

B 介子强衰变中的 CP 破坏研究*

洪碧海 吕才典**

(丽水学院物理系, 丽水 323000; 上海交通大学物理系, 上海 200030; 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

摘要 近年来, B 介子非轻子衰变的计算已经发展了不同的方法. 采用新的参数和包含扭度 3 的波函数, 改进了其中 3 种方法, 即因子化方法, QCD 因子化方法和以 k_T 因子化为基础的微扰 QCD 方法. 虽然这些方法对许多分支比都得到相似的结果, 但是它们预言的直接 CP 不对称性是不同的, 这可以由 B 介子工厂最近的实验测量结果来检验.

关键词 CP 破坏 B 介子衰变 因子化

在检验标准模型和寻找新物理的蛛丝马迹方面, B 介子非轻子衰变具有重要意义. 而对于 CKM(Cabibbo-Kobayashi-Maskawa)矩阵元的测量和 CP 破坏的探测, 关键在于理解 B 介子的非轻子衰变. 尤其是直接 CP 破坏, 人们期望可以在 B 介子非轻子衰变中得到测量. 最近, Belle 和 BaBar 两个 B 介子工厂宣称在 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 和 $B^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ 这两个衰变中发现了直接的 CP 不对称性^[1,2]. 这是在 B 物理中直接 CP 破坏测量的开始.

在理论方面, 直接的 CP 破坏预言要复杂得多. 非轻子衰变中的直接 CP 破坏要求至少有两个不同的贡献, 它们具有不同的弱相互作用位相和强相互作用位相. 在标准模型中, 弱位相源自有良好定义的 CKM 矩阵. 尽管标准模型中的弱位相是确定的, 只依赖于 CKM 相角, 强位相则需要强子矩阵元计算, 而这通常是依赖于模型的.

最简单的情况是两体 B 介子非轻子衰变, 对此, Bauer, Stech 和 Wirbel (BSW) 在他们的开创性工作^[3,4]中提出了朴素因子化假设. 近年来在这方面已经取得了大量进展, 包括推广的因子化方法^[5~8]和改进的 QCD 因子化方法^[9,10]. 另一方面,

收稿日期: 2005-03-28; 接受日期: 2005-09-15

* 国家自然科学基金(批准号: 90103013, 10475085, 10135060)和浙江省教育厅科研基金(批准号: 2005137)资助项目

** 联系人, E-mail: lucd@ihep.ac.cn

Brodsky和Lepage根据微扰QCD理论中的共线因子化定理发展了变举过程的微扰QCD方法^[11~14]. 文献^[15,16]给出了基于 k_T 因子化定理的一个改进工作, 并在文献^[17~22]中被推广到B介子非轻子衰变中.

在多数情况下关于分支比的预言与实验结果符合得很好, 因此从实验方面往往难于区分哪一种方法比较优越. 可是, 对于CP破坏预言比较重要的强作用位相相对各种方法是很敏感的. 对于不同的方法强作用位相的机制相当不同, 因而将导致不同的结果. 近来的实验结果^[1,2]可以检验这些方法的有效性.

1 朴素和推广的因子化方法

非轻子衰变的计算涉及到短程QCD拉氏量和依赖于模型的长程强子矩阵元的计算. 短程QCD修正的拉氏量已被计算到次领头阶^[23]. 1987年, Bauer, Stech和Wirbel采用朴素因子化方法首先计算了B介子和D介子的非轻子衰变^[3,4]. 在他们的因子化方法中, 强子矩阵元表示为两个因子的乘积: $\langle h_1 h_2 | H_{\text{eff}} | B \rangle = \langle h_1 | J_1 | B \rangle \langle h_2 | J_2 | 0 \rangle$. 第一个因子正比于 $B \rightarrow h_1$ 的形状因子, 而第二个因子正比于 h_2 介子的衰变常数. 所有依赖于衰变道的微扰部分可由 4 夸克算符的Wilson系数描述.

