

粲物理简介

乔从丰¹ 赵光达²

1) 中国科学院 研究生院

2) 北京大学 物理学院

2007 年 11 月 1 日

¹通讯地址:北京市 玉泉路甲19号, 邮编: 100049

²通讯地址:北京市海淀区北京大学 物理学院, 邮编: 100871

Introduction to Charm Physics

Cong-Feng Qiao¹ & Kuang-Ta Chao²

1) Graduate University, Chinese Academy of Science

2) School of Physics, Peking University

November, 2007

1 粲物理导引	1
1.1 粲物理研究发端	2
1.2 粲物理研究回眸	7
1.2.1 粲偶素物理	7
1.2.2 粲介子和粲重子物理	19
1.3 粲物理研究所面临的挑战和希望	21
1.3.1 粲偶素研究	21
1.3.2 粲介子和粲重子研究	23
1.3.3 粲能区的其它物理问题	23

插	图	目	录
---	---	---	---

1.1	盖耳曼和倪曼的强子八重法分类示意图。纵轴为超荷 (Hypercharge) 量子数, 横轴为同位旋 (Isospin) 第三分量值。	4
1.2	粲夸克偶素能谱表(1.3) 的理论预言和实验观测图[49]。实线代表实验值, 虚线表示理论计算值。其中左面来自NR模型, 右面来自GI含相对论效应势模型。短横线表示自旋三重态, 点线表示自旋单态。3.73 GeV线示意 $D\bar{D}$ 域值。	12
1.3	粲偶素衰变到轻强子受OZI规则压低过程示意图。	19
1.4	粲重子SU(3)多重态分类图。(a) $\bar{\mathbf{3}}_{\mathbf{F}}$ 反对称伴随表示, (b) $\mathbf{6}_{\mathbf{F}}$ 对称表示。	23

表	格	目	录
---	---	---	---

1.1	夸克模型中的u、d、s夸克及其内禀量子数。	4
1.2	本表列出实验上比较确定的“普通”(conventional)粲夸克偶素 $c\bar{c}$ 态的能谱[49]。其中粲夸克偶素的分类、命名和物理性质的实验值,取自国际粒子数据组PDG(Particle Data Group)2006年报告[33]。	10
1.3	非相对论(NR)及含相对论效应GI(Godfrey-Isgur)势模型之 $c\bar{c}$ 态能谱计算结果[50]。	11
1.4	淬火近似(quenched approximation)下格点QCD能谱计算结果,单位为MeV[70]。包括粲夸克偶素[71, 72, 73, 74]、胶球[75, 76, 77]和部分奇异态。	18

自从文明出现以后，人类就没有停止过对身处的这个世界的探索。这种探索的欲望，并不仅仅局限于人类为了谋求更好的生存条件，还很大程度上来源于我们内心对未知的好奇和对真理的渴望。就如同著名印象派画家高更（Gauguin）的经典作品：**我们从哪里来（Where Do We Come From?）？我们是谁（What Are We?）？我们往哪里去（Where Are We Going?）？**一样，千万年来人类在不断地问着同样的问题。

物理学是研究宇宙间物质存在的基本形式，它们的性质以及相互作用和转化规律等方面的科学。二十世纪以前，人类对客观世界的认识水平，在物理学领域集中体现在今天我们称之为经典物理学的范畴。经典物理学包括牛顿（Newton）力学、热学、麦克斯韦（Maxwell）电磁理论、几何光学和经典统计力学等方面，它可以解释几乎当时人们所能观测得到的所有物理现象。然而，十九世纪末，电子、放射性和X射线等一系列发现表明，经典物理学并非物理学发展的终结，现代物理学的序幕才刚刚拉开。进入二十世纪，量子力学和相对论的相继出现奠定了现代物理学的基础。随着研究的深入，现代物理学中一个专门研究物质深层次结构的分支学科—粒子物理学出现了。

粒子物理实验最早可以追溯到卢瑟福（Rutherford）的 α 粒子实验。1909年卢瑟福指导他的学生做了一个著名物理实验。他们用 α 粒子，即电离了的氦核轰击金箔，发现绝大多数 α 粒子与金原子的散射角很小，但也有少数 α 粒子散射角很大，甚至大于90度。他们由此推断，金原子内大部分空间是空的，质量较大并带有正电荷的部分集中在很小的，称之为核的区域。这个实验推翻了汤姆逊（Thomson）认为正电荷在原子内部均匀分布的“葡萄干布丁原子核模型”，为稍后量子力学的建立打下了基础。

在卢瑟福 α 粒子实验中，碰撞粒子内部每个核子的质心能量大约就是其质量， $E_{cm} \approx M_p \approx 1\text{GeV}$ 。以现代的眼光来衡量，这个实验的能量还没有高到能够探测出金核的大小，属于低能粒子物理实验。一个世纪以来，随着科学技术的进步，人类不断建造出高能量的粒子加速器。以最新建造的“大强子对撞机LHC (Large Hadron Collider)”为例，单个核子的对撞能量高达7TeV。这样高的能量足以研究一个费米 (fm) 以下物质的深层次结构。当然，高能量的LHC并非只为了看得更深，它还有着丰富的，也许是更重要的其它物理目标。

粒子物理有时也称为高能物理，顾名思义就是指参与相互作用的基本粒子能量较高。但究竟多高就属于高能物理并没有一个严格的界定，而且是随着时间变化的。十几年前的高能，现在很可能就变成中低能了。需要特别指出的是，在每个不同的能区，都还有很多没有解决，而又非常有研究价值的物理问题，比如说粲物理就是其中之一。因此，即便在粒子物理研究中，科学意义也并未同能量直接画等号。

1.1 粲物理研究发端

按照现代物理学的认识，尽管大千世界千姿百态，但归根结蒂物质间的基本相互作用（通常称为动力学）可归结为四类。它们是：万有引力、电磁相互作用力、弱相互作用力以及强相互作用力。万有引力和电磁相互作用力是长程力，他们的存在某种程度上左右着宏观现象，我们日常生活中都能感受得到。这两种力也是人类观察了解最早的基本相互作用力，但还不能说是认识最清楚的相互作用力，至少对引力来说是如此。弱相互作用和强相互作用是短程力，也许在极端条件下会有宏观表现，但它们的影响主要还是集中在微观粒子世界。对这两种力的认识是伴随着高能物理实验的发展而逐步深入的，理论框架的最终确立是在上个世纪六七十年代。

人类在对自然界的探索了解过程中，一直抱着一个朴素的信念，就是认为主宰万物基本相互作用的规律，在深层次结构上应当是简单的。换句话说，就是认为，或企望在不同的现象后面能够发现一个统一的支配规律。从哲学上来讲，可概括为马赫 (Mach) 的思维经济原理 (Thought Economy)。幸运的是这条路尽管很不平坦，但看起来还是很有希望。二十世纪六十年代，通过格拉肖 (Glashow)，温伯格 (Weinberg)，萨拉姆 (Salam) 的最终努力[1, 2, 3]，

成功地把弱电相互作用力统一到了 $SU(2) \times U(1)$ 的非阿贝尔李群 (NonAbelian Lie Group) 理论框架之中, 他们三位也因此获得了1979年的诺贝尔物理学奖。

有关强相互作用的研究大致可以认为始于上个世纪三十年代关于质子磁矩的测量。那个时候描述费米子的相对论性量子力学-狄拉克 (Dirac) 方程已经建立; 按照狄拉克方程, 如果质子和电子一样观测不到有内部结构, 它们的磁矩之比应当反比于它们的质量之比。1932年斯特恩 (Stern) 和助手经过多次精密测量, 发现质子磁矩的实验值是狄拉克方程预言的2至3倍, 从而揭示核子可能是有结构的。之后, 随着中子的发现, 汤川秀树 (Yukawa) 模型中传递核力的载体- π 介子的预言并在实验中找到, 奇异 (Strange) 粒子的发现等一系列工作, 强相互作用的性质逐渐清晰起来。到上个世纪六十年代, 实验上已经发现了大量以前未被人类所认识的新强子态, 这些强子态构成了所谓的“粒子园” (Particle Zoo)。那么这些园中的“基本粒子”是基本的吗? 这么复杂的基本粒子群不符合粒子物理学中朴素的简单原则。那它们是否也有类似于元素周期表的, 可以揭示这些粒子间内在联系的“门捷列夫 (Mendeleev)” 周期结构呢? 答案是肯定的, 但事实证明要比化学元素的周期结构复杂得多。

1961年盖耳曼 (Gell-Mann) 和倪曼 (Ne'man) 同时提出了粒子分类的八重法 (Eightfold Way) [4, 5]。他们把当时已知的强子, 包括重子和介子, 按照对称群 $SU(3)$ 的多重态表示进行分类 (见图1.1), 发现在一定精度范围内 $SU(3)$ 对称性符合的很好。这种分类成功地预言了奇异量子数 S 为3的 Ω 粒子的存在及其质量, 很快这个粒子就在实验中找到了。1964年盖耳曼和茨威格 (Zweig) 同时提出了用来解释强子基本构成单元-夸克的概念[6, 7]。按照他们当时的假设, 有三种按照 $SU(3)$ 基础表示变换的夸克, 分别是“上 (up)”, “下 (down)” 和“奇异 (Strange)” 夸克。这些夸克都是自旋为 $1/2$ 的费米子, 并带有分数电荷和其它一些量子数 (见表1.1)。介子被认为是由一对正反夸克组成, 而重子则是由三个夸克组成。为了解决夸克模型在解释粒子性质时遇到的困难, 盖耳-曼进一步引入了一个新的, 被称为颜色的自由度[8, 9], 从而建立了一个较为完整、合理的强子结构模型。夸克概念被提出来的时候, 人们并不清楚它们究竟是不是物理实在, 盖耳-曼曾经甚至认为也许只是一种有助于物理解释的数学概念。但随着几十年来研究的不断深入, 目前实验和理论上都认定了夸克是构成强子的基本物理单元。值得一提的是, 同一时期中国物理学家也曾提出了类似于夸克模型的层子 (Straton) 模型[10]。

