

B 中間子の $K\pi, \pi\pi$ 崩壊過程に対するペンギン図の寄与について¹

松田 正久 (愛知教育大学)

我々は、これまで B -中間子の稀崩壊に注目して研究を行ってきた。これは (1) 標準模型の枠内で、1-ループのレベルで起こる稀崩壊を通じて、ループに主として寄与するトップクォークの質量や、小林・益川混合行列に対する制限が得られる (2) ループ効果としての標準模型を超える様々な粒子 (2 個以上のヒグス 2 重項を持つ模型・超対称模型、超弦模型など) の荷電ヒグス粒子、超対称粒子、第 4 世代のクォーク、L-R 対称模型など) に対する情報が得られる (3) 非包含過程の分析を通じて、ハドロン間の行列要素に関する情報を得る。これによって、 $HQET$ やフレーバー対称性、様々な過程に対する形状因子などハドロン系に対する豊富な情報が可能となる (4) KEK の次期計画である B -工場が実現する状況で、今まで実験的に困難と考えられていた様々な稀崩壊過程の分岐比などが測定可能となる状況にあるなどの理由による。ペンギン図で生じる過程の中で、最近 CLEO グループは分岐比 $B \rightarrow K^*\gamma = 4.5 \pm 1.5 \pm 0.9 \times 10^{-5}$ 、包含崩壊過程に対して $b \rightarrow s\gamma < 5.4 \times 10^{-4}$ を与えた [1]。標準模型による予測値 $Br(B \rightarrow K^*\gamma) = 3 \times 10^{-5}$ 、 $Br(b \rightarrow s\gamma) = (2 \sim 4) \times 10^{-4}$ と矛盾しない。包含崩壊過程の上限値より、標準模型の拡張の一つとしての荷電ヒグス粒子の質量に対し、 $m_{H^\pm} < 220 \text{ GeV} (\cot\beta = v_d/v_u = 0)$ が得られる [2]。

また、同じく CLEO グループは、小林・益川角抑制過程の一つである $B \rightarrow \pi\pi, KK$ に対し、 $Br(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^- + K^+\pi^- + K^+K^-) = (2.4_{-0.7}^{+0.8} \pm 0.2) \times 10^{-5}$ を与えた [3]。ペンギン図の寄与を無視する場合には、理論的には

$$Br(B \rightarrow \pi\pi) = \frac{1}{\lambda^2} Br(B \rightarrow K\pi) = 20 Br(B \rightarrow K\pi)$$

、 $\lambda = V_{us} = 0.221 \pm 0.002$ となる。また、 $B \rightarrow KK$ は、クォーク消滅図で起き $Br(B \rightarrow \pi\pi) \simeq 400 Br(B \rightarrow KK)$ 程度となるので、分析からは除外する。ペンギン図は、 $B \rightarrow \pi\pi$ と $B \rightarrow K\pi$ の過程に寄与し、特に後者では 1 次のループ効果であるペンギン図の寄与が大きいことが期待される。ここでは、これらの過程に対するペンギン図の寄与を QCD 効果を含めて計算した。 B 崩壊のハミルトニアンは

$$H_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[v_u \sum_{i=1}^2 C_i(\mu) O_i(\mu) + v_t \sum_{i=3}^8 C_i(\mu) O_i(\mu) \right], \quad (1)$$

ここで因子 $v_q (q = u, t)$ は

$$v_q = \begin{cases} V_{qb} V_{qs}^* & \text{for } b \rightarrow s \\ V_{qb} V_{qd}^* & \text{for } b \rightarrow d \end{cases} \quad (2)$$

である。また $b \rightarrow s$ 遷移を与える演算子 O_i は文献を参照されたい [2]。その係数 $C_i(\mu)$ の具体的な形についても、文献を参照されたい。QCD 補正を加えた $C_i(m_b)$ は数値的には繰り込み群の手法を用いて計算できる。これらを用いて、 $B \rightarrow K\pi$ の崩壊振幅は次式で求められる。ここで因子化の方法とクォー

¹本報告は谷本盛光 (愛媛大学)、林 武美 (皇學館大学) 両氏との共同研究に基づいている。詳細は、"Penguin Effects on $K\pi$ and $\pi\pi$ Decays of the B Meson (AUE-05-93, to be published in Phys. Lett. B)" を参照下さい。