这些等效的 4 夸克算符是由夸克层次上的弱相互作用引入的, 这种弱相互作用对B介子的非轻子衰变提供了短程贡献. 无粲B介子非轻子衰变的有效Hamilton量为^[23]

$$H_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{q'b} V_{q'q}^* \left(\sum_{i=1}^{10} C_i O_i + C_g O_g \right) \right], \quad (1)$$

这里 $q = d, s$ 而 $V_{q'q}$ 表示 CKM 因子. 算符 O_1, O_2 是树图流算符. 算符 $O_3, \dots, O_6$ 是 QCD 企鹅图算符. $O_7, \dots, O_{10}$ 来自弱电相互作用企鹅图, 这些图的贡献被因子 α/α_s 压低. 只有 O_9 具有稍大的数值, 主要贡献来自 Z 企鹅图. 各个 C_i 是经 QCD 修正后的 4 夸克算符的 Wilson 系数.

虽然这是一个非常简单的方法, 后来的实验结果表明许多衰变分支比可由因子化假设很好地解释^[24,25], 尤其是对于颜色增强的第一、第三和第四类衰变^[5,6]. 再考虑无粲的B介子衰变, 因子化方法被进一步推广^[5~8]. 为了解释不可因子化贡献为主的第二类和第五类衰变, 引入了唯象参数 N_c^{eff} . B介子非轻子衰变的大多数衰变道分支比与 $N_c^{\text{eff}} = 2$ 的实验结果符合得很好^[5~8].

在不同的B介子非轻子衰变中的CP破坏也作了预言^[26,27]. 由于直接的CP破坏要求在衰变振幅之间不仅有弱相互作用位相的差别, 而且有强作用位相的差别, 强作用位相的精确计算是关键. 在朴素因子化方法中, 强子矩阵元的非微扰效应只由形状因子描述, 因此, 强作用位相的结果并没有给出.

但是在推广的因子化方法^[26,27]中, 次级项Wilson系数包含由粲夸克圈图所产生的强作用位相. 这里粲夸克在壳时可以给出强位相. 图 1 中给出的就是这种

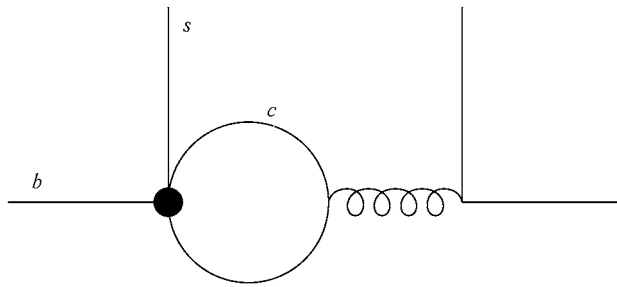


图 1 在因子化和 QCD 因子化方法中能给出强相互作用位相的微扰夸克圈图

Feynman图也叫BSS机制^[28-30]. 这种强作用位相的大小对联结夸克圈图的胶子的动量是很敏感的. 可是, 在因子化方法中这种动量并没有很好地定义, 因为所有的强子动力学都只是由形状因子定义的. 在文献^[26,27]中, 作者假设 $k^2=m_b^2/2 \pm 2 \text{ GeV}^2$ 给出了许多衰变道的CP不对称性参数.

2 QCD 因子化方法

1999 年, Beneke, Buchalla, Neubert和Sachrajda (BBNS)提出关于两体无粲B介子衰变的一个公式^[9,10]. 在这种方法中, 他们根据重b夸克的质量倒数和 α_s 展开了强子矩阵元

$$\langle \pi\pi | O_i | B \rangle = \langle \pi | j_1 | B \rangle \langle \pi | j_2 | 0 \rangle \left[1 + \sum r_n \alpha_s^n + O(\Lambda_{\text{QCD}} / m_b) \right], \quad (2)$$

这里 O_i 是等效 Hamilton 量中的一个局域算符, $j_{1,2}$ 是双线性夸克流. 忽略 $O(\Lambda_{\text{QCD}}/m_b)$ 的高阶修正项之后, 只需计算 α_s 一级修正, 其中包括 4 夸克算符的顶点修正和不可因子化图的贡献. 这些图在图 2 中表示出来. 前 6 个图作为对局域 4 夸克算符的次级 QCD 修正, 已经包含在推广的因子化方法中. 新增加的内容只是最后两个不可因子化的图, 其中有一条硬的胶子线连接 4 夸克算符和旁观者夸克.

