

D → K l $\bar{\nu}_l$ 衰变过程的研究*

吴向尧^{1)†} 公丕锋²⁾ 苏希玉²⁾ 刘晓静¹⁾ 范希会²⁾ 王 丽¹⁾ 石宗华²⁾ 郭义庆³⁾

1) 吉林师范大学物理学院, 吉林 136000)

2) 曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

3) 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

(2005 年 7 月 5 日收到, 2005 年 12 月 28 日收到修改稿)

用光锥 QCD 求和规则研究 D → K l $\bar{\nu}_l$ 衰变过程, 首先计算 D → K 跃迁形状因子, 通过构造新的关联函数, 消除了 twist-3 波函数的不确定性给计算结果所带来的影响, 从而使计算结果更加精确. 计算得到的分支比与最近的实验数据相一致.

关键词: QCD 光锥求和规则, D 介子半轻衰变, 分支比, 形状因子

PACC: 1440L, 1330C, 1150L

1. 引 言

在粒子物理中, 重到轻遍举衰变过程为理解和检验标准模型提供重要基础, 因为它能提供关于 CP 破坏方面的信息, 也为研究超出标准模型以外的新物理打开窗口. 对所有这些问题都归结为粒子物理中最重要也是最困难的问题之一, 即计算强子矩阵元. 目前, 从 QCD 第一性原理精确计算强子矩阵元是不可能的, 因此人们只能寻找各种唯象的方法来研究. 其中研究 D 介子半轻衰变对计算 CKM 矩阵元以及夸克的混合都是非常重要的, 因为半轻衰变中, 强相互作用的影响比在非轻子衰变中要弱, 因此非微扰部分的贡献在半轻衰变中比非轻子衰变或强子衰变小. 另外, 在 D 介子的强子衰变中, 还需考虑未态相互作用效应. 目前, 这种效应在粒子理论中还没有可靠的方法进行计算. 因此, 研究 D 介子半轻衰变能更精确地计算 CKM 矩阵元, 且其强相互作用被参数化为跃迁形状因子, 已有一些很好的方法计算形状因子, 如 QCD 求和规则^[1], 格点规范理论^[2], 光锥 QCD 求和规则^[3], 夸克模型^[4], 重夸克模型理论^[5]等. 本文进一步研究 D → K 半轻衰变过程中在整个运动学范围内跃迁形状因子. 研究 D → K 半轻过程, 可以抽出 $|V_{cs}|$. 用改进光锥 QCD 求和规

则就能自动消除 twist-3 波函数不确定性所带来的影响. 因此, 用这种方法研究 D → K 过程, 就能更精确地抽起 $|V_{cs}|$. 另一方面, 计算半轻衰变宽度必须知道在整个运动学范围内的形状因子, 在光锥 QCD 求和规则(LCSR)方法中, 动量转移只适用在低、中等能量范围, 那么, 超过此能量范围的形状因子, 我们可采用极点方法进行外推而得到. 在文献 [6] 中, 用 QCD 求和规则系统计算了 $B(D) \rightarrow K_0^* \bar{l} \nu$ 半轻过程跃迁形状因子及衰变宽度, 给出 K_0^* 介子有价值的信息, 如 K_0^* 是 $s\bar{q}$ 的 0^+ 标量介子, 并具有质量 $M_{K_0^*}$ (1430). 我们的工作用光锥 QCD 求和规则研究 D → K 半轻衰变, 与文献 [6] 的 QCD 求和规则有类似的地方, 例如计算跃迁形状因子, 本文用光锥波函数代替文献 [6] 中的夸克凝聚, 计算结果与最近的实验结果相一致.

2. D → K 半轻衰变

对 D → K l $\bar{\nu}_l$, $l = e, \mu$ 过程, 衰变宽度与动量转移平方的关系为

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G^2 |V_{cs}|^2}{24\pi^3} (E_K^2 - m_K^2)^2 [f_{DK}^+(q^2)]^2, \quad (1)$$

其中 $E_K = (m_D^2 + m_K^2 - q^2)/2m_D$ 是 K 介子在 D 介子静止系中能量. 则衰变宽度 Γ :

* 安徽省教育厅自然科学基金(批准号 2004KJ323)资助的课题.