夸克模型尽管在粒子分类方面很成功, 盖耳-曼也因此获得了1969年的诺贝

表 1.1: 夸克模型中的u、d、s夸克及其内禀量子数。

	I	I_3	Y	S	B	Q
u	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
s	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

尔物理学奖，但仅仅靠夸克模型来研究强子物理还有很多问题。最突出的一点是里面缺乏动力学。简单地说，就是夸克模型里面没有构成强子的夸克之间的相互作用部分。六十年代末，在美国斯坦福（Stanford）进行的电子-核子深度非弹（性）散射实验表明，核子确实是有结构的。费曼（Feynman）将深度非弹散射实验所显示的核子内部成份称为部分子（parton）[11]，即部分子模型。部分子模型可以成功地解释深度非弹实验中核子结构函数的能量标度（Scaling）行为。但无论是夸克模型、部分子模型还是当时出现的其它一些模型，都不是关于强相互作用的完整理论，只是部分地反映出了它的性质。

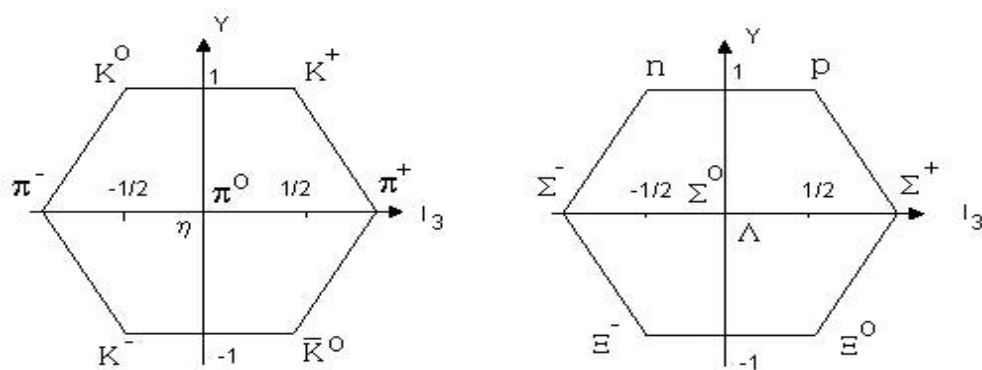


图 1.1: 盖耳曼和倪曼的强子八重法分类示意图。纵轴为超荷（Hypercharge）量子数，横轴为同位旋（Isospin）第三分量值。

二十世纪七十年代建立起来的量子色动力学(QCD)是目前公认的，描述强相互作用的基本理论。按照量子色动力学，带有颜色自由度的夸克之间的联系，是由满足SU(3)规范对称性的杨-米尔斯（Yang-Mills）规范场来实现

的[12]，相应的规范粒子称为胶子（gluon）。每一种夸克可以分别带有三种颜色，现在一般常用红（red）、绿（green）和蓝（blue）来表示。这样，传递夸克间色相互作用的胶子，就很自然地有八种颜色，或着说有八种。QCD的动力学拉格朗日密度（Lagrangian）非常之简单：

$$\mathcal{L} = \sum_i \bar{\psi}_i i \not{D} \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} . \quad (1.1)$$

其中

$$D\psi = (\partial_\mu - ig_s A_\mu) \psi ; \quad A_\mu = A_\mu^a T^a ; \quad \alpha_s \equiv \frac{g_s^2}{4\pi} . \quad (1.2)$$

上式中 A_μ^a 表示胶子场， T^a 是规范群生成元， a 是颜色指标， α_s 称为强相互作用耦合常数。（1.2）式表明每种颜色的胶子在SU(3)规范理论中，会伴随一个规范群的生成元。八个生成元的三维表示可以表达为盖耳-曼矩阵形式：

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

其中

$$\lambda^a = 2T^a, \quad [\lambda_a, \lambda_b] = 2if_{abc}\lambda_c, \quad Tr(\lambda_a\lambda_b) = 2\delta_{ab}, \quad (1.4)$$

f_{abc} 是SU(3) 群的结构常数。

量子色动力学最初只是作为描述强相互作用的一个可能的候选者，其理论地位的最终确立在很大程度上得益于1972(3)年特·霍夫特（'t Hooft），格罗斯

(Gross)，威尔切克 (Wilczek) 和泡利策 (Politzer) [13, 14, 15]发现了QCD的渐近自由性质。QCD在高能量标度时的渐近自由性质，使得实验能够对理论进行精确检验；反过来，理论也有可能对实验现象作出预言。格罗斯、泡利策和威尔切克因此分享了2004年的诺贝尔物理学奖。

QCD的构造虽然如此简单美妙，但有关它的应用却并不总是那么容易，有时甚至是非常困难的。原则上，QCD应该可以解决所有强相互作用有关的问题，但实际上，在相互作用能标降低时，强相互作用耦合常数会增加；当能量低到1GeV左右，也就是进入核内部分子之间的相互作用能量范围时，强耦合常数大约是 $\mathcal{O}(1)$ 的量级，这时通常量子场论计算中赖以使用的微扰论将不再适用。而除微扰论外，现在还没有一个能有效、便捷、精确计算各种量子色动力学格林函数 (Green's function) 的方法。虽然如此，三十年来人们对QCD非微扰能区物理的研究还是取得了许多实质性的进展，构造了若干部分解决QCD非微扰问题的有效理论。如，手征有效理论 (Chiral Effective Theory) [16, 17, 18]、QCD求和规则 (QCD Sum Rules) [19]、瞬子模型 (Instanton Model) [20]、重夸克有效理论HQET (Heavy Quark Effective Theory) [21, 22]、非相对论量子色动力学NRQCD (Non-relativistic QCD) [23]、大 N_c 展开[24]、以及出现只有十年，但近来讨论较多的AdS/QCD[25]等，都从不同的侧面对QCD的非微扰性质进行了描述。尤其是格点量子色动力学LQCD (Lattice QCD) [26]，它从QCD拉格朗日量 (第一原理) 出发，应用格点理论并通过计算机模拟来计算涉及非微扰QCD的物理量，取得了令人瞩目的成绩。原则上讲，LQCD可以解决QCD非微扰问题，但目前因为受制于计算能力，能做的事情还十分有限，大多数非微扰的问题还不得不求助于有效理论方法或模型来研究。上面列举的理论或模型只是众多研究QCD非微扰性质理论中的一部分。而且可以预期，未来这方面的理论还会出现更多。有关QCD理论及其应用方面的书籍市面上有很多，可以说不胜枚举。我们后面将只对涉及粲物理的部分进行适当的阐述，对其它方面有兴趣的读者可以去参考专门的文献。

早在1970年格拉肖 (Glashow)、意利普路斯 (Iliopoulos) 和麦阿尼 (Maiani) 为在理论中压低奇异数改变的中性流过程，就先验地引入了粲夸克，即GIM机制[27]。1974年，第一个粲粒子 J/ψ 被探测到，证实了格拉肖等人的预言，也揭开了粲物理研究的序幕[28, 29]。1977和1995年标准模型中的第三代夸克，底夸克 (bottom or beauty) 和顶夸克 (top) 先后在美国费米国家实验室被探测到[30, 31, 32]。至此，由大正负电子对撞机LEP (Large Electron-Positron Col-

lider) 实验所限定的[33], 标准模型中的三代夸克均已被找到。关于这后两种夸克的物理研究, 虽然也是当前和未来一个时期粒子物理学研究的重点课题, 但由于不属于本书要讨论的范围, 就不在此赘述了。

今天, 粒子物理学界将量子色动力学和弱电相互作用的规范理论一起称为标准模型SM (Standard Model), 它在弱电相互作用退耦 (对称性自发破缺) 前满足 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 规范对称性, 是目前人类探索微观世界的最高理论成就。

1.2 粲物理研究回眸

1974年岁末, 美国布鲁海文国家实验室BNL (Brookhaven National Laboratory) 和斯坦福线性加速器中心SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) 在不同类型的对撞机上, 几乎同时探测到了第一个粲粒子 J/ψ [28, 29]。这个被称为“十一月革命”的发现, 在高能物理发展史中具有里程碑式的意义, 由此揭开了粒子物理研究新的一页。两个实验组的主要负责人瑞奇特 (Richter) 和丁肇中 (Ting) 因此分享了1976年诺贝尔物理学奖。

粲物理, 顾名思义就是有关含粲夸克强子的物理。三十多年来粲物理研究在实验和理论方面从没有停止过。当然与其它研究方向一样, 这期间有过高潮也有相对的平静。现在有关粲物理的资料和数据可谓浩如烟海。限于篇幅、个人阅历及兴趣, 我们下面的简介难免挂一漏万。对无意忽略了的重要文献和没有提及的重要研究成果, 我们表示抱歉。

