量。需要再次强调的是,即使对于某个特定结构的量子态,LCDAs的分布曲线也会因强子动量的不同而发生显著变化。

LCDAs遵从严格的幂次展开,这是开展理论计算的重要保证。对于一个沿着 z 轴高速运动的轻强子,光锥坐标会带来极大方便。一个矢量的光锥正分量定义为洛伦兹零分量(即能量分量)和三分量(即 z 方向分量)之和,负分量则定义为两者之差。更重要的是,光锥坐标系带来了物质场在旋量空间的分解。这样,组成强子的夸克场可以分解成正分量、负分量和横向分量。以价夸克态 $q\bar{q}$ 为例,一对正分量就定义了领头扭度的LCDAs,而引进一个负分量就增加了一个单位的扭度。此外,横向分量也

会带来高扭度的修正,并可以通过软胶子交换与三粒子态 $q\bar{q}g$ 发生混合。

每个强子都有一张独特的“身份证”,即一套专属的LCDAs。 $f_0(980)$ 也不例外。早期,物理学家认为它是由一对奇异夸克组成的价夸克态($s\bar{s}$),并基于该假设构造了它的LCDAs。这张“身份证”是否真实可靠?需要实验来检验。而检验的主要途径之一,便是粲介子的半轻衰变 $D_s^+ \rightarrow f_0 e^+ \nu_e$ 。 D_s^+ 介子由粲夸克和反奇异夸克组成,其中粲夸克会通过弱衰变转化为更轻的夸克,同时释放出一个正电子和伴随中微子。原本“冷眼旁观”的反奇异夸克,则与衰变产生的奇异夸克结合形成 $f_0(980)$ 介子。

如果我们把 $f_0(980)$ 当成一个稳定的、结构单一的粒子,那么整个衰变过程就相对简单。研究人员采用一套叫做光锥求和规则(LCSRs)的理论方法来计算这个衰变过程,而计算所需的输入正是 $f_0(980)$ 的LCDAs。计算结果如何呢?有一定效果,但仍有局限:虽然在一定程度上能解释实验数据,却不得不引入一个“混合角”来调节 $s\bar{s}$ 与轻夸克态($u\bar{u} + d\bar{d}$)之间的相对权重,而且结果对共振态模型的细节极为敏感。这就像用小提琴来独奏《命运交响曲》。即使是最顶尖的演奏家,也难免陷入独木难支的困境。尽管他们能用精湛的技艺完成每一个音符,却终究难以凭借一己之力,复刻出原作中那席卷天地的磅礴气势。

四、两介子光锥分布振幅——强子结构的通用语言

问题的关键在于: $f_0(980)$ 不是一个稳定粒子,它产生后会迅速衰变成两个 π 介子。实验中,人们也是在 $[890,1090]$ MeV这一质量区间的 $\pi\pi$ 谱里去寻找它的存在。这说明,对于宽度较大或其内部结构尚不清晰的强子,单粒子图像可能并不恰如其分。既然如此,我们是否可以绕过不稳定粒子这一层,不再执着于中间态 $f_0(980)$ 的形式描述?一个自然的想法随之浮现:直接去描述末态那两个稳定

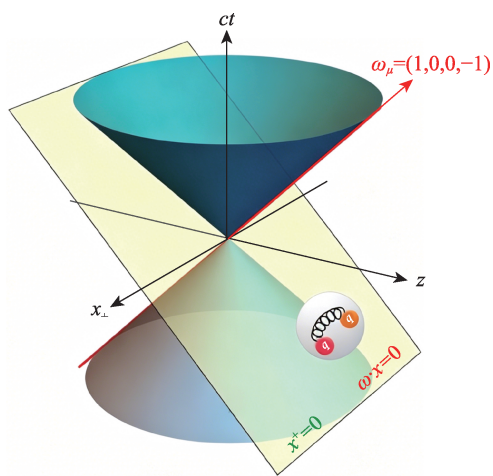


图5 光锥坐标系

介子系统的行为。就像我们不必事先了解交响乐团要演奏什么曲目,而是直接坐在音乐厅里,从现场聆听中总结剧本的构思和演奏者的功底。

在这一思路下,理论计算与实验测量都将目光对准了粲介子的四体半轻衰 $D_s^+ \rightarrow [\pi\pi], e^+ \nu_e$ (D_{s4} 过程)。下标 S 表示同位旋标量的 $\pi\pi$ 系统,它在 [890, 1090] MeV 质量区间正是 $f_0(980)$ 的重要候选者。实验可以测量该过程衰变宽度随 $\pi\pi$ 对和 $e^+ \nu_e$ 对不变质量变化的二维分布。理论上则可以对这一分布进行直接计算,需要的输入正是 $\pi\pi$ 系统的光锥分布振幅(2π DAs)^[7,8]。