† E-mail: phymath@etang.com

$$\Gamma(D \rightarrow K l \tilde{\nu}_l) = \int_0^{(m_D - m_K)^2} dq^2 \frac{d\Gamma(D \rightarrow K l \tilde{\nu}_l)}{dq^2} = \frac{G^2 |V_{sc}|^2}{24\pi^3} \int_0^{(m_D - m_K)^2} (E_K^2 - m_K^2)^{3/2} \times [f_{DK}^+(q^2)]^2 dq^2. \quad (2)$$

可见,要计算 $D \rightarrow K l \tilde{\nu}_l$ 过程衰变宽度 Γ ,并结合实验数据抽起 $|V_{sc}|$,必须精确计算在整个运动学范围内的形状因子,即计算

$$f_{DK}^+(q^2) \quad 0 \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2, \quad (3)$$

在 LCSR 方法中,计算出的形状因子其动量转移范围在

$$q^2 \leq m_c^2 - 2m_c \chi \approx 0.6\text{GeV}^2, \quad (4)$$

其中 $\chi = 500\text{MeV}$. 在 $q^2 > 0.6\text{GeV}^2$ 时,计算发现, twist-4 波函数贡献迅速增加使得 $f_{DK}^+(q^2)$ 与 Borel 参数 M^2 之间的稳定性丢失,从而破坏了光锥展开,使 LCSR 方法失效. 那么,在 LCSR 动量转移范围之外,即

$$m_c^2 - 2m_c \chi \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2. \quad (5)$$

我们采用极点近似方法,并通过外推来得到. 使极贡献来自于基态矢量介子 D^* ,用它来反映大 q^2 处的贡献.

为了确定在大动量转移 $m_c^2 - 2m_c \chi \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2$ 范围内的形状因子 $f_{DK}^+(q^2)$,不能用 LCSR 方法,我们考虑下列色散关系:

$$f_{DK}^+(q^2) = \frac{f_{D^*} g_{D^*DK}}{2m_{D^*} \left(1 - \frac{q^2}{m_{D^*}^2}\right)} + \int_{\sigma_0}^{\infty} \frac{\mathcal{A}(\sigma) d\sigma}{1 - \frac{q^2}{\sigma}} = F_G(q^2) + F_H(q^2), \quad (6)$$

其中 f_{D^*} 是 D^* 介子衰变常数,定义为

$$0 | \bar{d} \gamma_\mu c | D^* = m_{D^*} f_{D^*} \varepsilon_\mu, \quad (7)$$

ε_μ 是 D^* 介子的极化矢量. g_{D^*DK} 是 $D^* D\pi$ 强耦合常数,定义为

$$D^*(q, e) \mathcal{K}(p) | D(p+q) = -g_{D^*DK}(p \cdot \varepsilon), \quad (8)$$

$\mathcal{A}(\sigma)$ 是谱密度, σ_0 是阈参数. $F_G(q^2)$ 表示来自 D^* 介子基态的贡献,即(6)式中的第一项. 而 $F_H(q^2)$ 描述在 D^* 道更高态的贡献.

在 $0 \leq q^2 \leq m_c^2 - 2m_c \chi$ 区域内, $f_{DK}^+(q^2)$ 由光锥求和得到,即

$$f_{DK}^+(q^2) = f_{DK}^{+(LCSR)}(q^2), \quad (9)$$

同时,非微扰参量 $f_{D^*} g_{D^*DK}$ 也在同样框架(LCSR)中得到.

在(6)式中,若采用单极点近似,即

$$f_{DK}^+(q^2) = \frac{f_{D^*} g_{D^*DK}}{2m_{D^*} \left(1 - \frac{q^2}{m_{D^*}^2}\right)}, \quad (10)$$

则计算发现,在 q^2 较大时,其大小与 $f_{DK}^{+(LCSR)}(q^2)$ 接近,这说明(6)式中更高态的贡献不能忽略. 因此,我们还需要考虑第二极点的贡献,即 $F_H(q^2)$ 的贡献. 这样,我们就得到 $D \rightarrow K$ 的形状因子在整个运动学范围内的形式为

$$f_{DK}^+(q^2) = \frac{f_{DK}^+(0)}{\left(1 - q^2/m_{D^*}^2\right) \left(1 - \alpha_{DK} q^2/m_{D^*}^2\right)} \quad 0 \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2, \quad (11)$$

其中 $\alpha_{DK} = 1 - \frac{2m_{D^*} \cdot f_{DK}^+(0)}{f_{D^*} g_{D^*DK}}$.