1.2.1 粲偶素物理

粲偶素谱

1974年瑞奇特和丁肇中在实验上测到了一个质量大约为 3.1GeV , 量子数 $J^{PC} = 1^{--}$ 的窄共振 ($\Gamma = 93.4 \pm 2.1 \text{ keV}$) [28, 29]。它一经发现很快就被认为是由一对正反粲夸克 ($c\bar{c}$) 组成的束缚态; 类似于正负电子组成的电子偶素 (positronium), 被称为粲偶素 (charmonium)。如果确实如此, 按照夸克模型估计, 粲夸克应当较重, 粲偶素可以近似地用非相对论量子力学处理。这样, 在 3.7GeV 附近应当存在 J/ψ 的第一激发态。果然, SLAC在 J/ψ 发

现十天后，在略低于3.7GeV的地方找到了又一个，通常称为 ψ' 或 $\psi(2S)$ 的窄共振($\Gamma = 337 \pm 13$ keV)。后来在此能区的一系列发现，坐实了这些共振态是主要由正反粲夸克所构成之束缚态的物理图象。

粲物理引起广泛兴趣的原因之一是由于粲夸克的质量高于 Λ_{QCD} ，即所谓非微扰QCD的截断能标。在修正的最小重整化减除方案 $\overline{MS}$ (Modified Minimal Subtraction Scheme) 下[34]，实验和理论比较给出 $\Lambda_{QCD} \approx 0.5\text{GeV}$ 。因此，我们也就很好理解 J/ψ 和 ψ' 的衰变宽度为什么比较窄。因为它们的主要衰变道是通过 $c\bar{c}$ 湮灭到三个硬胶子 ($\sim \alpha_s^3$)，然后再强子化；而QCD的渐进自由性质告诉我们 $\alpha_s(2m_c) \ll 1$ 。基于同样的理由，通常人们把质量大于 Λ_{QCD} 的夸克c、b、t称为重夸克；而u、d、s则称为轻夸克。重夸克偶素物理对于了解微扰和非微扰QCD的性质，对探讨微扰-非微扰过渡区域强相互作用的行为非常重要。大量的事实表明：自然界，至少在非极端物理条件下是色禁闭 (color confinement) 的。也就是说，我们看到的强子只能处于颜色单态。从QCD 第一原理出发的格点量子色动力学在连续极限下表明[35]，量子色动力学的确具有色禁闭性质。这也就解释了为什么我们迄今还没有观察到自由的夸克和胶子了。

前面提到过，由于粲夸克较重，基于夸克模型，粲偶素在非相对论极限下可以视为是由 $c\bar{c}$ 组成的束缚态。大量的理论和实验研究表明，这样一种简单的物理图象对描述重夸克偶素来说是相当合适的。对于禁闭在夸克偶素中的重夸克对 $Q\bar{Q}$ ，它们由强相互作用QCD 联系并束缚着，就象禁闭在一个口袋里；QCD的渐进自由性质告诉我们，当它们彼此间有大的动量转移时，由于跑动耦合常数会变小，它们之间的相互作用就会相应地减弱。所以当两者处于近距离时，它们之间的相互作用在微扰论领头阶是通过单胶子交换来实现的，即库仑势 (Coulomb)；当两者距离变大时，它们受到非微扰禁闭势的束缚。历史上有众多的势模型，包括谐振子、库仑势和线性势，等。其中用得比较多，影响比较大的是所谓的康奈尔 (Cornell) 势[36]，有时也称为漏斗 (funnel) 势。它是单胶子交换库仑势和线性势的一个组合，显然是自旋无关的：

$$V_0^{pert}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \lambda r . \quad (1.5)$$

其中， λ 是线性势唯象参数；库仑势部分是从微扰论计算得到的，目前理论上对这部分的修正已经超出了两圈图的贡献[37, 38, 39]。当 $r \gg \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$ 时禁闭势起主导作用；当 $r \ll \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$ 时以库仑势为主。薛定谔 (Schödinger) 方程结合相互作用势 (1.5) 能够算出与实验测量结果符合较好的，没有精细结构的夸克偶素

能谱[40]。(1 + 1) 维QCD理论计算[41]，特别是近年来格点QCD的计算结果表明[42]，夸克偶素的长程禁闭势确实具有线性行为，因此简洁的康奈尔势对夸克偶素能谱有较为成功描述也就不奇怪了。需要指出的是，势模型是重夸克极限情形下的物理图像，QCD本身并不意味着在粲夸克之间一定会有静态势的存在。

夸克偶素毕竟是有精细结构的，相互作用也不会是完全静态。需要考虑这部分物理时，一个直接的做法是借鉴布莱特（Breit）运用量子电动力学QED（Quantum ElectroDynamics）对电子-电子散射的处理方法[43]，通过对费米子旋量波函数做 $1/m_Q$ 展开，对势（1.5）作一个推广。这样的势也称为布莱特-费米（Breit-Fermi）势[44]：

$$V^{\text{BF}}(\vec{r}; \vec{p}) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \frac{4\pi\alpha_s}{3m_Q^2}\delta^{(3)}(\vec{r}) - \frac{2\alpha_s}{3m_Q^2} \left[\frac{\vec{p} \cdot \vec{p}}{r} + \frac{(\vec{r} \cdot \vec{p})(\vec{r} \cdot \vec{p})}{r^3} \right] \\ + \frac{4\alpha_s}{3m_Q^2} \left[\frac{8\pi}{3}\delta^{(3)}(\vec{r})(\vec{s}_Q \cdot \vec{s}_{\bar{Q}}) + \frac{3(\vec{s}_Q \cdot \hat{r})(\vec{s}_{\bar{Q}} \cdot \hat{r}) - \vec{s}_Q \cdot \vec{s}_{\bar{Q}}}{r^3} \right] + \frac{2\alpha_s}{m_Q^2} \frac{(\vec{r} \times \vec{p}) \cdot (\vec{s}_Q + \vec{s}_{\bar{Q}})}{r^3}. \quad (1.6)$$

其中， $\vec{r}$ 为夸克偶素质心系中正反夸克的相对位置矢量， $|\vec{p}|$ 为正反夸克动量之空间分量的大小。从势（1.6）出发，理论上就可以给出粲偶素家族的粒子谱，包括实验上已经找到和尚未找到的粲家族成员。表1.2、1.3和图1.2 给出了实验测量和理论计算对照的例子。文献中类似的理论计算还有很多，尤其是我国物理学家在利用贝特-索皮特（Bethe-Salpeter）束缚态方程研究夸克偶素能谱方面，作出过很不错的成绩[45, 46, 47, 48]，但限于篇幅，在此就不展开讨论了。从图表中可以看到，夸克模型的理论计算对粲偶素的描述相当成功；但遗憾的是，尽管粲物理研究已经开展了超过三十年，还是有很多预期的成员在实验上缺失。这也是未来粲物理研究的重点课题之一。

夸克偶素物理理论梗概

由于有色禁闭问题，粲偶素物理研究不可避免地会涉及到非微扰QCD。然而我们知道，目前能真正解决非微扰问题的手段-格点量子色动力学-还很成熟，应用十分有限，解决非微扰问题很大程度上还得依赖模型。幸运的是很多物理过程是可以因子化的，也就是说在一定的精度范围内，物理过程的微扰和非微扰部分可以分开。微扰部分用微扰论处理，非微扰部分用过程无关的参数

表 1.2: 本表列出实验上比较确定的“普通”(conventional) 粲夸克偶素 $c\bar{c}$ 态的能谱[49]。其中粲夸克偶素的分类、命名和物理性质的实验值, 取自国际粒子数据组PDG (Particle Data Group) 2006年报告[33]。

多重态	谱	物理态	质量[MeV]	宽度[MeV]
1S	1^3S_1	$J/\psi(1S)$	3096.916 ± 0.011	0.0934 ± 0.0021
	1^1S_0	$\eta_c(1S)$	2980.4 ± 1.2	25.5 ± 3.4
1P	1^3P_2	$\chi_{c2}(1P)$	3556.20 ± 0.09	2.06 ± 0.12
	1^3P_1	$\chi_{c1}(1P)$	3510.66 ± 0.07	0.89 ± 0.05
	1^3P_0	$\chi_{c0}(1P)$	3414.76 ± 0.35	10.4 ± 0.7
	1^1P_1	$h_c(1P)$	3525.93 ± 0.27	< 1
2S	2^3S_1	$\psi(2S)$	3686.093 ± 0.034	0.337 ± 0.013
	2^1S_0	$\eta_c(2S)$	3638 ± 4	14 ± 7
1D	1^3D_3	-	3771.1 ± 2.4	23.0 ± 2.7
	1^3D_2	-		
	1^3D_1	$\psi(3770)$		
	1^1D_2	-		
2P	2^3P_2	$\chi_{c2}(2P)$	$3929 \pm 5 \pm 2$	$29 \pm 10 \pm 2$
	2^3P_1	-		
	2^3P_0	-		
	2^1P_1	-		
3S	3^3S_1	$\psi(4040)$	4039 ± 1	80 ± 10
	3^1S_0	-		
2D	2^3D_3	-	4153 ± 3	103 ± 8
	2^3D_2	-		
	2^3D_1	$\psi(4160)$		
	2^1D_2	-		
4S	4^3S_1	$\psi(4415)$	4421 ± 4	62 ± 20
	4^1S_0	-		