他们宣称可因子化的贡献以长程贡献为主, 例如在衰变 $B \rightarrow \pi\pi$ 中的形状因子 $F^{B\pi}$. 因此处理方法与因子化相同, 并且同样表示为 Wilson 系数和形状因子 $F^{B\pi}$ 的乘积. 用微扰方法计算得到的不可因子化贡献则写为包括有 3 个介子 (B, π, π) 波函数和硬散射振幅的卷积. 和在因子化方法中的情况一样, 湮灭图已被忽略不计. 在反冲最大的时候, 形状因子在 $q^2 = m_\pi^2$ 处的数值和非微扰介子波函数都被当成输入参数. 从方程(2)中可以简单地看出, 这个方程只适用于那些颜色增强的衰变模式, 在这些模式中, 最后结果以可因子化的贡献为主. 而对被颜色压低的衰变, 不可因子化的贡献成为主要的贡献, 方程(2)的展开就不正确了, 因为不可因子化的较大的贡献被集中归类表达为该方程的次级项(α_s 阶).

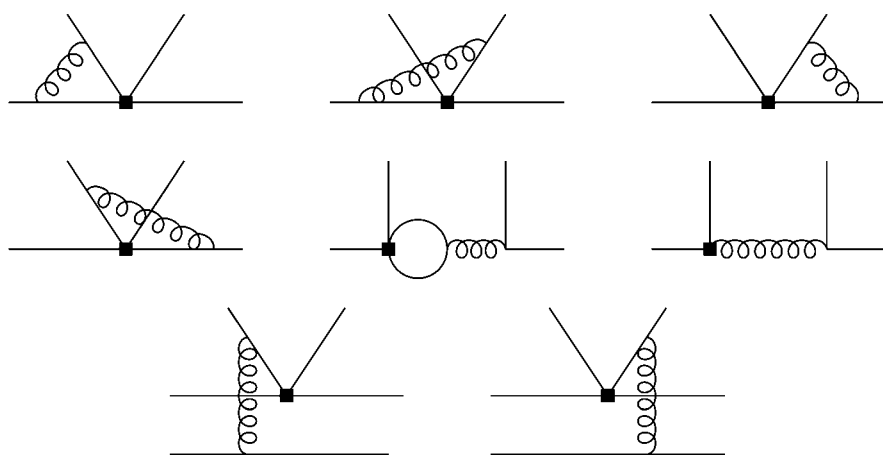


图 2 在 QCD 因子化方法中需作计算的 α_s 阶 Feynman 图

数值结果显示, 对第一类和第四类衰变, 理论和实验符合得很好. 这两类衰变是颜色增强的并以可因子化贡献为主. 这也和因子化方法的结果一致, 因为方程(2)中的主要部分与因子化方法中的相同. QCD 因子化方法的成功之处是可以利用微扰 QCD 方法计算次级项 $O(\alpha_s)$ 的不可因子化贡献(方程(2)中的第二项). 在因子化方法中, 则必须输入一个自由参数 N_c^{eff} , 以解释不可因子化部分的贡献.

在 QCD 因子化计算中, 人们发现在湮灭图计算中存在端点发散^[31]. 对数发散发生在扭度为 2 的贡献, 而线性发散存在于扭度为 3 的. 如果不是对称性波函数, 如 $K^{(*)}$ 介子, 在不可因子化图中也有软发散. 在 BBNS 方法中处理这些奇异性是非常困难的. 必须引入一个截断参数来消除这些发散, 这样就使 QCD 因子化方法的预言依赖于更多的参数, 尤其是在湮灭图中.

对于 BBNS 方法中的强作用位相, 与因子化方法中的相似, 主要来自 BSS 机制. 这里已经引入了波函数, 因此内部胶子的动量有了良好的定义. 然而, 由于胶子的动量很小, 预言的强作用位相太小. 从而, 所预言的直接的 CP 不对称性也很小. 在湮灭图中也会有强作用位相产生, 但是这强烈地依赖于截断参数. 由于这个截断参数是任意的, QCD 因子化方法中的强作用位相也可以很大.