从(10)式中可知,要确定 $f_{DK}^+(q^2)$,必须知道耦合常数 g_{D^*DK} 和参数 m_{D^*} . 其中 m_{D^*} 参数可由 $f_{DK}^+(q^2)$ 在中低等能量范围内与 $f_{DK}^{+(LCSR)}(q^2)$ 一致而定出. 可见,首先必须用光锥 QCD 求和规则方法计算出 $f_{DK}^{+(LCSR)}(q^2)$. 同时,耦合常数 g_{D^*DK} 与 $f_{DK}^{+(LCSR)}(q^2)$ 一样,由相同的关联函数来计算.

3. 构造关联函数

$D \rightarrow K$ 弱形状因子 $\mathcal{K}(q^2)$ 和 $\tilde{f}(q^2)$ 定义为

$$\mathcal{K}(p) | \bar{s} \gamma_\mu c | D(p+q) = 2f_{DK}^+(q^2) p_\mu + \tilde{f}_{DK}^+(q^2) q_\mu \quad (12)$$

其中 q 是动量转移,对 $D \rightarrow K l \tilde{\nu}_l$ 过程,当 $l = e, \mu$ 时,由于 m_e, m_μ 质量很小,可以忽略 $\tilde{f}_{DK}^+(q^2)$ 带来的贡献. 我们构造下列的手征流关联函数^[7,8]:

$$\begin{aligned} \Pi_\mu(p, q) &= i \int d^4x e^{iqx} \mathcal{K}(p) | T \{ \bar{s}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c(x), \bar{c}(0) (1 + \gamma_5) u(0) \} | 0 \\ &= F(q^2 (p+q)^2) p_\mu + \tilde{F}(q^2 (p+q)^2) q_\mu. \end{aligned} \quad (13)$$

在(13)中分别插入两组完备中间态 $|D^H\rangle$ 和 $|D^*\rangle$ 并结合(7)(8)式就得到不变振幅 $F(q^2 (p+q)^2)$ 的强子表示形式:

$$\begin{aligned} F^H(q^2 (p+q)^2) &= \frac{m_{D^*}^2 m_D f_D f_{D^*} g_{D^*DK}}{m_c (q^2 - m_{D^*}^2) ((p+q)^2 - m_D^2)} \\ &+ \iint \frac{\rho^H}{(s_1 - q^2) (s_2 - (p+q)^2)} \times ds_1 ds_2 + \text{减除项}, \end{aligned} \quad (14)$$

第一项中含有 g_{D^*DK} , 它来自基态贡献, 第二项是激发态和连续态的贡献, 用双重色散积分表示. 其中 $\rho^b(s_1, s_2)$ 是谱密度, 由夸克-强子二象性假设得

$$\rho^b(s_1, s_2) = \rho^{\text{QCD}}(s_1, s_2) \mathcal{A}(s_1 - s_0^1) \mathcal{A}(s_2 - s_0^2). \quad (15)$$

下面要在 QCD 理论中计算不变振幅 $F^{\text{QCD}}(q^2, (p+q)^2)$, 并与强子表示比较后就得到 g_{D^*DK} . 在大的类空动量区域: $q^2 \ll 0$ 和 $(p+q)^2 \ll 0$, 对应 x^2 在光锥附近 $x^2 \approx 0$. 这样我们可以对关联函数(13)式在光锥附近展开. 通过收缩得到 c 夸克传播子, 考虑到高扭度贡献时应包含背景场的作用:

$$\begin{aligned} & 0 | T \{ \bar{c}(x) c(0) \} | 0 \\ &= i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-ikx} \frac{k + m_c}{k^2 - m_c^2} - i g_s \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-kx} \int_0^1 dv \\ & \times \left[\frac{1}{2} \frac{k + m_c}{\mathcal{X}(m_c^2 - k^2)} G^{\mu\nu}(vx) \sigma_{\mu\nu} \right. \\ & \left. + \frac{1}{m_c^2 - k^2} vx_\mu G^{\mu\nu}(vx) x_\nu \right] \\ &= S^{(0)} + S^{(1)}. \end{aligned} \quad (16)$$