表 1.3: 非相对论 (NR) 及含相对论效应GI (Godfrey-Isgur) 势模型之 $c\bar{c}$ 态能谱计算结果[50]。

多重态	物理态	输入质量 (非相对论模型)	理论计算值	
			非相对论模型	含相对论效应模型
1S	$J/\psi(1^3S_1)$	3097	3090	3098
	$\eta_c(1^1S_0)$	2979	2982	2975
2S	$\psi'(2^3S_1)$	3686	3672	3676
	$\eta'_c(2^1S_0)$	3638	3630	3623
3S	$\psi(3^3S_1)$	4040	4072	4100
	$\eta_c(3^1S_0)$		4043	4064
4S	$\psi(4^3S_1)$	4415	4406	4450
	$\eta_c(4^1S_0)$		4384	4425
1P	$\chi_2(1^3P_2)$	3556	3556	3550
	$\chi_1(1^3P_1)$	3511	3505	3510
	$\chi_0(1^3P_0)$	3415	3424	3445
	$h_c(1^1P_1)$		3516	3517
2P	$\chi_2(2^3P_2)$		3972	3979
	$\chi_1(2^3P_1)$		3925	3953
	$\chi_0(2^3P_0)$		3852	3916
	$h_c(2^1P_1)$		3934	3956
3P	$\chi_2(3^3P_2)$		4317	4337
	$\chi_1(3^3P_1)$		4271	4317
	$\chi_0(3^3P_0)$		4202	4292
	$h_c(3^1P_1)$		4279	4318
1D	$\psi_3(1^3D_3)$		3806	3849
	$\psi_2(1^3D_2)$		3800	3838
	$\psi(1^3D_1)$	3770	3785	3819
	$\eta_{c2}(1^1D_2)$		3799	3837
2D	$\psi_3(2^3D_3)$		4167	4217
	$\psi_2(2^3D_2)$		4158	4208
	$\psi(2^3D_1)$	4159	4142	4194
	$\eta_{c2}(2^1D_2)$		4158	4208
1F	$\chi_4(1^3F_4)$		4021	4095
	$\chi_3(1^3F_3)$		4029	4097
	$\chi_2(1^3F_2)$		4029	4092
	$h_{c3}(1^1F_3)$		4026	4094

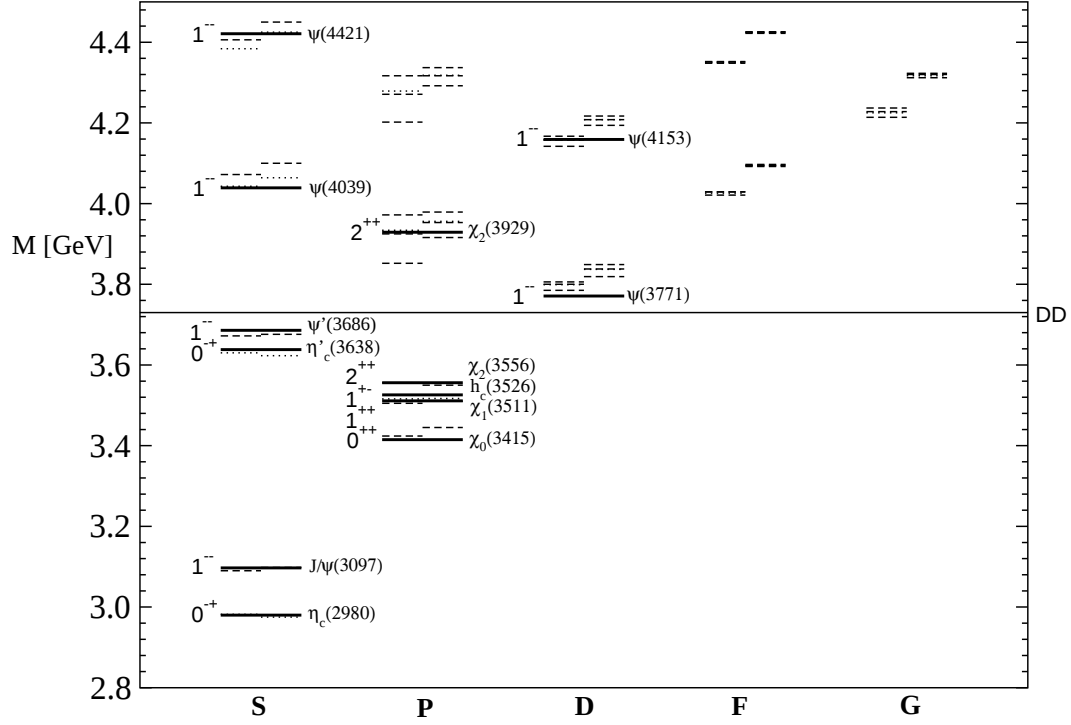


图 1.2: 粲夸克偶素能谱表(1.3) 的理论预言和实验观测图[49]。实线代表实验值, 虚线表示理论计算值。其中左面来自NR模型, 右面来自GI含相对论效应势模型。短横线表示自旋三重态, 点线表示自旋单态。3.73 GeV线示意 $D\bar{D}$ 域值。

来代替。在格点QCD能准确地计算出这些非微扰参数之前，一般的做法是通过将理论计算结果与实验测量比较把这些参数定下来。

粲偶素物理研究在上世纪九十年代之前，主要依重的是色单态（color-singlet）模型[51]和色蒸发模型（color-evaporation）[52]；色蒸发模型也被称为对偶（duality）模型。当然，其它的研究方法，如量子色动力学求和规则（QCD Sum Rules），在粲偶素物理研究中也发挥了相当重要的作用。

在色单态模型中，夸克偶素被认为是由一对重夸克 $Q\bar{Q}$ 组成的非相对论性束缚态，同时这对夸克处于色单态，并具有相应夸克偶素的其它量子数。色单态模型假设夸克偶素的产生和湮灭过程是可以因子化的。也就是说夸克偶素的产生或湮灭过程，可以看作是具有与夸克偶素一样量子数的 $Q\bar{Q}$ 对的微扰产生或湮灭过程与非微扰过程之积；非微扰或 $Q\bar{Q}$ 对的强子化过程，可以用过程无关的常数来代替。这些非微扰参数在非相对论势模型中对应于夸克偶素零点波函数，因而也可以通过势模型计算得到；有些也可以用某个实验过程来确定。如在色单态模型中，S波夸克偶素三重态产生的微分截面可以形式地表示为

$$d\sigma(\psi_n + X) = d\sigma(c\bar{c}(^3S_1) + X)|R_{\psi_n}(0)|^2. \quad (1.7)$$

其中 $|R_{\psi}(0)|$ 是夸克偶素径向波函数的零点值， X 代表夸克偶素以外的其它粒子。上文中提到，夸克偶素径向波函数的零点值既可以由势模型来计算，也可以通过实验结果来确定。例如 J/ψ 径向波函数的零点值就可以通过实验上测量比较准确的， J/ψ 到轻子对的衰变宽度来确定：

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow l\bar{l}) \approx \frac{4\alpha^2}{9m_c^2}|R_{J/\psi}(0)|^2. \quad (1.8)$$

色蒸发模型在处理夸克偶素产生时，优点是使用比较方便，不足之处是理论的预言能力有限。它的出发点是认为，在高能夸克偶素产生中，相空间区域在能产生一对重夸克到最轻的一对重介子之间时， $Q\bar{Q}$ 对的产生几率可以近似地认为是与颜色、角动量等量子数无关的，从而可以把夸克偶素的高能产生截面表达成为一个简单的因子化公式。例如在色蒸发模型中，粲偶素 J/ψ 的高能产生截面可表示为

$$\sigma(J/\psi) = \hat{\sigma}(c\bar{c}(4m_c^2 < s < 4m_D^2))f_{J/\psi}. \quad (1.9)$$

式中 $\hat{\sigma}$ 为产生一对相空间区域在 $[2m_c, 2m_D]$ 范围的，粲夸克对 $c\bar{c}$ 的截面； $f_{J/\psi}$ 是一个过程无关的唯象参数。今天看来色蒸发模型的确不够“精确”，但在处理一些只需要做量级估计的问题时，它简洁的优势就显现出来了。

无论是色单态模型还是色蒸发模型，它们都是基于一定物理考虑的假设。尽管它们对夸克偶素许多性质的描述是成功的，但随着研究的深入，缺陷也逐渐显现了出来。研究发现，色单态模型最为突出的不足有两点：一是在该模型框架下，无法系统地对夸克偶素的产生和湮灭过程做高阶微扰修正；二是色单态模型在解释某些实验现象时明显不足，如在费米实验室 J/ψ 大横动量产生中，色单态模型计算结果要比实验至少小一个量级左右[53, 54]。

非相对论量子色动力学NRQCD (non-relativistic QCD)，是基于QCD第一原理发展起来的，用于描述夸克偶素产生和衰变的有效理论[23]。所谓有效理论，是指适合于特定物理目标的理论。它可能源自于某个更为一般的理论，但为了解决问题的方便，在一定的精度范围内把与此物理目标关系很小的物理量积掉，从而得到易于应用的有效理论。比如四费米相互作用理论，就是弱电相互作用在积掉高能标物理量后的低能有效理论。

在有效理论NRQCD中，重夸克场是非相对论性的，用来描述夸克偶素的产生和湮灭；相对论效应通过加入适当的定域算符来实现。这些定域算符的相对论修正的大小可以通过“速率标度规则”(velocity scaling rules)来估计。由于夸克模型给出粲偶素中 c 夸克对的相对运动速度的平方 v^2 大约为0.3；底夸克偶素中 b 夸克对的相对运动速度的平方 v^2 大约为0.1，均为小量。所以对一定精度的计算来说，通常考虑到相对论修正的次领头阶也就够了。