总之, QCD 因子化方法比朴素因子化方法至少前进了一步. 它对以可因子化贡献为主的第一和第四类衰变给出了次级不可因子化贡献的系统预言. 留存的问题是在 $(1/M_B)$ 高阶计算中的端点奇异性(例如湮灭图), 但是象微扰 QCD 方法一样, 应该可以用 Sudakov 形状因子来解决^[31].

3 微扰 QCD 方法

在本节中, 我们将引入微扰 QCD 方法的思想. 对于重介子的非轻子衰变已经

根据Brodsky和Lepage^[11~14]和Botts和Sterman^[15]的理论建立了三标度的QCD因子化定理^[20,21]. 在二体B介子的非轻子衰变中, B介子比较重. 它衰变为两个大动量的轻介子. 一定有一个硬胶子把B介子中动量比较小的轻旁观者夸克踢出, 以形成一个快速运动的轻介子. 因此在这个理论图像中起主导作用的Feynman图是一个硬胶子连接这个旁观者夸克和弱相互作用的四夸克算符中的任一个夸克. 与通常的因子化方法不同, 微扰QCD方法中的硬散射部分由 6 个夸克组成, 而不是 4 个夸克. 因此我们称它为 6 夸克算符或 6 夸克有效理论. 在夸克之间也有红外(软和共线)的胶子交换. 利用Sudakov重求和方法, 我们可以把所有圈图的领头双对数项包括进来. 对这些大双对数项的求和可以给出一个Sudakov形状因子, 这个因子可以使软成分的贡献被压低. 因此, 这使微扰QCD方法在非轻子衰变的计算上比较可靠.

在B介子的非轻子衰变中有 3 个不同的能量标度: M_W , m_b 和 $1/b$. 第一个标度描写B介子通过带电流的弱电衰变. 第二个标度 m_b 表示衰变中能量释放的标度. 由于b夸克衰变标度 m_b 远小于弱电标度 M_W , 对 4 夸克算符的QCD修正是不可忽略的, 其求和通常通过重整化群方程来完成. 对领头对数项和次级项, 这已经完成多年了^[23]. 在B介子非轻子衰变中的第三个标度 $1/b$ 通常称作因子化标度, 是部分子横向动量的共轭变量. 在标度 $1/b$ 以下的动力学被认为是完全非微扰的, 可以由介子波函数来描写. 在微扰QCD中介子波函数是无法计算的. 但它们是普遍的, 不依赖于衰变道. 它们可以用实验结果来确定, 也要受到QCD求和规则和格点QCD方法计算结果的限制. 在标度 $1/b$ 以上的物理是依赖于衰变道的, 我们可以用微扰理论来逐道计算.

在所有大的对数项重求和之后, 剩下的有限大小的贡献被吸收到微扰 b 夸克衰变的微扰振幅 $H(t)$ 中. 因此 3 个标度因子化公式可用典型的表达式给出

$$C(t) \times H(t) \times \Phi(x) \times \exp \left[-s(P, b) - 2 \int_{1/b}^t \frac{d\bar{\mu}}{\bar{\mu}} \gamma_q(\alpha_s(\bar{\mu})) \right], \quad (3)$$

这里 $C(t)$ 是对应的 Wilson 系数, $\Phi(x)$ 是介子波函数, 而变量 t 表示硬散射过程 H 的最大能量标度. 夸克反常量纲 $\gamma_q = -\alpha_s/\pi$ 描述从标度 t 到 $1/b$ 的演化. 因为对数修正已经通过重整化群方程作了求和, 上述的因子化公式并不显式地依赖于重整化标度 μ .