收缩 b 夸克后, 对局域算符矩阵元在 $x^2 = 0$ 附近展开, 由 K 介子光锥波函数表示^[9]. 经复杂计算, 我们得到不变振幅的 QCD 形式:

$$\begin{aligned} & F^{\text{QCD}}(q^2, (p+q)^2) \\ &= F^{\langle \bar{q} | \chi(q^2, (p+q)^2) \rangle} F^{\langle q | \bar{\chi}(q^2, (p+q)^2) \rangle} \\ &= 2m_c f_K \left\{ \int_0^1 du \left[\frac{\varphi_K(u)}{m_c^2 - (q+up)^2} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{8m_c^2 [g_1(u) - G_2(u)]}{[m_c^2 - (q+up)^2]^2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2ug_2(u)}{[m_c^2 - (q+up)^2]} \right] \right\} + 2m_c f_K \int_0^1 d\alpha \int D\alpha \\ & \times \frac{2\varphi_\perp(\alpha_i) + 2\tilde{\varphi}_\perp(\alpha_i) - \varphi_{11}(\alpha_i) - \tilde{\varphi}_{11}(\alpha_i)}{(m_c^2 - [q + (\alpha_1 + \alpha\alpha_3)p]^2)}, \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $\varphi_K(u)$ 是 K 介子 twist-2 波函数, $g_1(u), g_2(u)$ 是两粒子态的 twist-4 波函数. $\varphi_\perp(\alpha_i), \tilde{\varphi}_\perp(\alpha_i), \varphi_{11}(\alpha_i), \tilde{\varphi}_{11}(\alpha_i)$ 是三粒子态的 twist-4 波函数. 在选用非手征流关联函数计算时, 发现 twist-3 与 twist-2 波函数都是主要贡献的波函数. 但 twist-3 波函数不好确定, 因此给计算结果带来较大的不确定性. 但在我们所选择的手征流关联函数中 twist-3 波函数自动不出现, 从而改善了光锥 QCD 求和规则的计算结果.

对 $F^{\text{H}}(q^2, (p+q)^2)$ 和 $F^{\text{QCD}}(q^2, (p+q)^2)$ 作为对变量 q^2 和 $(p+q)^2$ 的双重 Borel 变换, 并应用双重色散关系(15)式, 可得到耦合常数 g_{D^*DK} :

$$\begin{aligned} f_D f_{D^*} g_{D^*DK} &= \frac{2m_c(m_c + m_s)}{m_D^2 m_{D^*}} f_K e^{(m_D^2 + m_{D^*}^2)2M_1^2} \\ & \times \left\{ M_1^2 \left[e^{-(m_c^2 + m_K^2/4)M^2} - e^{-\frac{s_0}{M^2}} \right] \varphi_K(1/2) \right. \\ & \left. + e^{-(m_c^2 + m_K^2/4)M_1^2} \cdot \left[g_2(1/2) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{4m_c^2}{M_1^2} \left(g_1(1/2) - \int_0^{1/2} g_2(v) dv \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_0^{1/2} d\alpha_1 \int_{1/2\alpha_1}^{1-\alpha_1} \frac{d\alpha_3}{\alpha_3} [2\varphi_\perp(\alpha_i) \right. \right. \\ & \left. \left. + 2\tilde{\varphi}_\perp(\alpha_i) - \varphi_{11}(\alpha_i) \right. \right. \\ & \left. \left. - \tilde{\varphi}_{11}(\alpha_i) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

