

B-メソンの稀崩壊過程について¹

松田 正久(愛知教育大)・谷本 盛光(愛媛大)

B-メソンの稀崩壊過程は(1)1ループレベル(トップクォークが主に効く)での標準模型の検証(V_{KM} の決定など),(2)低エネルギー領域で標準模型を超える新しい物理(荷電ヒグス粒子,超対称粒子,第4世代のクォークなど)の情報,(3)exclusiveな崩壊過程でのハドロンの力学(重いクォークの対称性など)の研究 にとって重要な過程である.これらの過程(括弧内は素過程)には,(1) $B \rightarrow X_{s(d)}\gamma(b \rightarrow s(d)\gamma)$,(2) $B \rightarrow X_s\phi(b \rightarrow s^*g \rightarrow ss\bar{s})$,(3) $B \rightarrow X_{s(d)}\bar{l}(b \rightarrow s(d)^*\gamma, Z^0 \rightarrow s(d)\bar{l})$,(4) $B \rightarrow X_{s(d)}\nu\bar{\nu}(b \rightarrow s(d)^*Z^0 \rightarrow s(d)\nu\bar{\nu})$,(5) $B_{d(s)}^0 \rightarrow \bar{l}, \gamma\gamma, \nu\bar{\nu}$ などがある.ここでは,(1)と(2)の過程について述べる.

これらの稀崩壊過程に寄与する4体型ハミルトニアンは

$$H_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=1}^{10} C_i(m_b) O_i(m_b), \quad (1)$$

で,括弧の中の m_b は,B崩壊のエネルギースケールを表し, $m_b = 4.58\text{GeV}$ を使う.また,次の相互作用演算子が寄与する.

$$\begin{aligned} O_1 &= (\bar{c}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\beta})(\bar{s}_{L\beta}\gamma_\mu c_{L\alpha}), \\ O_2 &= (\bar{c}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\alpha})(\bar{s}_{L\beta}\gamma_\mu c_{L\beta}), \\ O_3 &= (\bar{s}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\alpha})\left(\sum_{5 \text{ quarks}} \bar{q}_{L\beta}\gamma_\mu q_{L\beta}\right), \\ O_4 &= (\bar{s}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\beta})\left(\sum_{5 \text{ quarks}} \bar{q}_{L\beta}\gamma_\mu q_{L\alpha}\right), \\ O_5 &= (\bar{s}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\alpha})\left(\sum_{5 \text{ quarks}} \bar{q}_{R\beta}\gamma_\mu q_{R\beta}\right), \\ O_6 &= (\bar{s}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\beta})\left(\sum_{5 \text{ quarks}} \bar{q}_{R\beta}\gamma_\mu q_{R\alpha}\right), \\ O_7 &= -i\frac{e}{8\pi^2} m_b \bar{s}_{L\alpha}\sigma^{\mu\nu} b_{R\alpha} q_\mu \epsilon_\nu, \\ O_8 &= -i\frac{g_c}{8\pi^2} m_b \bar{s}_{L\alpha}\sigma^{\mu\nu} T_{\alpha\beta}^a b_{R\beta} q_\mu \epsilon_\nu^a, \\ O_9 &= \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\beta})(\bar{e}\gamma_\mu e) \\ O_{10} &= \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s}_{L\alpha}\gamma^\mu b_{L\beta})(\bar{e}\gamma_\mu \gamma_5 e) \end{aligned} \quad (2)$$

O_7 が(1)の過程, $O_3 \sim O_6$ 及び O_8 が(2)の過程, O_9 と O_{10} が(3)の過程に効く. m_b での係数 $C_i(m_b)$ は,繰り込み群の式でエネルギースケールを m_W から m_b まで動かした時の値である[1]. m_W での各々の係数 $C_i(m_W)$ は, $x = m_i^2/m_W^2, y = m_i^2/m_H^2, \cot\beta = v_d/v_u$ などの関数として与えられる.具体的な式の形は,文献[2]に載せてあるので省略する.

¹これは,林武美(皇學館大)及びA. J. Davies(オーストラリア国立大)各氏との共同研究によっている.