在重夸克偶素的产生和湮灭中，有三个特征能标是明显分开的，它们是重夸克质量 M_Q ，重夸克三动量 $M_Q v$ ，还有重夸克动能 $M_Q v^2$ 。无论是底夸克偶素还是粲夸克偶素都有：

$$(M_Q v^2)^2 \ll (M_Q v)^2 \ll M_Q^2. \quad (1.10)$$

在把重夸克质量能标以上的场量积掉以后，就得到NRQCD有效拉格朗日量：

$$\mathcal{L}_{\text{NRQCD}} = \mathcal{L}_{\text{light}} + \mathcal{L}_{\text{heavy}} + \delta\mathcal{L}, \quad (1.11)$$

$$\mathcal{L}_{\text{light}} = -\frac{1}{2} \text{tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \sum \bar{q} i \not{D} q, \quad (1.12)$$

$$\mathcal{L}_{\text{heavy}} = \psi^\dagger (iD_t + \frac{D^2}{2M_Q}) \psi + \chi (iD_t - \frac{D^2}{2M_Q}) \chi. \quad (1.13)$$

其中 $\mathcal{L}_{light} + \mathcal{L}_{heavy}$ 表示通常QCD中轻夸克及胶子场和满足非相对论薛定谔方程的重夸克场的拉格朗日量。对重夸克场的相对论修正部分 $\delta\mathcal{L}$ 可表述为一系列双线性算符的组合

$$\delta\mathcal{L}_{bilinear} = \frac{c_1}{8M_Q^3}(\psi(D^2)^2\psi - \chi((D^2)^2\chi) + \dots \quad (1.14)$$

NRQCD与以往使用的模型相比，最大的优点在于它是基于QCD的有效理论，因此原则上讲它是适用于描述足够重夸克偶素体系的正确理论。实践证明，对底夸克偶素来说，NRQCD的适用性已经非常好了；至于其是否能够精确描述粲夸克偶素，还是一个需要进一步研究的课题。另外，NRQCD理论框架的建立，使得人们可以对夸克偶素的产生和湮灭过程作微扰QCD和相对论的任意阶修正。虽然在实际的唯象学研究中，很高阶的修正并非必需，但作为一个理论框架来说这点还是很重要的。与色单态模型相比，NRQCD的另一个特出之处是认为或允许高福柯（Fock）态可以通过软过程对夸克偶素的产生和湮灭过程产生影响。例如，夸克偶素波函数的福柯展开可以一般地表示为

$$\begin{aligned} |H(nJ^{PC})\rangle &= O(v^0)|Q\bar{Q}([^{2S+1}L_J, \mathbf{1}])\rangle + O(v)|Q\bar{Q}([^{2S+1}(L \pm 1)_{J'}, \mathbf{8}])g\rangle \\ &+ O(v^2)|Q\bar{Q}([^{2S+1}L_J, \mathbf{1}(\mathbf{8})])gg\rangle + \dots, \end{aligned}$$

每一福柯态前有一个可以按照NRQCD“速率标度规则”估算的，以重夸克相对运动速度 v 为指标的量级估计。尽管通常高福柯态是 v 的高阶项，但由于运动学、对称性及量子数守恒定理等要求，对某些特定的过程来说，高福柯态的贡献未必就小，有时甚至要比低福柯态对夸克偶素产生或湮灭的贡献还要大。一个典型的例子就是在高能强子碰撞中，如费米实验室 $p\bar{p}$ 碰撞或LHC实验中， J/ψ 大横动量产生以碎裂机制为主；而在碎裂过程中，领头阶福柯态对应的过程是

$$g^* \rightarrow J/\psi(^3S_1^{[1]}) + g + g; \quad c^* \rightarrow J/\psi(^3S_1^{[1]}) + c + \bar{c}. \quad (1.15)$$

它们均有可能不如高福柯态色八重态过程

$$g^* \rightarrow J/\psi(^3S_1^{[8]}) \quad (1.16)$$

的贡献大[55]。这里说有可能是因为这个问题目前还没有定论，有待进一步的理论研究和未来LHC实验的检验[56, 57]。

我们不打算在此对NRQCD进行展开讨论，有兴趣的读者可以很容易地找到有关此理论及其应用的综述性文献。有必要一提的是，目前对NRQCD描述夸克偶素产生过程的完备性问题的讨论还在进行之中，尽管也许对唯象学研究的影响并不一定很大，却是很有意义的一个理论课题[58, 59]。

从NRQCD出发，再进一步把 $m_Q v$ 能标的场量积掉，近年来发展出了有效理论“势非相对论量子色动力学”，即pNRQCD (potential NRQCD) [60, 61, 62]。这个有效理论中的特征能标是 $m_Q v^2$ 和 Λ_{QCD} ，可以用来研究重夸克偶素的相互作用势、能谱及重夸克质量等问题，也是一个还在继续发展的研究方向。

总之，非相对论量子色动力学提供了一个从QCD第一原理出发，计算夸克偶素产生和衰变的理论框架。这个有效理论是在重夸克极限下得到的，对于由1.5GeV左右的组份夸克构成的粲夸克偶素体系其是否适用，应该说还是一个没有明确答案的问题，值得进一步深入地研究。

粲偶素的产生和衰变

粲夸克偶素产生和湮灭问题的研究，经历了许多曲折，取得了丰硕的成果，目前仍然是一个很活跃的研究领域。早年的模型研究阶段，色单态模型发挥了很大的作用。随着NRQCD的出现，色单态模型逐步退出了舞台。虽然就上文提到的，NRQCD在研究粲偶素问题中还有许多不定因素，但至少色单态模型能做到的，NRQCD都能够做到。

1994年之前，人们用色单态模型计算了各种加速器上 J/ψ 及部分高激发态的产生过程，在当时的实验条件下并没有发现明显的理论计算与实验结果的分歧。人们甚至从理论上计算了部分过程的QCD和相对论修正，当然这些修正从NRQCD的角度来看是不够完整和系统的。1992-1993年费米实验室Tevatron对撞机第二阶段运行 (run II) 的数据显示，用色单态模型计算夸克偶素大横动量产生过程存在着明显不足。从1994年NRQCD因子化方案出台以后，对夸克偶素产生的研究就几乎全部是在这个理论框架下开展的了。夸克偶素产生过程研究，对于了解夸克偶素的产生机制、寻找实验中尚未发现，但按照夸克模型应该存在的激发态、了解QCD的应用范围等方面都很重要。此外，粲夸克偶素，尤其是其基态和低激发态，由于衰变宽度较窄，实验信号很明显，可以用来作为发现其它物理现象的信标。如通过夸克偶素产生，在**高能粒子碰撞中发现夸克胶子等离子体QGP (Quark-Gluon Plasma) 产生的信号，研究核子自旋物

理，等等。

粲夸克偶素的衰变有着更为丰富的物理内容。许多夸克偶素的单举 (inclusive) 过程都已经在理论上被计算到了次领头阶。 J/ψ 到轻子对的过程更被计算到了QCD双圈修正[63]。由于NRQCD在处理夸克偶素衰变方面，较产生过程有着更为严格的理论基础，因此理论上对夸克偶素衰变过程的精确计算还是很有意义的。普遍认为，粲夸克偶素 J/ψ 衰变是产生和发现胶球 (glueball) 最为理想的方式。胶子作为量子色动力学的规范粒子，其自耦合性质使得胶子球有可能存在。实验及理论对胶球性质的研究无疑是进一步了解QCD的一个重要方面。过去三十年来，实验物理学家在这方面作过大量的努力，已经发现若干疑似胶球的信号，如 $\eta(1440)$, $f_0(1810)$, $f_0(1810)$, $X(1835)$, 等，但截止目前还不能对这些候选者中的任何一个作出结论。由于胶球中没有明显的大能量标度，胶球物理必然涉及很复杂的非微扰QCD，因而为理论研究带来了困难。过去理论上主要从三个方面对胶球的质量，可能的衰变方式等问题开展研究。一个是QCD求和规则[64]，一个是势模型[65, 66]，还有就是格点QCD[67]。从长远来看格点QCD必然会在胶球物理方面发挥主导作用，但就目前的研究状况来说，几种方法都能定性，甚至定量地给出一些有意义的结果，都还是必要的。

研究粲夸克偶素的衰变，通常会把粲偶素质量在两个最轻的粲介子质量域之上和以下的偶素区别对待。在域值之上的粲夸克偶素通常会主要地衰变到一对粲介子，衰变宽度一般也比较大；而在域值以下的粲偶素，包括 η_c , J/ψ , η'_c , $\psi(2s)$, χ_{cJ} , 由于受OZI(Okubo-Zweig-Iizuka)规则的限制[68]，主要衰变到轻子和轻强子，宽度一般较窄。OZI规则讲，初末态费米子线不连通过程的衰变宽度要较连通图过程大大压低，如图1.3所示。多年来，大量的实验结果表明，多数情况下OZI规则为夸克偶素衰变过程所遵从，尤其是对较重的夸克偶素体系。通过这样一个简单的规则，人们可以对各种夸克偶素衰变过程做出量级上的估计。