在同一关联函数(13)式中, 类似计算得到 $D \rightarrow K$ 跃迁形状因子为

$$\begin{aligned} & f_{DK}^+(q^2) \\ &= \frac{m_c(m_c + m_s)}{m_D^2 f_D} f_K e^{m_D^2/M^2} \\ & \times \left\{ \int_\Delta^1 \frac{du}{u} e^{-(m_c^2 - (q^2 - um_K^2)(1-u))uM^2} \left[\varphi_K(u) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{4m_c^2}{u^2 M^4} g_1(u) + \frac{2}{uM^2} \int_0^u g_2(v) dv \left(1 + \frac{m_c^2 + g^2}{uM^2} \right) \right] \right. \\ & \left. + \int_0^1 d\alpha \int D\alpha_i \frac{\mathcal{A}(\beta - \Delta)}{\beta^2 M^2} e^{-(m_c^2 - q^2(1-\beta))\beta M^2} \right. \\ & \left. \times [2\varphi_\perp(\alpha_i) + 2\tilde{\varphi}_\perp(\alpha_i) - \varphi_{11}(\alpha_i) - \tilde{\varphi}_{11}(\alpha_i)] \right. \\ & \left. - 4m_c^2 e^{-s_0/M^2} \left[\frac{1}{(m_c^2 - q^2)} \left(1 + \frac{s_0 - q^2}{M^2} \right) g_1(\Delta) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{(s_0 - q^2)(m_c^2 - q^2)} \frac{dg_1(\Delta)}{du} \right] \right. \\ & \left. - 2e^{-s_0/M^2} \left[\frac{m_c^2 + q^2}{(s_0 - q^2)(m_c^2 - q^2)} g_2(\Delta) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{m_c^2 - q^2} \left(1 + \frac{m_c^2 + q^2}{m_c^2 - q^2} \left(1 + \frac{s_0 - q^2}{M^2} \right) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. \times \int_0^\Delta g_2(v) dv \right] \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中 $\varphi_K(u)$ 是 π 介子 twist-2 波函数, $\beta = \alpha_1 + \alpha\alpha_3$,

$$\Delta = \frac{(m_c^2 - q^2)}{(s_0 - q^2)},$$

$$D\alpha_i = d\alpha_1 d\alpha_2 d\alpha_3 \delta(1 - \alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3).$$

4. 数值分析

在求和规则的结果中,有以下输入参数:c 夸克质量 m_c , D, D* 夸克质量 m_D 和 m_{D^*} , 衰变常数 f_D 和 f_{D^*} 以及阈参数 s_0 . 它们的取值为

$m_c = 1.3\text{GeV}$, $m_D = 1.87\text{GeV}$, $m_{D^*} = 1.92\text{GeV}$. f_D 和 s_0 在文献[9]中给出的结果为 $f_D = 0.17\text{GeV}$, $s_0 = 6.0\text{GeV}$. 对 K 介子 $f_K = 0.170\text{GeV}$. K 介子光锥波函数取渐近形式为^[9]

$$\varphi_K(u) = 6u(1-u) \left[1 + 0.17 \times \frac{3}{2} (5(2u-1)^2 - 1) + 0.21 \times \frac{15}{8} (2(2u-1)^2 - 0.07(2u-1)^2 + 1) \right] \quad (20)$$

有了输入参数,下一步寻找 Borel 参数 M^2 和 M_1^2 的可置信范围. 如图 1, 2, 3 所示. 图 1 给出 (18) 式中 $f_{D^*} g_{D^*DK}$ 关于 M_1^2 的平台. 可见, 当 $M_1^2 \geq 6 \text{ GeV}^2$ 时平台非常平稳, 取 $M_1^2 = 7\text{GeV}^2$ 时, 得到 $f_{D^*} g_{D^*DK} = 2.5\text{GeV}$. 从这些稳定的平台可看出我们的计算结果是正确的. 图 2 给出 (19) 式中分别取 $q^2 = 0, 0.3, 0.5\text{GeV}^2$ 时 $f_{DK}^+(q^2)$ 与 M^2 的平台. 在 $M^2 \geq 4\text{GeV}^2$ 时有稳定的平台. 从这些稳定的平台可以看出我们的计算结果是正确的, 满足 QCD 求和规则的要求. 取 $M^2 = 6.0\text{GeV}^2$ 时, 得到

