第 26 卷 增刊 高 能 物 理 与 核 物 理 Vo1.26，Supp.
2002 年 12 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Dec.，2002

B 介子非轻子衰变中的微扰 QCD 方法

吕才典[1)]

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 在因子化方法的基础上，发展和应用了微扰QCD的方法来计算B介子的非轻子衰变．通过应用Sudakov形状因子的压低效应和介子的光锥波函数，可以计算B介子衰变的因子化图的贡献以及非因子化和湮没图的贡献．许多衰变道的分支比与实验非常符合. 作者也作出了它们的CP破坏大小的预言，有待于实验的检验.

关键词 非轻子衰变 微扰 QCD 波函数

1 引言

目前，世界上正在运行的有两个 B 介子工厂，分别在 KEK 和 SLAC. 它们正在积累的越来越多的实验数据，为理论上对 B 介子的非轻子衰变作系统的研究奠定了基础. B 介子的非轻子衰变不但能提供丰富的 CP 破坏数据，而且很有可能给出新物理的信号. 量子色动力学是粒子物理理论中非常成功的理论之一. 但是非微扰的 QCD 理论计算仍然是没有解决的理论问题. B介子的非轻子衰变中的强子化问题就需要作非微扰的QCD 理论计算. 而这一般是模型依赖的.

在过去的理论研究中，人们应用因子化的方法来处理非轻子衰变取得了相当的成功[1]. 它能解释很多衰变道的实验分支比[2,3]. 尽管如此，因子化的方法在理论上仍然存在一些不清楚的问题. 例如，它的理论结果非常强地依赖于形状因子，而这是因子化方法不能自己计算的. 另外，实验表明有一些颜色压低的衰变道的非因子化贡献很大. 这也是因子化方法很难解释的. 鉴于这些缺点，已经有相当多的工作试图改进因子化方法[4].

本文将介绍一种微扰QCD的方法来从根本上解决因子化方法存在的问题. 这个方法是在Brodsky和Lepage方法[5]的基础上， 引进Sudakov形状因子和光锥波函数建立的. 在这个方法中，不但可以系统计算形状因子，而且可以计算非因子化的贡献和湮没图的贡献. 在下一节中，我们将简单介绍因子化的方法，在第三节中，介绍微扰QCD的方法.

1) E-mail: lucd@mail.ihep.ac.cn

2 因子化的方法

非轻子衰变的计算包括短程的微扰计算和长程的强子化计算. 而强子化的计算一般来说是模型依赖的. 因子化的方法就是在计算强子矩阵元的时候，把长程和短程相互作用分成两个因子相乘 $\langle h_1 h_2 | H_{\rm eff} | B\rangle = \langle h_1 | J_1 | B\rangle \langle h_2 | J_2 | 0\rangle$. 等式右边的第一个因子正比于 $B\to h_1$ 的形状因子，而第二个因子正比于 h_2 介子的衰变常数.

首先，我们来讨论短程的部分. B 介子的非轻子衰变都是由弱作用引起的. 在夸克层次表现为等效的四费米子相互作用. 在考虑了 QCD 修正以后，有效哈密顿量为

$$H_{\rm eff} = G_{\rm F}/\sqrt{2}\, V_{q'b}\ V_{q'q} \sum \left[C_i O_i \right] , \tag{1}$$

这里 $q=d, s$，$V_{q'b}$ 表示CKM因子. 其中 $O_1 O_2$ 是树图算符，O_3—O_6 是企鹅图算符，O_7—O_{10} 是弱电企鹅图算符.