粲夸克偶素衰变虽然已经研究了这么多年，但还是有很多不清楚，不明确的问题。象“ $\rho - \pi$ 困惑 (puzzle)” 问题[69]，已经困惑了人们许多年，现在依然在困惑着。按照夸克模型估计， J/ψ 和 ψ' 的衰变宽度应当满足所谓12%法则（现在也称15%），亦即 ψ' 到两个轻强子 $\rho\pi$ 的衰变宽度应该是 J/ψ 的15%左右。但各种实验测量表明，实际值要远远小于15%，甚至 ψ' 到 $\rho\pi$ 的衰变过程实验上至今都没有探测得到。另外，在粲夸克偶素衰变中还存在如： ψ'' 的非 $D\bar{D}$ 衰变反常、 η_c 到轻强子衰变过程中螺旋度 (helicity) 守恒破坏，等若干没有彻底解决

表 1.4: 淬火近似 (quenched approximation) 下格点QCD能谱计算结果, 单位为MeV[70]。包括粲夸克偶素 [71, 72, 73, 74]、胶球 [75, 76, 77] 和部分奇异态。

J^{PC}	state	CP-PACS	Columbia	QCD-TARO	experiment	glueballs
0^{-+}	η_c	3013 (1)	3014 (4)	3010 (4)	2980(1)	2500(40)
	η'_c	3739(46)	3707(20)		3654(10)	3500(60)
1^{--}	J/ψ	3085 (1)	3084 (4)	3087 (4)	3097	
	$\psi(2S)$	3777(40)	3780(43)		3686	3700(50)
1^{+-}	h_c	3474(10)	3474(20)	3528(25)	$m(1^3\overline{P})=3525$	2830(30)
	h'_c	4053(95)	3886(92)		—	
0^{++}	χ_{c0}	3408	3413(10)	3474(15)	3415(1)	1720(30)
	χ'_{c0}	4008(122)	4080(75)		—	2540(120)
1^{++}	χ_{c1}	3472 (9)	3462(15)	3524(16)	3511	
	χ'_{c1}	4067(105)	4010(70)		—	
2^{++}	χ_{c2}	3503(24)	3488(11)		3556	2300(25)
	χ'_{c2}	4030(180)			3929	
2^{-+}	1^1D_2		3763(22)		—	2975(30)
1^{--}	1^3D_1				3771	3740(40)?
2^{--}	1^3D_2		3704(33)		—	3780(40)
3^{--}	1^3D_3		3822(25)		—	3960(90)
3^{+-}	1^1F_3		4224(74)		—	3410(40)
3^{++}	1^3F_3		4222(140)		—	3540(40)
0^{+-}	H_0		4714(260)		—	4560(70)
1^{-+}	H_1		4366(64)		—	
2^{+-}	H_2		4845(220)		—	3980(50)

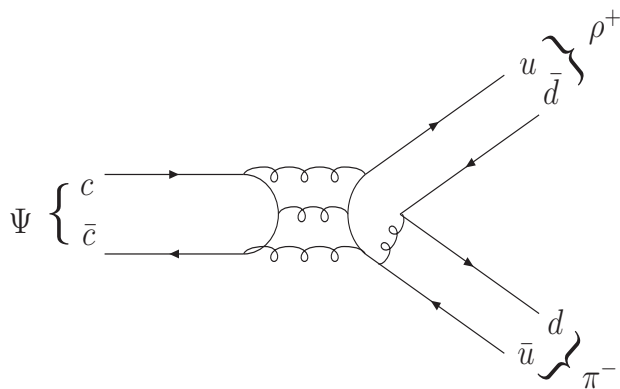


图 1.3: 粲偶素衰变到轻强子受OZI规则压低过程示意图。

的问题。关于这些方面，后面的章节中会有详细的讨论。

1.2.2 粲介子和粲重子物理

粲介子和粲重子研究包含有丰富的物理内容，一直是高能物理领域中最受关注的课题之一。过去许多年里，实验物理学家们致力于在粲强子衰变中找到CP破坏的证据，尽管我们知道在粲系统中CP破坏效应比K介子和B介子中的要小。这个探索对验证标准模型，发现超出标准模型的新物理有很重要的意义。值得高兴的是，最近几个实验组相继发现验证了 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合现象[78, 79, 80, 81]，在这条路上又前进了一大步。

粲介子和粲重子理论研究有多个方面。可以用夸克模型估计能谱，计算衰变常数；可以用QCD求和规则计算形状因子和衰变宽度；也可以用格点QCD研究粲介子衰变。由于粲夸克属于重夸克，一个比较简单有效的理论工具是重夸克有效理论HQET（Heavy Quark Effective Theory）[21, 22]。

重夸克有效理论

重夸克有效理论是描述重夸克体系最为简单的一个有效理论，它广泛地用于B介子物理研究，取得了丰硕的成果。重夸克有效理论提供了描述重夸克与其

它轻自由度低能标相互作用的机制。大致说来，重夸克有效理论也适用于描述包括粲介子和粲重子的强子体系[82]，但由于粲夸克不如底夸克那么重，重夸克有效理论对粲系统描述的精确性无疑会受到影响。

在HQET中，重夸克与轻自由度之间的相互作用是软相互作用，即相互作用能标 $\leq \bar{\Lambda} \sim \Lambda_{QCD}$ 。其中， $\bar{\Lambda} = M - m_Q$ 为重夸克有效理论中有效质量（effective mass）参数。由于重夸克受到的QCD相互作用很弱，它几乎就是在壳的，我们可以对其动量作一个分解

$$p_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu . \quad (1.17)$$

v 是包含重夸克强子的四维速度($v^2 = 1$)； $k \sim \Lambda_{QCD}$ 称为剩余动量（residual momentum）。近似在壳重夸克的狄拉克旋量可以作如下分解

$$Q(x) = e^{-im_Q v \cdot x} [h_v(x) + H_v(x)] , \quad (1.18)$$

其中 $h_v(x)$ ， $H_v(x)$ 分别为大分量和小分量。前者满足运动方程

$$\not{v} h_v(x) = h_v(x) . \quad (1.19)$$

在精确到 $1/m_Q$ 时，满足重夸克对称性的HQET有效拉格朗日量为

$$\mathcal{L}_{HQET} = \bar{h}_v i v \cdot D_s h_v + \frac{1}{2m_Q} \left[\bar{h}_v (i\vec{D}_s)^2 h_v + C_{\text{mag}}(\mu) \frac{g_s}{2} \bar{h}_v \sigma_{\mu\nu} G_s^{\mu\nu} h_v \right] + \dots \quad (1.20)$$

其中协变导数 $iD_s^\mu = i\partial^\mu + g_s A_s^\mu$ 。

原则上讲，有了拉氏量就可以具体计算物理过程了；但在应用中，实际上还有许多技术性问题需要解决。

粲介子和粲重子物理

粲介子和粲重子研究，一方面可以了解和精确检验标准模型，另一方面有助于发现超出标准模型的新物理。在粲夸克发现三十多年后，近年来还不断有新的含粲强子被发现。进一步研究确定含粲强子的物理性质，是了解和精确检验标准模型的重要部分。按照标准模型，三代夸克的相互作用本征态彼此间有混合，混合的形式可以用CKM（Cabibbo-Kobayashi-Maskawa）矩阵来表

示[33]。即，

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.97383 & 0.2272 & 3.96 \times 10^{-3} \\ 0.2271 & 0.97296 & 42.21 \times 10^{-3} \\ 8.14 \times 10^{-3} & 41.61 \times 10^{-3} & 0.99910 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

在(1.21)式中我们只按照粒子数据表给出了目前实验测定的，矩阵元大小的中心值[33]。实际上CKM矩阵元 V_{ij} 可以是复数，矩阵元的复相角在标准模型中自然地给出了CP破坏。在标准模型中，由于规范变换的么正性，要求CKM矩阵是么正的，从而给出

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0. \quad (1.22)$$

精确测定CKM矩阵元的大小，检验其是否满足么正性条件（1.22）是发现新物理的重要途径，粲物理研究在其中发挥着重要的作用[83]。

1.3 粲物理研究所面临的挑战和希望

在2008年即将完成升级并运行的北京正负电子对撞机（BEPC II）上，粲物理研究主要集中在粲偶素和粲介子有关的内容上。国际上其它一些实验装置，如B介子工厂Babar/PEPII和Belle/KEK-B，CESR的CLEO-c，DESY的HERA等，已经产生出丰富的粲物理实验数据，并且还将持续提供一段时间。未来的一些实验装置上，如GSI的PANDA，Jefferson实验室，升级后的KEK-B，CERN的LHC，以及拟议中的Frascati超级B介子工厂等，有许多粲物理研究计划。相比之下，BEPCII在粲物理研究方面较国际上其它研究装置有着独特的优势。

1.3.1 粲偶素研究

在所谓“传统（conventional）”粲偶素产生衰变中，目前主要的问题包括，但不仅仅局限于，如下几个方面：

- NRQCD色八重态产生机制问题。过去十多年中有关NRQCD 唯象学的研究很多[84, 85, 86]，但到目前为止，对在粲夸克偶素产生中色八重态的贡献究竟有多大还没有一个明确的结论。在HERA电子-质子碰撞实验中，色

八重态的贡献似乎微不足道，至少说八重态机制不为主[87, 88, 89]；但粲偶素在强子-强子碰撞产生中，由于目前还很难把主要的色单态过程计算到次领头阶，理论和实验存在大约一个量级的差别¹，解释实验还得求诸色八重态机制[55]；然而，最近费米实验室CDF组关于 J/ψ 和 ψ' 极化的测量结果显然不支持大色八重态贡献方案[92]。这个问题如果在 k_T 因子化方案下考虑，理论和实验似乎没有明显的冲突[93, 94, 95]，但在共线因子化方案下依然是没有解决的问题，很有可能要等到LHC实验给出大横动量 J/ψ 极化产生的实验结果后，才会有最终答案。