如上所示, 在微扰 QCD 方法中, 我们保留了夸克横向动量 k_T . 事实上, 忽略横向动量的近似只在非端点区域才是有效的, 因为 $k_T \ll k^+$ 在这个区域是成立的. 在端点处, $k^+ \rightarrow 0$, k_T 不再是小的, 因而忽略 k_T 是很不好的近似. 通过保持 k_T 的依赖性, 就不会再象 QCD 因子化方法那样出现端点发散, 而同时在其他区域的数值结果不会改变. 而且, 由于保留 k_T 而需要引进的 Sudakov 形状因子压低了波函数的端点区域贡献.

微扰QCD方法中的主要输入参数是介子波函数. 最后结果敏感地依赖于介子波函数是不奇怪的. 幸运的是, 有多个衰变道涉及同一个介子, 而介子波函数应该是不依赖于过程的. 在微扰QCD方法的所有计算中, 我们遵循波函数不依赖于过程的规则, 并且发现它们能够解释实验测得的B介子衰变的大多数分支比. 例如, 衰变 $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow \pi\rho$ 和 $B \rightarrow \pi\omega$ ^[32,33], $B \rightarrow K\pi$ ^[34-36], $B \rightarrow KK$ ^[37], 衰变 $B \rightarrow \pi$, $B \rightarrow \rho$ ^[38,39], $B \rightarrow K\eta^{(c)}$ ^[40]和 $B \rightarrow K\phi$ ^[41,42]等的形状因子计算.

需要指出的是 $M_B \rightarrow \infty$ 时不可因子化的Feynman图(图3(c)和(d))和湮灭图(图3(e~h))确实是微扰QCD公式中的次级项. 这可以从文献^[32~36]的附录中的硬散射振幅函数容易地看出. 当 M_B 增加的时候, B介子的波函数增强了可因子化图的贡献. 但是, 湮灭图独立于B介子波函数, 不依赖于 M_B 的变化. 于是, 在 $M_B \rightarrow \infty$ 的条件下, 可因子化的贡献变得主要而湮灭图的贡献则成为次级项^[41,42]. 虽然, 在颜色增强的衰变中, 不可因子化和湮灭图的贡献是分支比的次级项, 但它们由质量在壳的内部夸克或胶子为强相互作用位相提供了主要来源. BSS机制也应该在微扰QCD方法中体现出来. 但是强作用位相的这种机制的作用比较小, 因为它在 $O(\alpha_s)$ 修正中是次级项, 因而是可以忽略的.

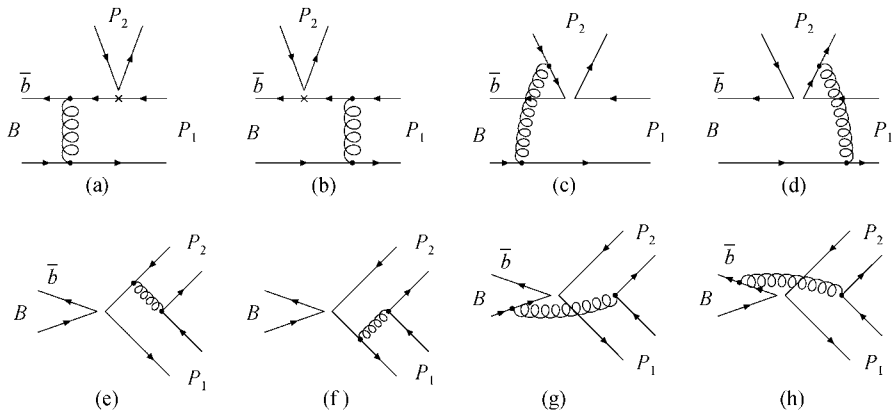


图3 在微扰QCD方法中描述衰变 $B \rightarrow P_1P_2$ 的Feynman图

(a)和(b)可因子化图, (c)和(d)不可因子化图, (e)和(f)可因子化湮灭图, (g)和(h)不可因子化湮灭图

4 数值结果和讨论

在数值分析中, 我们采用了因子化方法和QCD因子化方法中最近更新的衰变常数和形状因子. 分支比变得大了一点, 因为它们对这些参数是敏感的. 但是直接的CP不对称性改变很小. 在微扰QCD方法中, 我们采用了更完整的轻介子波函数, 包括扭度2和两个扭度3的分布振幅, 而在过去的文献^[32~36]中只用了其中的一个扭度3的分布振幅. 最近也包括了硬部分计算的端点阈值重求和^[43,44].