(1) の過程については最近、CLEO のグループによって興味ある実験結果が得られた [3]。それによれば、 γ -包含過程について

$$B(b \rightarrow s\gamma) < 5.4 \times 10^{-4} \text{ (old data: } 8.4 \times 10^{-4}) \quad (3)$$

また 2 体崩壊過程について

$$B(B \rightarrow K^*\gamma) = 4.5 \pm 1.5 \pm 0.9 \quad (4)$$

と誤差は大きいものの初めて有限の値が得られた。QCD 補正を考慮すれば、 $m_t = 100 - 180 \text{ GeV}$ の範囲で、 $B(B \rightarrow X_s\gamma) = (2 - 4) \times 10^{-4}$ であるので、inclusive の分岐比の上限は標準模型の予想に近いところに近付いてきている [2]。ここでは特に標準模型を超える粒子として荷電ヒグス粒子の寄与を考慮して分析した。この粒子が存在すれば、内線の W -ボソンに加えて付加的に効くので分岐比は増える。したがって、そのパラメーター (ヒグスの質量と t -クォークとヒグスの結合の強さを与える $\cot\beta \equiv v_d/v_u$) に制限を与える。この実験値から得られる制限を図 1 に示す。

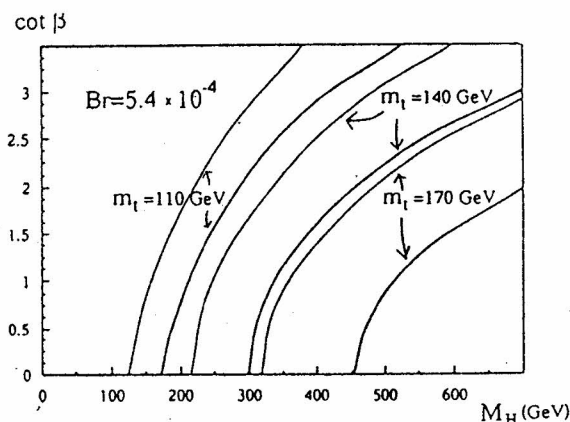


図 1 The allowed region of parameters m_H and $\cot\beta$ in the THDM. The allowed region is the right hand of the corresponding line. The thick and the thin lines correspond to the case of $m_b = 4.58 \text{ GeV}$ and $m_b = 5.00 \text{ GeV}$, respectively. The three cases for m_t to be 110 GeV , 140 GeV and 170 GeV are shown as indicated in the figure.

また、GISW 模型 [4] に基づく我々の計算では、 $B(B \rightarrow K^*\gamma)/B(B \rightarrow X_s\gamma) = 7\%$ であるので、これと実験値より γ 包含過程の分岐比として

$$B(B \rightarrow X_s\gamma) = (6.4 \pm 2.1 \pm 1.3) \times 10^{-4} \quad (5)$$

が予想される。この過程を含む各 K の共鳴状態への分岐比および計算の詳細については、参考文献 [2] を参照されたい。

次に、(2) の過程であるが、 O_8 のグルオン場に $s - \bar{s}$ がカップルするのでこれを変形した

$$O'_8 = -im_b \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{q^2} \bar{s}_L \alpha \sigma^{\mu\nu} T_{\alpha\beta}^a b_{R\beta} q_\mu \bar{s}_R \gamma_\nu T_{\beta\alpha}^a s^\alpha. \quad (6)$$

をもとに行列要素を計算する。 $B \rightarrow K_X \phi$ の行列要素は次のようになる。

$$\langle K_X \phi | H_{eff} | B \rangle = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \sum_{3,4,5,6,8'} C_i(m_b) \langle K_X \phi | O_i | B \rangle. \quad (7)$$

ここで、係数 $C_i (i = 3, 4, 5, 6, 8')$ は、繰り込み群の式から

$$\begin{aligned} C_3(m_b) &= 0.011 + 1.125C_3(m_W) - 0.121C_4(m_W), \\ C_4(m_b) &= -0.025 - 0.291C_3(m_W) + 0.824C_4(m_W), \\ C_5(m_b) &= 0.007 + 0.944C_3(m_W) + 0.083C_4(m_W), \\ C_6(m_b) &= -0.030 + 0.229C_3(m_W) + 1.465C_4(m_W), \\ C_8(m_b) &= -0.096 - 0.598C_3(m_W) + 1.029C_4(m_W) + 0.709C_8(m_W). \end{aligned} \quad (8)$$