作为一个例子，我们来考虑 B 介子衰变到两个赝标介子的情况. 在因子化方法中，应用方程(1)的有效哈密顿量，可以把衰变矩阵元写成因子化的形式

$$\langle P_1 P_2 | H_{\rm eff} | B\rangle = G_{\rm F}/\sqrt{2}\, V_{q'b}\, V_{q'q}\, a_i f_{P_2} (m_{\rm B}^2 - m_1^2) F_0^{{\rm B}\to {\rm P}_1} (m_2^2) . \tag{2}$$

所有的动力学细节被包含在 a_i 的定义中 $a_i = C_i^{\rm eff} + C_j^{\rm eff}/N_{\rm c}$, 在这里 $\{i, j\}$ 是 $\{1,2\}$, $\{3,4\}$, $\{5,6\}$, $\{7,8\}$, $\{9,10\}$ 中的任意一对. 在实际计算中，$N_{\rm c}$ 并不简单地等于 3，而是作为一个参数来调节以确定非因子化的颜色八重态的贡献大小.

如果衰变矩阵元是以树图为主要贡献的，那么可以应用BSW的分类法进行分类[1]. 第一类衰变是颜色增强的，它的衰变矩阵元是正比于 $a_1 = C_2^{\rm eff} + C_1^{\rm eff}/N_{\rm c}$ 的. 第二类衰变是颜色压低的，它的衰变矩阵元是正比于 $a_2 = C_1^{\rm eff} + C_2^{\rm eff}/N_{\rm c}$ 的. 如果像在QCD理论中那样取 $N_{\rm c}=3$，a_2 就会是个很小的数，使得第二类衰变的分支比很小，而这是与实验不相符的. 因此在第二类衰变中，非因子化的贡献是很大的. 对于带电的B介子衰变，它们属于第三类，其衰变矩阵元正比于 $a_1 + r a_2$. 这类衰变的大小决定了 a_1 和 a_2 的相对符号. 对于那些以企鹅图贡献为主的衰变来说，我们引入了另外两类衰变[2]. 其中第四类衰变是那些有较大的算符 a_4，a_6，a_9 贡献的衰变. 而第五类衰变是那些由较大 $N_{\rm c}$ 依赖的算符系数 a_3，a_5，a_7，a_{10} 贡献的衰变.

在因子化方法中，强作用位相由费曼图中的粲夸克圈产生[6]. 而这个强作用位相对费曼图中的胶子动量有很强的依赖性[7]. 从而造成B介子衰变中的CP破坏大小预言很不确定.

在因子化方法中，我们发现非因子化的贡献在某些过程中很重要. 而因子化方法本身并不能给出很好的解释. 因此进一步的理论研究是很有必要的.

3 微扰 QCD 的方法

微扰QCD的方法是在Brodsky和Lepage方法[5]的基础上，由Botts和Sterman[8]发展的一

套在非轻子衰变中应用 3 个尺度的微扰QCD因子化定理的理论[9]．在B介子的非轻子衰变中，B介子在其质心系中是静止的. 因为B介子很重，它衰变到的两个轻介子就会带很大的动量. 它们在B介子的质心系中就会以很快的速度背向移动. 这样的过程是主要由短程可微扰的相互作用决定的．首先，在B介子能量范围附近的共振态不是很多．因而末态相互作用不会太强．另外，由于末态的轻介子跑的很快，而B介子中的旁观者轻夸克带很少的能量，基本上是静止的．这就需要一个硬胶子去把它拉快．这个图像就是一个硬胶子连接旁观者的轻夸克和弱作用的四夸克算符，从而形成了一个六夸克等效相互作用．当然在夸克之间也会传递一些软胶子. 把红外的和共线的软胶子贡献求和起来，就会得到一个Sudakov形状因子．而这个形状因子的作用会压低软胶子的贡献．这样就使得我们的微扰QCD计算更加可靠.

在B介子的非轻子衰变中，共有 3 个不同的能量尺度．利用重整化群方程，可以把四夸克算符的QCD修正，通过从M_w尺度到M_b尺度的重整化群跑动求和起来[10]. 第 3 个尺度 $1/b$，是标志夸克的横动量的尺度．人们常把它叫做因子化尺度. M_b尺度和 $1/b$ 尺度之间的重整化效应我们也把它求和起来．$1/b$ 尺度以下的物理通常是非微扰的, 它的效应会包含在介子的波函数里．介子的波函数在微扰QCD中是不能计算的．但是它们应该是统一的不依赖于任何衰变道的．因而可以由某些衰变道来定出那些未知的波函数，然后就可以应用这些波函数来预言更多的衰变道的分支比和CP破坏.