2π DAs 是一个依赖于三个变量的分布函数,相较于单介子 LCDAs 的单变量形式,其结构更为复杂。首先,它提供了两介子系统夸克-胶子层次的动力学描述。它和对应的不稳定中间粒子的 LCDAs 具有一致的扭度定义,并共享相同的夸克-胶子分布特征。这一分布由部分子的纵向动量分数刻画,并可通过盖根堡多项式进行幂次展开。其次,它提供两介子系统在强子层次上的分波描述。系统内部的角动量分布决定了其分波结构,进而反映了中间不稳定粒子态的物理属性。这一分布由单个介子的纵向动量分数刻画,并采用勒让德多项式展开。第三,它体现了系统的能标演化行为及其依赖于不变质量谱的结构。双重展开系数同时刻画了夸克层次与强子层次的演化行为,遵循标准的重整化群演化方程和强子散射的基本定理,从而能够统一描述不同共振态的贡献和非共振背景。

此外,它还需满足若干特定的运动学约束。例如,当其中一个 π 介子的动量为零时, 2π DAs 将自动退化为单个 π 介子的 LCDAs,这一极限称为“软 π 近似”。而当系统的不变质量落入某一中间粒子的质量区间时, 2π DAs 应能够重构出该不稳定粒子的基本属性,如其衰变常数等。下图展示了在领头扭度下,价夸克部分的 2π DAs 的 QCD 中定义及其双重级数展开表达式。

精细的研究表明,在三扭度水平,同位旋标量的 2π DAs 在夸克动量分数 $u = 0.5$ 两侧呈现反对称

$$\langle \pi^a(k_1) \pi^b(k_2) | \bar{q}_f(zn) \gamma_\mu \tau q_f(0) | 0 \rangle = \kappa_{ab} k_\mu \int du e^{iuz(k \cdot n)} \Phi^{ab, f, f'}(u, \zeta, k^2, \mu)$$

同位旋因子, a, b 代表电荷

与对应不稳定态 LCDAs 的定义相同, f, f' 代表夸克味道

- u 是夸克层次的动量分数
- ζ 是强子层次的动量分数
- $k = k_1 + k_2$ 是不变质量
- μ 代表重整化标度

$$\Phi^{f-1}(u, \zeta, k^2, \mu) = 6u(1-u) \sum_{n=0, \text{even}}^{\infty} \sum_{l=1, \text{odd}}^{\pi+1} B_{nl}^{f-1}(k^2, \mu) C_n^{3/2}(2u-1) C_l^{1/2}(2\zeta-1)$$

$$\Phi^{f-0}(u, \zeta, k^2, \mu) = 6u(1-u) \sum_{n=1, \text{odd}}^{\infty} \sum_{l=0, \text{even}}^{\pi+1} B_{nl}^{f-0}(k^2, \mu) C_n^{3/2}(2u-1) C_l^{1/2}(2\zeta-1)$$

双重展开系数: 能标和不变质量的演化

盖根堡级数: 夸克-胶子动量分布

勒让德级数: 强子之间动量分布

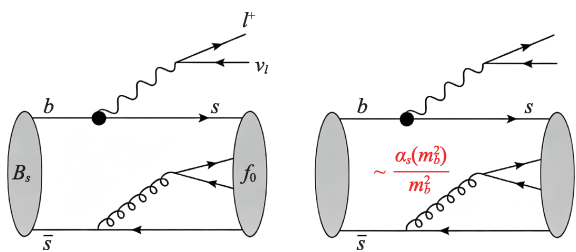
图6 2π DAs

的分布,而 f_0 介子的三扭度 LCDAs 则具有对称的结构^[9]。这一关键差异,根源于 2π DAs 分波展开中勒让德多项式的固有属性。由此可见,高扭度层次上的单粒子图像,无法完整描述两介子系统内部的分波信息。这一缺失在衰变宽度的计算中引发了一个颠覆性的后果:二扭度和三扭度 2π DAs 的贡献几乎完全抵消,使得在价夸克图像下直接计算四体半轻衰变 $D_s^+ \rightarrow [\pi\pi], e^+ \nu_e$ 所得宽度比实验结果小了近两个数量级。因此,单纯的 $q\bar{q}$ 图像无法解释粲介子衰变的实验数据。换言之,粲夸克能标下,标量 $\pi\pi$ 系统的主要成分并非价夸克态。

五、能量——强子结构的仲裁

换一个环境情况会如何呢?比如在 B 介子衰变中。由于 b 夸克极为沉重(相当于将四五个质子挤压在一个点上),它衰变产生的奇异夸克 s 获得了极大的速度,会狠狠地“踢”一下旁观的反奇异夸克 $\bar{s}$,然后拉和它一起迅速挣脱初态介子的软胶子云纠缠,形成末态强子。研究人员为这一图像赋予了美丽的名字——颜色透明机制。该机制的理论根基在于 QCD 的渐近自由性质:在高能区域,强子总是倾向于呈现最简单的价夸克结构。从微扰计算的角度看,对于处于 b 夸克能标的 $f_0(980)$ 或 $[\pi\pi]$ 系统,高福克态的贡献会被微扰展开系数与大动量转移双重压低,如下图所示。