分支比和CP不对称性的数值结果只变得稍微大了一点. 可以说, CP不对称性的大小对于这些参数的依赖在 3 种方法中都是不敏感的.

如前几节所述, 从微扰QCD方法中产生的强作用位相与因子化方法和QCD因子化方法中的有很大不同. 标准模型中直接的CP不对称性与两个振幅的强作用相位差的正弦成正比. 因此如果强作用位相不同, 直接的CP不对称性也将有所不同. 3 种方法所预言的CP不对称性结果显示在表 1 中. 显而易见, 因子化方法^[26,27]和QCD因子化方法^[9,10]的结果相互很接近, 因为对于它们强相互作用位相的机制是相同的.

表 1 在因子化方法^[26,27], QCD因子化方法^[9,10]和微扰QCD方法^[32~36]中对衰变 $B \rightarrow \pi\pi$ 和 $B \rightarrow K\pi$ 的直接CP不对称性的计算结果^{1), 2)}

衰变道	因子化方法	QCD 因子化方法	微扰 QCD	实验数据
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	-5 ± 3	-6 ± 12	$+30 \pm 20$	$+37 \pm 11$
$B^0 \rightarrow \pi^+ K^-$	$+10 \pm 3$	$+5 \pm 9$	-17 ± 5	-10.9 ± 1.9
$B^0 \rightarrow K^0 \pi^+$	$+1.7 \pm 0.1$	$+1 \pm 1$	-1.0 ± 0.5	-2.0 ± 3.4
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^0$	$+8 \pm 2$	$+7 \pm 9$	-13 ± 4	-4 ± 4

1) 同时列出实验平均值以作比较; 2) 数据以百分数表示

最近两个介子工厂测量了一些衰变道的直接CP不对称性^[1,2], 这些结果已显示在表 1 中^[45~47]. 他们声称直接的CP破坏已在衰变 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 和 $B^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ 中发现, 信号置信度超过 4σ . 从表中易见我们关于直接的不对称性的微扰QCD结果^[32,33]与实验结果相符, 尤其是对实验上很好地测量过的衰变 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 和 $B^0 \rightarrow \pi^+ K^-$. 虽然因子化方法和QCD因子化方法还没有完全被实验所排除, 但是至少实验结果可以告诉我们最大的强相互作用位相应来自于微扰QCD方法的机制而不是QCD因子化方法的. 黎夸克圈图(BSS)机制在QCD因子化方法中给出了强作用位相的中心值, 但在微扰QCD中被认为只是次级项. 这个看法现在已经得到了B介子工厂实验结果的证实.

概括地说, 因子化方法和 QCD 因子化方法中的分支比都非常依赖于形状因子的具体数值. 这些方法中产生的强作用位相则主要是由微扰黎夸克圈图(BSS)机制产生的. 在微扰 QCD 方法中, 短程贡献占主导地位, 形状因子敏感地依赖于介子波函数. 包括了 k_T 依赖性和 Sudakov 压低现象之后, 就没有了端点发散. 在微扰 QCD 方法的公式中, 以 $1/M_B$ 的幂次展开表示, 湮灭图和不可因子化的图具有相同的量级, 都是 $O(1/(M_B \Lambda_{\text{QCD}}))$ 的大小. 在微扰 QCD 方法中, 强作用位相主要来源于湮灭图和不可因子化的 Feynman 图, 这与因子化方法和 QCD 因子化方法中的情况非常不同. 实验测量的直接 CP 不对称性表明和其他方法相比, 微扰 QCD 方法至少给出了最重要的强相互作用位相. 这将在今后的实验中进一步验

证.