在 $1/b$ 尺度以上的物理是依赖于具体的衰变道的．但是非常幸运的是它们可以应用微扰论来计算．我们可以在微扰理论的框架下，对具体的衰变道做具体的费曼图计算. 这其中包括可以因子化的计算形状因子的费曼图，非因子化的费曼图，因子化的湮没图和非因子化的湮没图．相比于简单因子化的方法，我们可以计算的贡献更加全面了.

除了硬胶子的交换以外，夸克之间的软胶子交换将给出双对数项$\ln^2(P,b)$．它产生于共线发散和软胶子发散的重叠效应．把这些双对数项求和起来就会给出一个Sudakov形状因子$\exp[-s(P,b)]$．这个形状因子的作用就是压低在大b时长程的相互作用．因为当b增大时，它是指数衰减的[11].

所有的大对数项都被用重整化群方程求和起来后，剩下的有限微扰部分则被吸收到 b 夸克衰变的六费米子相互作用 $H(t)$ 的计算中．因此 3 个尺度的因子化公式为

$$C(t)\ H(t)\ \Phi(x)\ \exp\left[-s(P,b)-2\int_{1/b}^{t}\mathrm{d}\mu/\mu\,\gamma_{\mathrm{q}}(\alpha_{\mathrm{s}}(u))\right], \tag{3}$$

这里$C(t)$是各个衰变道对应的四夸克算符的系数，$\Phi(x)$是相应的介子波函数．而t取为H中最大的质量尺度．这样取是为了能使α_{s}的高阶修正达到最小．式中的$s(P,b)$是Sudakov形状因子；γ_{q}是夸克的反常量纲. 对它的积分描述了从 $1/b$尺度到t尺度的重整化群跑动.

正象前面提到的那样，在微扰QCD的方法中保留了波函数的横向动量. 实际上，忽略横向动量的假设只在波函数的非端点区域可以做. 在端点区域，纵向动量趋于零，横向动量就不再是个小量．保留了横向动量以后，也就没有了QCD因子化方法[4]中的端点发散问题．当然由于横向动量的引进，相应的也就需要应用Sudakov求和的技术，而这进一步压低了端点区域的贡献. 在最近的微扰QCD方法的研究中，我们还发现了另外一种大对数项的求和问题[12]. 弱衰变的圈图修正将在端点区域产生大对数项$\alpha_{\mathrm{s}}\ln^2x$. 这些大

对数项的求和产生的因子将更进一步压低端点区域的贡献.

由于上述的所有效应，在微扰QCD的方法中的微扰计算是很可靠的. 没有了端点发散，也没有了很大的非微扰的贡献. 在具体的数值计算中，也发现了在B→π的形状因子计算中几乎 100%的贡献来自于α_s /π＜0.3 的区域. 也就是说，微扰的贡献在B介子衰变中是主要的. 微扰QCD的微扰计算是很可靠的.

在B介子的第一类和第四类衰变中，微扰QCD计算表明可因子化的贡献确实是主要的. 其它的非因子化和湮没图的贡献虽然对分之比的贡献不大，但是它们却是提供强相互作用位相的主要来源. 对于B介子的第二类和第五类衰变，非因子化的贡献在很多情况下起了主要作用. 对于另外一些只有湮没图贡献的衰变来说，我们也可以在微扰QCD的方法中进行计算[13]，而这是其他方法所不能作的.

在微扰QCD的方法中，主要的输入参数来自于介子的波函数. 因此，计算的结果也非常依赖于波函数的选取. 对于多数的轻介子波函数，可以从光锥QCD求和规则的计算中得到. 对于没有理论计算的重介子波函数我们通过非轻子和半轻子衰变的数据给出限制. 通过计算发现，我们选取的B介子波函数，能够给出大多数非轻子衰变的正确的衰变分支比，例如，B→ππ衰变[11]，B→Kπ衰变[14]， B→πρ，B→πω衰变[15]，B→KK衰变[16]，B→Kϕ衰变[17]， B→D_sϕ衰变[13]， B→π， B→ρ半轻子衰变等[18]. 这些非轻子衰变计算中也给出了它们的CP破坏大小的预言.