- 粲夸克偶素在B工厂的产生。KEK-B Belle实验组几年前发现，正负电子到 $J/\psi \eta_c$ 的遍举（exclusive）产生过程，实验测量结果[96]要比理论计算高约一个量级[97, 98, 99]。这个问题随后引起了很多讨论[100, 101]，直到非常复杂的QCD和相对论修正次领头阶结果出来后，才算基本解决[102]。最近，独立计算验证了早先的QCD修正结果[103]，同样给出了大NLO修正。其实这样的结果并不十分出乎意料。直观地考虑，实验和理论的误差应当主要来自QCD高阶修正，但是否NLO就能很好地解释实验结果，还是一个非常有意义的问题。另外，B介子工厂实验测量给出了很大的 J/ψ 伴随其它粲粒子产生的分支比[96, 104]；理论上，即便考虑了对 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + c + \bar{c}$ 过程的QCD次领头阶[105]和相对论修正[106]，仍不足以完全解释实验结果[96, 104]。
- 夸克偶素产生和湮灭过程的精确测量。未来几年，实验上将会获取大量有关夸克偶素产生和湮灭的数据。对夸克偶素的强跃迁，电磁跃迁等过程进行精确测量，会对理论提出更高的要求。到目前为止，对诸多夸克偶素产生和湮灭过程，计算到QCD次领头阶的还很有限，这也是近期理论方面应当努力的方向之一。
- 粲夸克偶素衰变到轻强子。这方面有许多值得研究探讨的物理问题。如在粲偶素衰变中寻找新的轻强子态，包括“传统”的介子和重子，以及所谓奇特（exotic）和准奇特（para-exotic）态。寻找胶子球也应当是未来Tau-Charm工厂的工作重点之一。理论上胶球可能和夸克态有很大的耦合，从而使这个问题变得比较复杂。另外，还有一些反常现象值得进一步

¹最近，对粲夸克偶素强产生最低阶色单态过程的次领头阶辐射修正已经完成。计算发现，次领头阶过程给出的，Tevatron上 J/ψ 大横动量产生的微分截面，要比最低阶过程大一个量级以上[90, 91]。因此有理由相信，未来对色单态碎裂过程的辐射修正结果，将会极大地影响我们对粲夸克偶素产生机制的认识。

研究。如， $\rho - \pi$ 困惑，大螺旋度破坏过程，等。

1.3.2 粲介子和粲重子研究

粲介子和粲重子物理中还有许多值得研究的地方，后面会有详细的讨论。在这里我们强调一下值得特别关注几个问题，同样并不意味着它们一定是最重要的问题。

第一是最近陆续观测到的 D_{sJ} 态还需要深入研究[107, 108, 109]。它们究竟是“传统”介子态？还是多夸克态？不论是实验还是理论现在还都不是作结论的时候。

第二是最近实验观测到的 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合，以及 $\psi(3770)$ 非 $D\bar{D}$ 衰变现象还需要理论和实验的进一步研究。即便短期内找不到直接的CP破坏证据，这些方面也有着重要的物理内容。

第三是最近在实验上陆续发现的几个粲重子态[33]，如Babar找到的 $\Lambda_c(2940)^+$ [110] 和 $\Omega_c^*(2772)$ [111]；Belle发现的 $\Sigma_c(2800)$ 确[112]， $\Xi_c(2980)$ 和 $\Xi_c(3080)$ [113]，等。单粲重子态按照夸克模型可表示为如图1.4所示的两类。可以预期未来不久还会有更多的粲重子态被发现。

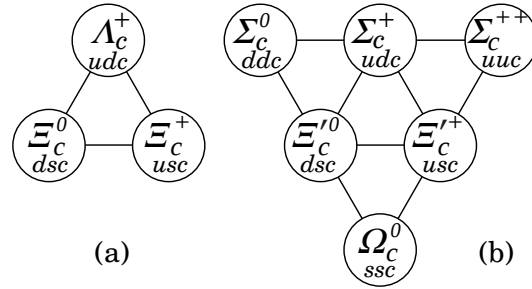


图 1.4: 粲重子SU(3)多重态分类图。(a) $\bar{\mathbf{3}}_F$ 反对称伴随表示，(b) $\mathbf{6}_F$ 对称表示。

1.3.3 粲能区的其它物理问题

粲能区还有许多物理内容也值得关注。早已为实验确认的 B_c 介子，其静止质量介于粲偶素和底偶素之间，既属于粲物理也是底物理研究的对象。

由于LHC上将会产生大量的 B_c 介子[114, 115, 116]，从而有可能对它们进行精细的研究，包括许多稀有衰变过程，甚至CP破坏。费米实验室SELEX组最近找到了双粲重子 Ξ_{cc}^+ 和 Ξ_{cc}^{++} 存在的信号[117, 118]，但还没有被其它实验组证实。SELEX组发现，这两个粒子的产生截面要远远高于理论估计[117, 118]，要理解这个实验结果还需要实验和理论两方面作更多的努力。如果不出意外的话，这些态不久的将来应该能在LHC上被证实。

在未来Tau-Charm工厂中，如BESIII，将会有大量的 J/ψ ， ψ' 等粲夸克偶素和粲介子产生。高统计量和先进的探测手段，使得人们有可能通过粲粒子来寻找新物理存在的迹象。目前已有若干种关于如何通过粲物理研究，检测超对称粒子[119, 120, 121]，甚至暗物质暗能量存在迹象的理论方案被提出[122, 123]。另外，研究发现[124, 125]，粲能区也是进行量子纠缠研究的理想场所之一。由于目前已知的量子纠缠现象多是通过低能光子实验实现的，如能在高能物理中观测并确证这样的物理现象，还是非常有意义的。

最后，同样非常值得关注的是，最近在粲能区 $D\bar{D}$ 域之上B工厂发现了一系列新的共振结构[126, 127, 128, 129, 130, 131]，其中包括X(3872)，Y(4260)，Z(4430)等行为明显不同于“传统”粲夸克偶素的态。可见这个能区还有许多“宝藏”可挖掘，有待实验和理论两个方面为此投入更多的精力。

三十多年来，中国的理论和实验物理学家在粲物理研究方面做出了巨大的贡献，得到了国际同行的广泛认可，已成为该研究领域一支不可或缺的重要力量；在未来的若干年内，我们有粲物理能区最重要的加速器和探测器，正是有望在此领域大有作为的时候。

参

考

文

献

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [2] A. Salam, in Elementary Particle Physics, N. Svartholm, ed.(Nobel Symposium No. 8, Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1968), p.367.
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [4] M. Gell-Mann, " The Eightfold Way, A Theory of Strong Interaction Symmetry", California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CTSL-20, (1961).
- [5] Y. Ne'eman, Nucl. Phys.**26**, 222(1961).
- [6] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [7] G. Zweig, CERN Report, 8419/Th412 (1964).
- [8] M. Gell-Mann, Acta Physics Austriaca, Suppl., **9**, 733(1972).
- [9] H. Fritzsch and M. Gell-Mann, in Proc. XVth Intern. Conf. on High Energy Physics, Chicago-Batavia, 1973 (, N (A)L, Batavia, 1973).
- [10] 例如参考: Hung-Yuan Tzu, "Reminiscences Of The Straton Model", Proceedings of the Guangzhou conference on Theoretical Particle Physics (Science Press, Beijing, 1980), Vol.1, p. 4-31; 朱洪元, 宋行长, 朱重远, "层子模型的回顾与展望", 自然辩证法通讯, 1980年3期19-23页。
- [11] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
- [12] C. N. Yang and R. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- [13] G. 't Hooft, unpublished comments at a conference in Marseille, (1972).

- [14] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [15] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [16] S. Weinberg, Physica. A **96**, 327 (1979).
- [17] J. Gasser and H. Leutwyler, Ann. Phys. **158**, 142 (1984).
- [18] J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B **250**, 465 (1985).
- [19] M.A. Shifman, A.I. Vainshten, V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147** 385, 448 (1979).
- [20] T. Schäfer, E.V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70**, 323 (1998).
- [21] N. Isgur and M. B. Wise, Phys. Letter. B **232**, 113 (1989).
- [22] H. Georgi, Phys. Letter. B **240**, 447 (1990).
- [23] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, Phys. Rev. D **51**, 1125 (1995).
- [24] G. 't Hooft, Nucl Phys, **B72**, 461 (1974); A. Jenkins E. Manohar, Phys Rev Lett, **93**, 022001-1 (1974).
- [25] J. M. Maldacena, Adv. Theor. Math.Phys.**2**, 231(1998); ibid, Int. J. Theor. Phys. **38**, 1113(1999).
- [26] K.G. Wilson, Phys. Rev. D **10**, 2445 (1974); J. Kogut, L. Susskind, Phys. Rev. D **1**, 395 (1975).
- [27] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285(1970).
- [28] E598 Collaboration, C. C. Ting et al. Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [29] B. Richter et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1453 (1974).
- [30] L Lederman et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977).
- [31] D0 Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).
- [32] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- [33] Particle Data Group, W. M. Yao *et al.*, J. Phys G**33**, 1(2006).
- [34] W.A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke, and T. Muta, Phys. Rev. D **18**, 3998 (1978).
- [35] K. Wilson, Phys. Rev. D**10**, 2445 (1974).