となる。

因子化の方法 [5] により、これらの行列要素を評価すると

$$\begin{aligned} \langle K_X \phi | O_3 | B \rangle &= \frac{1}{3} \langle \phi | \bar{s} \gamma_\mu s | 0 \rangle \langle K_X | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle, \\ \langle K_X \phi | O_4 | B \rangle &= \frac{1}{3} \langle \phi | \bar{s} \gamma_\mu s | 0 \rangle \langle K_X | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle, \\ \langle K_X \phi | O_5 | B \rangle &= \frac{1}{4} \langle \phi | \bar{s} \gamma_\mu s | 0 \rangle \langle K_X | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle, \\ \langle K_X \phi | O_6 | B \rangle &= \frac{1}{12} \langle \phi | \bar{s} \gamma_\mu s | 0 \rangle \langle K_X | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

終状態の K_X として、以下の状態を対象とする [6].

$$1^1 S_1 : K, \quad 1^3 S_1 : K^*(892), \quad 1^3 P_2 : K_2^*(1430), \quad (10)$$

$$1^3 P_1, 1^1 P_1 : K_1(1270), K_1(1400), \quad (11)$$

$$1^3 P_0 : K_0(1430), \quad 2^1 S_0 : K(1460), \quad 2^3 S_1 : K^*(1410). \quad (12)$$

ここでスピン 1 のメソン $K_1(1270)$ と $K_1(1400)$ はほぼ 45° で $1^3 P_1$ と $1^1 P_1$ が混合している。Gordon の恒等式とカラー代数やフィルツ変換などをもとに $m_s = 0$ の極限で O'_8 を書き直す

$$O'_8 = i \frac{\alpha_s}{4\pi} m_b \frac{1}{q^2} \left[i \frac{8}{9} m_b (\bar{s}_L \gamma_\mu b_L) (\bar{s}_L \gamma^\mu s_L) - \frac{4}{9} (\bar{s} \sigma_{\mu\nu} b) \bar{s}(p')_L (\gamma^\mu p'^\nu - \gamma^\nu p'^\mu) s_L \right] \quad (13)$$

となるので行列要素は

$$\begin{aligned} \langle K_X \phi | O'_8 | B \rangle &= i \frac{\alpha_s}{4\pi} m_b \frac{1}{q^2} \left\{ i \frac{8}{9} m_b \langle \phi | \bar{s}_L \gamma_\mu s_L | 0 \rangle \langle K_X | \bar{s}_L \gamma^\mu b_L | B \rangle \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{9} \langle \phi | \bar{s}_L (\gamma^\mu p'^\nu - \gamma^\nu p'^\mu) s_L | 0 \rangle \langle K_X | \bar{s} \sigma_{\mu\nu} b | B \rangle \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

であたえられる。ここで

$$\begin{aligned} \langle \phi | \bar{s} \gamma_\mu s | 0 \rangle &= g_\phi \eta_\mu, \\ \langle \phi | \bar{s}_L (\gamma^\mu p'^\nu - \gamma^\nu p'^\mu) s_L | 0 \rangle &= \frac{1}{4} g_\phi (\eta^\mu p'_\nu - p'_\mu \eta^\nu), \end{aligned} \quad (15)$$

であり、 $g_\phi = 0.23 \text{ GeV}^2$ と $p'^\mu = p_\phi^\mu / 2$ の関係を用いた。例えば、ハドロンレベルでの行列要素 $\langle K_X | \bar{s} \sigma_{\mu\nu} b | B \rangle$ は $1^1 S_0$ と $1^3 S_1$ 状態に対しては

$$\begin{aligned} \langle K(p') | \bar{s} \sigma_{\mu\nu} b | \bar{B}(p) \rangle &= i s^T [(p + p')_\mu (p - p')_\nu - (p - p')_\mu (p + p')_\nu], \\ \langle K^*(p', \epsilon) | \bar{s} \sigma_{\mu\nu} b | \bar{B}(p) \rangle &= g_+^T \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \epsilon^{*\lambda} (p + p')^\sigma + g_-^T \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \epsilon^{*\lambda} (p - p')^\sigma \\ &\quad + h^T \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} (p + p')^\lambda (p - p')^\sigma (\epsilon^* \cdot p). \end{aligned} \quad (16)$$