クの運動方程式を仮定した.

$$\begin{aligned} \langle K^+ \pi^- | H_{eff} | B_d^0 \rangle &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[-V_{ub} V_{us}^* \left(\frac{1}{3} C_1 + C_2 \right) a^{K\pi}(Q^2) - V_{tb} V_{ts}^* \left(\frac{1}{3} C_3 a^{K\pi}(Q^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + C_4 a^{K\pi}(Q^2) + \frac{2}{3} C_5 b^{K\pi}(Q^2) + 2C_6 b^{K\pi}(Q^2) + \frac{\alpha_s}{3\pi} C_8 \frac{m_b}{q^2} c^{K\pi}(Q^2) \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

ここでハドロン行列要素 $a^{K\pi}$, $b^{K\pi}$ and $c^{K\pi}$ は

$$\begin{aligned} \langle K^+ | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 u | 0 \rangle &= f_K Q_\mu, \\ \langle \pi^- | \bar{u} \gamma_\mu b | B_d^0 \rangle &= \left(p_B + p_\pi - \frac{m_B^2 - m_\pi^2}{Q^2} Q \right)_\mu F_1^{B\pi}(Q^2) + \frac{m_B^2 - m_\pi^2}{Q^2} Q_\mu F_0^{B\pi}(Q^2), \end{aligned} \quad (4)$$

で定義される崩壊定数 $f_K = 161 \text{ MeV}$ と縦方向形状因子 $F_0^{B\pi}(Q^2)$ ($Q = p_B - p_\pi$, $Q^2 = m_K^2$) を用いて

$$\begin{aligned} a^{K\pi}(Q^2) &= f_K (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{B\pi}(Q^2), \\ b^{K\pi}(Q^2) &= \frac{m_K^2}{(m_s + m_u)(m_b - m_u)} a^{K\pi}(Q^2), \\ c^{K\pi}(Q^2) &= \left[\frac{m_B^2 - m_K^2}{2(m_b - m_u)} + \frac{m_K^2}{m_s + m_u} \frac{m_B^2}{m_B^2 - m_\pi^2} \right] a^{K\pi}(Q^2), \end{aligned} \quad (5)$$

で与えられる. 最終的に分岐比は

$$BR(B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = \tau_B \frac{p_\pi}{8\pi m_B^2} |\langle K^+ \pi^- | H_{eff} | B_d^0 \rangle|^2. \quad (6)$$

となる. 同様に $B \rightarrow \pi\pi$ の崩壊振幅も求めることが出来て

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ \pi^- | H_{eff} | B_d^0 \rangle &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[-V_{ub} V_{ud}^* \left(\frac{1}{3} C_1 + C_2 \right) a^{\pi\pi}(Q^2) - V_{tb} V_{td}^* \left(\frac{1}{3} C_3 a^{\pi\pi}(Q^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + C_4 a^{\pi\pi}(Q^2) + \frac{2}{3} C_5 b^{\pi\pi}(Q^2) + 2C_6 b^{\pi\pi}(Q^2) + \frac{\alpha_s}{3\pi} C_8 \frac{m_b}{q^2} c^{\pi\pi}(Q^2) \right) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

となる. ここで各形状因子は, $Q^2 = m_\pi^2$, $f_\pi = 132 \text{ MeV}$ で

$$\begin{aligned} a^{\pi\pi}(Q^2) &= f_\pi (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{B\pi}(Q^2), \\ b^{\pi\pi}(Q^2) &= \frac{m_\pi^2}{(m_d + m_u)(m_b - m_u)} a^{\pi\pi}(Q^2), \\ c^{\pi\pi}(Q^2) &= \left[\frac{m_B^2 - m_\pi^2}{2(m_b - m_u)} + \frac{m_\pi^2}{m_d + m_u} \frac{m_B^2}{m_B^2 - m_\pi^2} \right] a^{\pi\pi}(Q^2), \end{aligned} \quad (8)$$

である. 近似として

$$F_0^{B\pi}(m_K^2) \simeq F_0^{B\pi}(m_\pi^2) \simeq F_0^{B\pi}(0) = F_1^{B\pi}(0), \quad (9)$$