- [36] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan, Phys. Rev. D **17**, 3090 (1978).
- [37] M. Peter, Phys. Rev. Lett. **78**, 602 (1997); *ibid*, Nucl. Phys. B**501**, 471 (1997).
- [38] Y. Schroder, Phys. Lett. B**447**, 321 (1999).
- [39] N. Brambilla, A. Pineda, J. Soto and A. Vairo, Phys. Rev. D**60**, 091502 (1999).
- [40] E. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D**52**, 1726(1995).
- [41] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B**75**, 461(1974).
- [42] Claude W. Bernard, *et al.*, Phys. Rev. D**62**, 034503(1997).
- [43] G. Breit, Phys. Rev. **34**, 553(1929); *ibid*, **36**, 383(1930); **39**, 616(1932).
- [44] A. DeRujula, H. Georgi and S.L. Glashow, Phys. Rev. D**12**, 147(1975).
- [45] K. T. Chao, H. W. Huang, J. H. Liu and J. Tang, Phys. Rev. D **56**, 368 (1997).
- [46] Cong-feng Qiao, Han-Wen Huang, Kuang-Ta Chao, Phys. Rev. D**54**, 2273(1996), *ibid*, Phys. Rev. D**60**, 094004(1999).
- [47] C. H. Chang, Y. Q. Chen, G. L. Wang and H. S. Zong, Phys. Rev. D **65**, 014017 (2002).
- [48] Z. G. Wang, W. M. Yang and S. L. Wan, Phys. Letter. B **615**, 79 (2005).
- [49] "Charmonium Physics", edited by: C.-F. Qiao and C.-Z. Yuan, CCAST Proceedings **187**, 1(2008).
- [50] T. Barnes, S. Godfrey and E. S. Swanson, Phys. Rev. D **72**, 054026 (2005).
- [51] M. B. Einhorn and S. D. Ellis, Phys. Rev. D **12**, 2007 (1975).
- [52] H. Fritzsch, Phys. Letter. B **67**, 217 (1977).
- [53] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).
- [54] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 578 (1997).
- [55] E. Braaten, S. Fleming, Phys. Rev. Lett. **74**, 3327 (1995).
- [56] C.-F. Qiao, J. Phys. G**29**, 1075(2003).

- [57] K. Hagiwara *et al.*, arXiv:0705.0803[hep-ph].
- [58] G. C. Nayak, J. W. Qiu and G. Sterman, Phys. Letter. B **613**, 45 (2005).
- [59] G. C. Nayak, J. W. Qiu and G. Sterman, Phys. Rev. D **72**, 114012 (2005).
- [60] A. Pineda and J. Soto, Nucl. Phys. Proc.Suppl **64**, 428 (1998).
- [61] N. Brambilla, A. Pineda, J. Soto and A. Vairo, Nucl. Phys. B **566**, 275 (2000).
- [62] N. Brambilla, A. Pineda, J. Soto and A. Vairo, Rev. Mod. Phys. **77**, 1423 (2005).
- [63] M Beneke, A. Signer and V. A. Smirnov, Phys. Rev. Lett. **80**, 2535 (1998).
- [64] V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Phys. Letter. B **86**, 347 (1979).
- [65] K. Ishkawa, Phys. Rev. D **20**, 731 (1979).
- [66] T. Barnes, Z. Phys. C **10**, 275 (1981).
- [67] UKQCD Collaboration, G Bali et al., Phys. Letter. B **309**, 378 (1993).
- [68] S. Okubo, Phys. Lett. **5**, 163(1963); V. Zweig, CERN Report No. 8419/TH 412(unpublished); J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Supplement, No. 37-38, p.21.
- [69] X. H. Mo, C. Z. Yuan, P. Wang, arXiv:0611214[hep-ph].
- [70] N. Brambilla *et al.*, "Heavy Quarkonium Physics", arXiv:0412158[hep-ph].
- [71] CP-PACS Collaboration, M. Okamoto et al., Phys. Rev. D **65**, 094508 (2002).
- [72] QCD-TARO Collaboration, S. Choe et al., JHEP **0308**, 022 (2003).
- [73] P. Chen, Phys. Rev. D **64**, 034509 (2001).
- [74] X. Liao and T. Manke, hep-lat/0210030.
- [75] C. J. Morningstar and M. J. Peardon, Phys. Rev. D **60**, 034509 (1999).
- [76] B. Lucini and M. Teper, JHEP **0106**, 050 (2001).
- [77] UKQCD Collaboration, G. S. Bali et al., Phys. Letter. B **309**, 378 (1993).
- [78] BELLE Collaboration, L.M. Zhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 131803 (2007).
- [79] Belle Collaboration, M. Staric *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007).

- [80] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 014018 (2007).
- [81] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007).
- [82] H. Georgi, Phys. Lett. B**297**, 353(1992).
- [83] A. A. petrov, hep-ph/0307322, in the Proceedings of 2nd Workshop on the CKM Unitarity Triangle, Durham, England, 5-9 April, 2003.
- [84] E. Braaten and S. Fleming, Phys. Rev. Lett. **74**, 3327 (1995).
- [85] M. Cacciari, M. Greco and M. L. Mangano, Phys. Letter. B **356**, 553 (1995).
- [86] E. Braaten and Y. Q. Chen, Phys. Rev. Lett. **76**, 730 (1996).
- [87] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Euro. Phys. J. C **25**, 25 (2002).
- [88] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Euro. Phys. J. C **25**, 41 (2002).
- [89] ZEUS Collaboration, S. Chekanov et al., Euro. Phys. J. C **27**, 173 (2003).
- [90] J. Campbell, F. Maltoni, and F. Tramontano, Phys. Rev. Lett. **98**, 252002 (2007).
- [91] Bing Gong and Jian-Xiong Wang, arXiv:0802.3727[hep-ph].
- [92] A. Abulencia et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 132001 (2007).
- [93] F. Yuan and K.T. Chao, Phys. Rev. Lett. **87**, 022002(2001); *ibid*, Phys. Rev. D**63**, 034006(2001).
- [94] P. Hägler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1446(2001); *ibid*, Phys. Rev. D**63**, 077501(2001).
- [95] A. V. Lipatov and N. P. Zotov, Euro. Phys. J. C **27**, 87 (2003).
- [96] Belle Collaboration, K. Abe et al., Phys. Rev. D **70**, 071102 (2004).
- [97] E. Braaten, J. Lee, Phys. Rev. D **67**, 054007 (2003).
- [98] K. Y. Liu, Z. G. He and K. T. Chao, Phys. Letter. B **557**, 45 (2003).
- [99] K. Hagiwara, E. Kou and C.-F. Qiao, Phys. Letter. B **570**, 39 (2003).
- [100] A. E. Bondar, V. L. Chernyak, Phys. Letter. B **612**, 215 (2005).
- [101] R. Seuster, Nucl. Phys. Proc.Suppl **152**, 122 (2006).
- [102] Y. J. Zhang, Y. J. Gao and K. T Chao, Phys. Rev. Lett. **96**, 092001 (2006).

- [103] B. Gong, J. X. Wang, arXiv:0712.4220 [hep-ph], (2007).
- [104] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., Phys. Rev. D **72**, 031101 (2005).
- [105] Yu-Jie Zhang and Kuang-Ta Chao, Phys. Rev. Lett. **98**, 092003(2007).
- [106] Z. G. He, Y. Fan and K. T. Chao, Phys. Rev. D **75**, 074011 (2007).
- [107] Belle Collaboration, P. Krokovny et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 262002 (2003).
- [108] Selex Collaboration, A. V. Evdokimov et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 242001 (2004).
- [109] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 181801 (2004).
- [110] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 012001 (2007).
- [111] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 232001 (2006).
- [112] Belle Collaboration, R. Mizuk et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 122002 (2005).
- [113] Belle Collaboration, R. Chistov et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 162001 (2006).
- [114] Chao-Hsi Chang and Yu-Qi Chen, Phys. Rev. D**48**, 4086 (1993).
- [115] Chao-Hsi Chang and Xing-Gang Wu, Eur. Phys. J. C**38**, 267 (2004).
- [116] I. P. Gouz, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded V. I. Romanovsky and O. P. Yushchenko, Phys. Atom. Nucl. **67**, 1559 (2004).
- [117] SELEX Collaboration, M. Mattson et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 112001 (2002).
- [118] SELEX Collaboration, A. Ocherashvili et al., Phys. Letter. B **628**, 18 (2005).
- [119] J. F. Guion, D. Hooper and B. McElrath, Phys. Rev. D **73**, 015011 (2006).
- [120] L. N. Chang, O. Lebedev and J. N. Ng, Phys. Letter. B **441**, 419 (1998).
- [121] BES Collaboration, M. Ablikim et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 202002 (2006).
- [122] B. McElrath, Phys. Rev. D **72**, 103508 (2005).
- [123] P. Fayet, Phys. Rev. D **74**, 054034 (2006).
- [124] J. L. Li and C. F. Qiao, Phys. Rev. D **74**, 076003 (2006).
- [125] Y. -B. Ding, J. -L. Li and C. -F. Qiao, HEP & NP **31**, 1086 (2007).
- [126] S.K. Choi *et al.*(Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 262001(2003).
- [127] B. Aubert *et al.*(BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 142001(2005).

- [128] K. Abe *et al.*(Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 082001(2007).
- [129] S.K. Choi *et al.*(Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 182002(2005).
- [130] B. Aubert *et al.*(BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 182002(2007).
- [131] S.K. Choi *et al.*(Belle Collaboration), arXiv:0708.1790 [hep-ex], (2007).