4 总结

基于因子化的定理，发展应用了微扰 QCD 的方法. 在这个理论框架下，能够计算形状因子和 B 介子的非轻子衰变. 由于没有忽略夸克的横动量，以及 Sudakov 因子的压低作用，使得微扰 QCD 计算很可靠. 我们计算了形状因子和很多衰变道的分支比，结果与现有实验非常符合. 也作了许多衰变道的 CP 破坏预言，结果还有待于实验的检验.

B 介子的非轻子衰变粒子物理中一个很重要的研究课题. 任何理论的微小突破都会引起关注. 微扰 QCD 的方法在因子化的基础上迈出了很重要的一步. 希望在不久的将来由实验给出重要的检验.

参考文献(References)

1 Wirbel M, Stech B, Bauer M. Z. Phys., 1985, **C29**: 637; Bauer M, Stech B, Wirbel M. Z. Phys.,1987, **C34**: 103; CHAU L L, CHENG H Y, Sze W K et al. Phys. Rev., 1991, **D43**: 2176; Erratum, 1998, **D58**: 019902

2 Ali A, Kramer G, LÜ C D. Phys. Rev., 1998, **D58**: 094009; LÜ C D. Nucl. Phys. Proc., 1999, **74** (Suppl.): 227—230

3 CHEN Y H, CHENG H Y, Tseng B et al. Phys. Rev., 1999, **D60**: 094014; CHENG H Y, YANG K C. hep-ph/9910291

4 Beneke M, Buchalla G, Neubert M et al. Phys. Rev. Lett., 1999, 83: 1914; Nucl. Phys., 2000, **B591**: 313; DU Dong-Sheng. HEP&NP, 2002, **26**(Suppl.):

5 Lepage G P, Brodsky S. Phys. Rev., 1980, **D22**: 2157

6 Bander M, Silverman D, Soni A. Phys. Rev. Lett., 1979, **43**: 242

7 Ali A, Kramer G, LÜ C D. Phys. Rev., 1999, **D59**: 014005; LÜ C D. Proceedings of the Third International Conference on B Physics and CP Violation, Edited by CHENG H Y, HOU W S. World Scientific,1999, 245

8 Botts J, Sterman G. Nucl. Phys., 1989, **B225**: 62

9 CHANG C H, LI H N. Phys. Rev., 1997, **D55**: 5577; Yeh T W, LI H N. Phys. Rev., 1997, **D56**: 1615

10 Buchalla G, Buras A J, Lautenbacher M E. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**: 1125

11 LÜ C D, Ukai M, YANG M Z. Phys. Rev., 2001, **D63**: 074009

12 LI N N. hep-ph/ 0102013

13 LÜ C D. hep-ph/ 0112127

14 Keum Y Y, LI H N, Sanda A I. Phys. Lett., 2001, **B504**：6 ; Phys. Rev., 2001, **D63**: 054008

15 LÜ C D, YANG M Z. hep-ph/ 0011238

16 CHEN C H, LI N N. Phys. Rev., 2001, **D63**: 014003

17 CHEN C H, Keum Y Y, LI H N. hep-ph/ 0107165; Mishima S. hep-ph/ 0107206

18 Kurimoto T, LI H N, Sanda A I. hep-ph/ 0105003

Toward a Theory of Non-leptonic Two-Body B Decays in QCD

LÜ Cai-Dian[1)]

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract Based on factorization theorem, we develop a theory called perturbative QCD approach to deal with non-leptonic two body B decays. We apply the Sudakov resummation to transverse momentum distribution of quarks. Using the light cone wave function, we calculate many decays of B meson. Our result of branching ratios agrees with the B factory experiment. Our prediction of CP asymmetry will be tested soon by experiments.

Key words CP violation, QCD, wave function, factorization

1) E-mail: lucd@mail.ihep.ac.cn