参 考 文 献

- 1 Aubert B, Barate R, Boutigny D, et al. Direct CP violating asymmetry in $B^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ decays. Phys Rev Lett, 2004, 93: 131801[DOI]
- 2 Abe K, Adachi I, Aihara H, et al. Improved evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decays and model-independent constraints on ϕ_2 . Phys Rev Lett, 2004, 93: 021601[DOI]
- 3 Bauer M, Stech B, Wirbel M. Exclusive semileptonic decays of heavy mesons. Z Phys C, 1985, 29: 637~642[DOI]
- 4 Bauer M, Stech B, Wirbel M. Exclusive nonleptonic decays of D, D_s , and B mesons. Z Phys C, 1987, 34: 103~115[DOI]
- 5 Ali A, Kramer G, Lu C D. Experimental tests of factorization in charmless non-leptonic two-body B decays. Phys Rev D, 1998, 58: 094009[DOI]
- 6 Lu C D. Charmless non-leptonic two-body B decays in factorization approach. Nucl Phys Proc Supp, 1999, 74: 227~230[DOI]
- 7 Cheng H Y. Nonfactorizable contributions to nonleptonic weak decays of heavy mesons. Phys Lett B, 1994, 335: 428~435[DOI]
- 8 Cheng H Y. Hadronic weak decays of heavy mesons and nonfactorization. Z Phys C, 1996, 69: 647~654[DOI]
- 9 Beneke M, Buchalla G, Neubert M, et al. QCD factorization for $B \rightarrow \pi\pi$ decays: strong phases and CP violation in the heavy quark limit. Phys Rev Lett, 1999, 83: 1914~1917[DOI]
- 10 Beneke M, Buchalla G, Neubert M, et al. QCD factorization for exclusive, nonleptonic B meson decays: general arguments and the case of heavy light final states. Nucl Phys B, 2000, 591: 313~418[DOI]
- 11 Lapage G P, Brodsky S J. Exclusive processes in quantum chromodynamics: evolution equations for hadronic wave functions and the form-factors of mesons. Phys Lett B, 1979, 87: 359~365
- 12 Lapage G P, Brodsky S J. Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics. Phys Rev D, 1980, 22: 2157~2198[DOI]
- 13 Huang C S. Energ Fortis et Phys. Nucl Phys, 1980, 4: 761
- 14 Cao C G, Dai Y B, Huang C S. Twist-three contribution to the pion electromagnetic form-factor. Eur Phys J C, 1999, 11: 501~506[DOI]
- 15 Botts J, Sterman G. Hard elastic scattering in QCD: leading behavior. Nucl Phys B, 1989, 225: 62~100[DOI]
- 16 Li H N, Sterman G. The perturbative pion form-factor with Sudakov suppression. Nucl Phys B, 1992, 381: 129~140[DOI]
- 17 Li H N, Yu H L. Extraction of V_{ub} from decay $B \rightarrow \pi$ lepton neutrino. Phys Rev Lett, 1995, 74: 4388~4391[DOI]
- 18 Li H N, Yu H L. PQCD analysis of exclusive charmless B meson decay spectra. Phys Lett B, 1995, 353: 301~305[DOI]
- 19 Li H N, Yu H L. Perturbative QCD analysis of B meson decays. Phys Rev D, 1996, 53: 2480~2490[DOI]
- 20 Chang C H, Li H N. Three - scale factorization theorem and effective field theory. Phys Rev D, 1997, 55: 5577~5580[DOI]
- 21 Yeh T W, Li H N. Factorization theorems, effective field theory and nonleptonic heavy meson decays. Phys Rev D, 1997, 56: 1615~1631[DOI]
- 22 Cheng H Y, Li H N, Yang K C. Gauge invariant and infrared finite theory of nonleptonic heavy meson decays. Phys Rev D, 1999, 60: 094005[DOI]