$$f_{DK}^+(0) = 0.75. \quad (21)$$

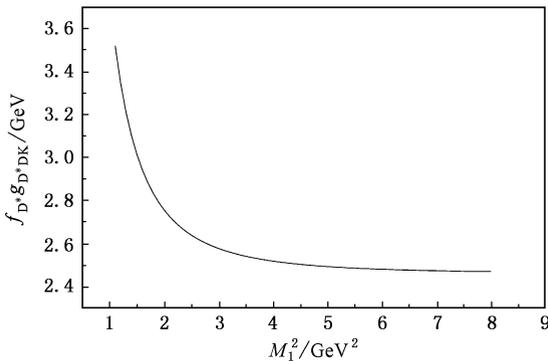


图 1 $f_{D^*} g_{D^*DK}$ 与 Borel 参数 M^2 的关系曲线(在 $M^2 \geq 6.0\text{GeV}^2$ 区域出现平台)

图 3 中实线对应(19)式中 $f_{DK}^+(q^2)$ 与 q^2 的关系曲线, q^2 的有效取值范围为 $0 \leq q^2 \leq 0.6\text{GeV}^2$ 即由光锥 QCD 求和规则计算的结果. 在 $0 \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2 = 2.98\text{GeV}^2$ 范围内, 由(11)式计算得到, 如图 3

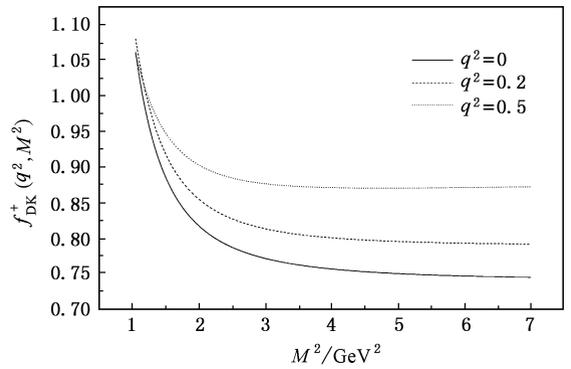


图 2 $f_{DK}^+(q^2, M^2)$ 与 Borel 参数 M^2 的关系曲线(实线对应 $q^2 = 0$ 点划线对应 $q^2 = 0.2$, 虚线对应 $q^2 = 0.5$. 在 $q^2 \geq 4\text{GeV}^2$ 区域出现平台)

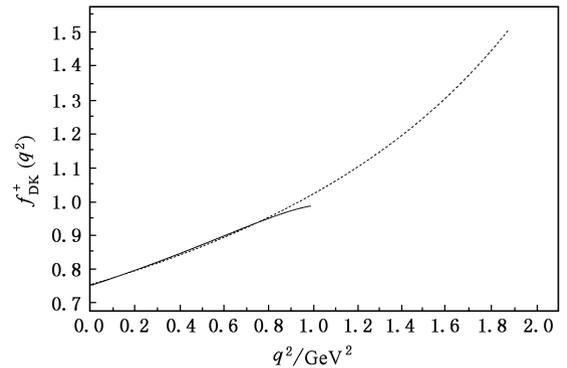


图 3 在整个运动学范围内 D $\rightarrow\pi$ 跃迁形状因子 $f_{DK}^+(q^2)$ (实短虚线是 LCSR 结果 $f_{DK}^+(q^2)$, 虚长线表示双极点的结果)

中虚线表示. 其中要求(11)式中在 $0 \leq q^2 \leq 0.6\text{GeV}^2$ 范围的曲线与(19)式中曲线相一致, 取 $m_{D^*} = 1.92\text{GeV}$ ^[9]后, 这两条曲线在 $0 \leq q^2 \leq 0.6\text{GeV}^2$ 范围内符合很好, 如图 3 所示. 这样在整个运动学范围内 $0 \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2$ 的 D \rightarrow K 跃迁形状因子就由(11)式给出, 即图 3 中虚线所示. 这样, 把(11)式代入(1)式即可得到 D \rightarrow K 过程的衰变宽度, 再由

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- l^+ \tilde{\nu}_l) = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- l^+ \tilde{\nu}_l)}{\Gamma} \quad (22)$$