这与粲介子衰变过程存在本质差异。由粲夸

图7 B 介子衰变中颜色透明机制的示意图

克衰变而来的奇异夸克运动非相对论,无法携带旁观反夸克快速逃离。因此,在粲夸克能标下, $f_0(980)$ 或 $[\pi\pi]_s$ 系统更易被软胶子或海夸克俘获,形成多粒子态^[10]。

既然价夸克($q\bar{q}$)图像在描述粲介子衰变时面临根本性困难,那为何基于级联衰变 $D_s^+ \rightarrow (f_0(980) \rightarrow)\pi\pi e^+ \nu_e$ 的计算仍能解释实验?研究者认为,这可能仅仅是巧合。需要指出的是,级联衰变方案本身依赖于两个极为关键的近似:其一,通过单粒子LCDAs来描述中间不稳定粒子的内部结构;其二,采用共振态模型来参数化该中间态到 $[\pi\pi]_s$ 末态的强衰变。然而,对标量介子而言,这两项近似都难以成立。因此,将级联衰变方案应用于 $f_0(980)$ 的产生与衰变过程,难免引入较大的理论不确定性。

除了对标量介子量子态成分的判断,能量在不同扭度分布振幅的竞争中也扮演着仲裁的角色。由于电荷共轭对称性, $f_0(980)$ 或 $[\pi\pi]_s$ 分布振幅的渐进项为零,它们的领头扭度分布振幅中只剩下非渐进项的贡献。在不同物理过程中,领头扭度的非渐进项与高扭度分布振幅之间会呈现出各异的竞争态势。在底介子衰变中,高扭度贡献被大动量转移强烈压低,使得领头扭度占据主导地位。这时, $f_0(980)$ 的单粒子图像仍具一定实用价值。然而在粲介子衰变中,三扭度(尤其是多粒子态的三扭度分布振幅)的贡献会反超领头扭度,使单粒子图像彻底失效。而造成这一切后果的根本原因,便隐藏在光锥分布振幅的能量标度演化之中^[9]。

所以说,强子的真实面貌,本质上是“能量依赖”的。它并非一成不变的静态构造,而是一幅随探测能量变化而不断演化的动态图景。在不同的能标之下,其内部的主导成分也随之转换。这一认识提醒我们,传统的“这是某某粒子”这种简单标签,或许已不再足以描摹真实。唯有借助诸如(两介子)光锥分布振幅这类更精细的理论工具,我们才能窥见强子内部那个随能量流转而变幻的动态世界。而科学的乐趣,不恰恰在于不断突破既有的认知边界吗?

参考文献

- [1] Flatté S M. Coupled Channel Analysis of the $\pi\eta$ and $K\bar{K}$ Systems Near $K\bar{K}$ Threshold. Phys. Lett. B, 1976, 63: 224-227
- [2] Gell-Mann M. A Schematic Model of Baryons and Mesons, Phys. Lett. 8, 214-215 (1964)
- [3] Jaffe R L. Multi-Quark Hadrons. 1. Phenomenology of $Q^2 \bar{Q}^2$ Mesons, Phys. Rev. D 15, 267 (1977)
- [4] Liu Y R, Chen H X, Chen W, Liu X and Zhu S L. Pentaquark and Tetraquark states, Prog. Part. Nucl. Phys. 107, 237-320 (2019)
- [5] Guo F K, Hanhart C, Meissner U. G, Wang Q, Zhao Q and Zou B S. Hadronic molecules, Rev. Mod. Phys. 90, no. 1, 015004 (2018) [erratum: Rev. Mod. Phys. 94, no. 2, 029901 (2022)]
- [6] Braun V M, Korchemsky G P and Müller D. The Uses of conformal symmetry in QCD, Prog. Part. Nucl. Phys. 51, 311-398 (2003)
- [7] Diehl M, Gousset T, Pire B and Teryaev O. Probing partonic structure in $\gamma^* \gamma \rightarrow \pi\pi$ near threshold, Phys. Rev. Lett. 81 (1998), 1782-1785
- [8] Polyakov M V. Hard exclusive electroproduction of two pions and their resonances, Nucl. Phys. B 555 (1999), 231
- [9] Cheng S, Dai L Y, Shen J M and Zhang S L. Reviving the energy-dependent partonic structure of $f_0(980)$ via two-pion distribution amplitudes, Phys. Rev. D 113 (2026) no.3, L031901
- [10] 郑海扬, Tetraquark nature of light scalar mesons, 第十届海峡两岸粒子物理与宇宙学研讨会。链接: <https://indico.itp.ac.cn/event/361/timetable/#20260120.detailed>.