- 23 Buchalla G, Buras A J, Lautenbacher M E. Weak decays beyond leading logarithms. *Rev Mod Phys*, 1996, 68: 1125~1144[DOI]
- 24 Neubert M, Rieckert V, Stech B, et al. Exclusive weak decays of B mesons. Heavy Flavours, In: Buras A J, Lindner M, eds. Singapore: World Scientific Publishing Co, 1998, 294~344
- 25 Neubert M, Stech B. Nonleptonic weak decays of B mesons. *Adv Ser Direct High Energy Phys*, 1998, 15: 294~344
- 26 Ali A, Kramer G, Lu C D. CP-violating asymmetries for charmless non-leptonic decays $B \rightarrow PP, PV, VV$ in the factorization approach. *Phys Rev D*, 1999, 59: 014005[DOI]
- 27 Lu C D. Calculation of direct CP violation in B decays, Proceedings of 3rd International Conference on B Physics and CP Violation (BCONF99). Taipei: World Scientific, 1999. 245~251
- 28 Bander M, Silverman D, Soni A. CP noninvariance in the decays of heavy charged quark systems. *Phys Rev Lett*, 1979, 43: 242~245
- 29 Gerard J M, Hou W S. CP violation in inclusive and exclusive charmless B decays. *Phys Rev D*, 1991, 43: 2909~2930[DOI]
- 30 Simma H, Eilam G, Wyler D. On the rate asymmetries in charged B decays. *Nucl Phys B*, 1991, 352: 367~384[DOI]
- 31 Du D S, Huang C S, Wei Z T, et al. Sudakov effects in BBNS approach. *Phys Lett B*, 2001, 520: 50~58[DOI]
- 32 Lu C D, Ukai K, Yang M Z. Branching ratio and CP violation of $B \rightarrow \pi\pi$ decays in perturbative QCD approach. *Phys Rev D*, 2001, 63: 074009[DOI]
- 33 Lu C D, Yang M Z. $B \rightarrow \pi \rho, \pi \omega$ decays in perturbative QCD approach. *Eur Phys J C*, 2002, 23: 275~287[DOI]
- 34 Keum Y Y, Li H N, Sanda A I. Fat penguins and imaginary penguins in perturbative QCD. *Phys Lett B*, 2001, 504: 6~14[DOI]
- 35 Keum Y Y, Li H N, Sanda A I. Penguin enhancement and $B \rightarrow K\pi$ decays in perturbative QCD. *Phys Rev D*, 2001, 63: 054008[DOI]
- 36 Keum Y Y, Li H N. Nonleptonic charmless B decays: factorization versus perturbative QCD. *Phys Rev D*, 2001, 63: 074006[DOI]
- 37 Chen C H, Li H N. Final state interaction and $B \rightarrow KK$ decays in perturbative QCD. *Phys Rev D*, 2001, 63: 014003[DOI]
- 38 Kurimoto T, Li H N, Sanda A I. Leading power contributions to $B \rightarrow \pi\rho$ transition form-factors. *Phys Rev D*, 2002, 65: 014007[DOI]
- 39 Lu C D, Yang M Z. B to light meson transition form-factors calculated in perturbative QCD approach. *Eur Phys J C*, 2003, 28: 515~523[DOI]
- 40 Kou E, Sanda A I. $B \rightarrow K\eta(\eta')$ decay in perturbative QCD. *Phys Lett B*, 2002, 525: 240~248[DOI]
- 41 Chen C H, Keum Y Y, Li H N. Perturbative QCD analysis of $B \rightarrow \phi K$ decays and power counting. *Phys Rev D*, 2001, 64: 112002[DOI]
- 42 Mishima S. Understanding the penguin amplitude in $B \rightarrow \phi K$ decays. *Phys Lett B*, 2001, 521: 252~258[DOI]
- 43 Li H N. Threshold resummation for exclusive B meson decays. *Phys Rev D*, 2002, 66: 094010[DOI]
- 44 Li H N, Ukai K. Threshold resummation for nonleptonic B meson decays. *Phys Lett B*, 2003, 555: 197~205[DOI]
- 45 Keum Y Y, Sanda A I. Possible large direct CP violations in charmless B decays: summary report on the PQCD method. *Phys Rev D*, 2003, 67: 054009[DOI]
- 46 Keum Y Y, Sanda A I. CP violation and nonleptonic B-meson decays. Ball P, Flynn J, Kluit P, et al, eds. Proceedings of 2nd Workshop on the CKM Unitarity Triangle, Durham, England, 2003
- 47 Keum Y Y. Phenomenological applications of k_T -factorization: large direct CP-asymmetry in B-meson decays. *J Korean Phys Soc*, 2004, S45: 472~480