计算 D $^0 \rightarrow K^- l^+ \tilde{\nu}_l$ 的分支比. 其中 Γ 是 D 0 总的衰变宽度, 它与 D 0 寿命的关系为

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar, \quad (23)$$

D 0 的寿命为 $\tau_{D^0} = 411.7 \times 10^{-15} \text{s}$. 计算得到 D $^0 \rightarrow K^- l^+ \tilde{\nu}_l$ 的分支比为

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- l^+ \tilde{\nu}_l) = (3.54 \pm 0.1)\% ,$$

粒子物理手册中实验数据^[10]为

$B(B \rightarrow D^0 \rightarrow K^- l^+ \bar{\nu}_l) = (3.42 \pm 0.15)\%$,
最近的实验数据^[11]给出

$B(D^0 \rightarrow K^- l^+ \bar{\nu}_l) = (3.52 \pm 0.1\%)$,
可见我们的计算结果在新的实验范围内.

5. 结 论

本文系统地研究了 $D \rightarrow K l \bar{\nu}_l$ 衰变过程, 通过构造适当的关联函数分别计算耦合常数 g_{D^*DK} 和形状

因子 $f_{DK}^+(q^2)$. 由于计算结果中, 自动不出现不确定的 K 介子 twist-3 的光锥波函数, 从而使计算结果更加精确. 最后, 计算出该衰变过程的分支比, 比粒子手册中的实验数据要小, 与最近给出的实验数据较接近. 对 D 的半轻衰变过程, 一方面还需要进一步研究, 实验方面还需进行数据积累. 从而给出更精确的理论计算结果和实验结果. 从而更好的进行比较, 精确抽取 CKM 矩阵元.

- [1] Shifman M A , Vainshtein A I , Zakharov V I 1979 *Nucl. Phys. B* **147** 385
 [2] Aubin C , Bernard C , Detar C *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 011601
 [3] Khodjamirian A , Rückl R , Weinzierl S , Winhart C W , Yakovlev O 2000 *Phys. Rev. D* **62** 114002
 [4] Melikhov D , Stech B 2000 *Phys. Rev. D* **62** 114002
 [5] Fajfer S , Kamenik J 2005 *Phys. Rev. D* **71** 014020

- [6] Yang M Z Eprint : hep-ph/0509103
 [7] Huang T , Li Z H 1998 *Phys. Rev. D* **57** 1993
 [8] Huang T , Li Z H , Wu X Y 2001 *Phys. Rev. D* **63** 094001
 [9] Khodjamirian A , Rückl R , Winhart C W 2000 *Phys. Rev. D* **58** 054013
 [10] Particle D G , Hagiward K , Nomura D *et al* 2002 *Phys. Rev. D* **66** 010001
 [11] Yongsheng G , Semileptonic D Eprint hep-ex/0411014

Research on $D \rightarrow K l \bar{\nu}_l$ decay *

Wu Xiang-Yao^{1)†} Gong Pi-Feng²⁾ Su Xi-Yu²⁾ Liu Xiao-Jing¹⁾ Fan Xi-Hui²⁾
 Wang Li¹⁾ Shi Zong-Hua²⁾ Guo Yi-Qing³⁾

1) *Institute of Physics , Jilin Normal University , Jilin 136000 , China*

2) *Institute of Physics and Engineering , Qufu Normal University , Qufu 273165 , China*

3) *Institute of High Energy Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China*

(Received 5 July 2005 ; revised manuscript received 28 December 2005)

Abstract

In this paper , the $D \rightarrow K l \bar{\nu}_l$ decay is researched using by QCD light cone sum rules . Firstly , the form factor of $D \rightarrow K$ is calculated by choosing a new correlative function to eliminate the effect caused by the uncertainty of twist-3 function , so the calculation result of form factor is more precise , and the branching ratio is consistent with the experimental data .

Keywords : QCD light cone sum rules , D semileptonic decay , branching ratio , form factor

PACC : 1440L , 1330C , 1150L

* Project supported by the Natural Science Foundation of Education Bureau of Anhui Province , China (Grant No.2004KJ323) .

† E-mail : phymath@etang.com