を使う. これは形状因子を共鳴状態のポールで近似するモデルで数%の精度で成立していることが確かめられている [4]. 分析に用いたパラメーターは, $m_b = 4.58 \text{ GeV}$ or 5.12 GeV , $m_c = 1.45 \text{ GeV}$, $m_s = 160 \text{ MeV}$, $m_u = 5.7 \text{ MeV}$ and $m_d = 8.7 \text{ MeV}$. 未定の変数は, トップ質量と CP の破れの位相

ϕ を除いては、 $B \rightarrow K\pi$ と $B \rightarrow \pi\pi$ 崩壊振幅に現われる $F_0^{B\pi}(0)$ である。形状因子の不確定さを避けるために、この二つの崩壊過程の比をとり、 CP の破れの位相 $\phi(V_{ub}=|V_{ub}|\exp(-i\phi))$ を変数とした $m_b = 4.58\text{GeV}$ と 5.12GeV ($m_t = 140\text{GeV}$ を仮定) 予測値を図1に示す。結果は $m_t = 120 \sim 180\text{GeV}$ の範囲で4%変化するのみである。しかし、図から明らかなように $|V_{ub}/V_{cb}| = 0.08 \pm 0.02$ ($|V_{cb}| = 0.045$) [3] に強く依存している。ペンギン図の寄与を評価するため $\phi = 90^\circ$, $m_b = 4.58\text{GeV}$, $m_t = 140\text{GeV}$ でのトリ-の振幅に対するペンギン図の振幅の比を $B \rightarrow K\pi$ と $B \rightarrow \pi\pi$ の両過程に対して与える。

$$\left| \frac{A(\text{penguin})}{A(\text{tree})} \right| = \begin{cases} 4.22 \times \left(\frac{0.08}{|V_{ub}/V_{cb}|} \right) & \text{for } B \rightarrow K\pi \\ 0.22 \times \left(\frac{0.08}{|V_{ub}/V_{cb}|} \right) & \text{for } B \rightarrow \pi\pi \end{cases} \quad (10)$$

$B \rightarrow K\pi$ 崩壊に対してはペンギン図の寄与が支配的であり、 $B \rightarrow \pi\pi$ 崩壊ではトリ-図が支配的であるが、ペンギン図の寄与も無視できない。

実験値 $B \rightarrow \pi\pi + K\pi$ は、形状因子 $F_0^{B\pi}(0)$ に対する制限を与える。図2に $\phi = 90^\circ$ と 30° の各々について $F_0^{B\pi}(0)$ を変数とした分岐比を実験値と共に与えてある。これから $F_0^{B\pi}(0) = 0.26 \sim 0.55$ が実験と矛盾しない領域として得られる。またBSW模型は $F_0^{B\pi}(0) = 0.33$ [4] を与え、これは実験値と矛盾しないが、GISW模型からの形状因子は小さすぎて実験値を再現しない[5]。最後に、 $B \rightarrow \pi\pi$ の場合の崩壊非対称率

$$A = \frac{(1 - |\rho|^2) + 2\Delta m/\Gamma \text{Im}(q\rho/p)}{(1 + |\rho|^2)(1 + (\frac{\Delta m}{\Gamma})^2)}$$

$\rho = A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi\pi)/A(B_d^0 \rightarrow \pi\pi)$, $\Delta m/\Gamma = 0.70$ として ϕ を変数としたときの結果を図3に与える。また、ヒグス粒子の寄与は、 m_{H^\pm} , $\cot\beta = 1$ の場合で、分岐比に対して高々10%の寄与を与えるのみである。最近の類似の研究として[6]がある。

参考文献

- [1] R. Ammar et al., CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett **71**(1993) 674.
- [2] T.Hayashi, M.Matsuda and M.Tanimoto, Prog. Theor. Phys. **89**(1993) 1047.
- [3] M. Battle, et al., CLEO Collaboration, CLNS 93/1235, CLEO 93-13(1993).
- [4] M.Bauer, B. Stech and M. Wirbel, Z. Phys. **C34**(1987) 103.
- [5] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein and M.B.Wise, Phys. Rev. **D39** (1989) 799
- [6] J. P. Silva and L. Wolfenstein, Preprint at Carnegie-Mellon University, hep-ph 9309283, 1993.