となる。また形状因子は重いクォークの対称性の議論 [7] から

$$\begin{aligned}
 s^T &= \frac{f_+ - f_-}{2m_b}, \\
 h^T &= -\frac{g}{m_b} + \frac{a_+ - a_-}{2m_b}, \\
 g_+^T - g_-^T &= -2m_b g, \\
 g_+^T + g_-^T &= \frac{f}{m_b} + 2\frac{p \cdot p'}{m_b} g,
 \end{aligned} \tag{17}$$

と表される。 f_+, f_-, g, a_+, a_- は vector および axial-vector current の形状因子である。他の終状態への行列要素も同様に計算できる。詳細は、文献 [8] を参照されたい。

最後に各状態への分岐比をまとめておく。

Process	SM "with" QCD	SM "without" QCD	Including Charged Higgs "with" QCD
$B \rightarrow K\phi$	0.24×10^{-5}	0.08×10^{-5}	0.27×10^{-5}
$B \rightarrow K^*(890)\phi$	0.27×10^{-5}	0.10×10^{-5}	0.31×10^{-5}
$B \rightarrow K_2^*(1430)\phi$	0.07×10^{-5}	0.03×10^{-5}	0.08×10^{-5}
$B \rightarrow K_1(1270)\phi$	0.57×10^{-5}	0.16×10^{-5}	0.65×10^{-5}
$B \rightarrow K_1(1400)\phi$	2.05×10^{-5}	0.74×10^{-5}	2.41×10^{-5}
$B \rightarrow K_0(1430)\phi$	0.08×10^{-5}	0.03×10^{-5}	0.10×10^{-5}
$B \rightarrow K(1460)\phi$	1.21×10^{-5}	0.42×10^{-5}	1.38×10^{-5}
$B \rightarrow K^*(1410)\phi$	0.25×10^{-5}	0.09×10^{-5}	0.29×10^{-5}

表 1

Branching ratios by the standard model "with" and "without" QCD effect. The predictions including the contribution from the charged Higgs bosons "with" QCD are also shown in the last column.

予想される分岐比は、形状因子の取り方に強く依存している。ここでは BSW 模型 [9] との比較を表 2 に示す。

Process	ISGW model	BSW model
$B \rightarrow K\phi$	0.24×10^{-5}	0.80×10^{-5}
$B \rightarrow K^*(890)\phi$	0.27×10^{-5}	0.92×10^{-5}

表 2: Predicted branching ratios by the ISGW model [4] and the BSW model [9] in the SM including QCD corrections.

いずれにしても現在の実験の上限値 [6]

$$B(B^0 \rightarrow K\phi) < 4.9 \times 10^{-4}, \quad B(B^- \rightarrow K\phi) < 8.0 \times 10^{-5}$$

$$\begin{aligned}
 B(B^0 \rightarrow K^* \phi) &< 3.2 \times 10^{-4}, & B(B^- \rightarrow K^* \phi) &< 1.3 \times 10^{-3} \\
 B(B^0 \rightarrow K_1(1400) \phi) &< 5.0 \times 10^{-3}, & B(B^- \rightarrow K_1(1400) \phi) &< 1.1 \times 10^{-3} \\
 B(B^- \rightarrow K_0(1430) \phi) &< 3.4 \times 10^{-3}
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

よりも予想される分岐比は1桁から2桁位小さい。

また大きい分岐比を持つ崩壊過程は $B \rightarrow K_1(1400)\phi$ と $B \rightarrow K(1460)\phi$ である。これは、 $B \rightarrow K_X \gamma$ においては $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ がいちばん大きな分岐比を持つことが予想されたのと対照的である。また QCD の効果は、 $B \rightarrow K_X \phi$ の場合にも $B \rightarrow X_s \gamma$ と同様大きいことが予測される。しかし、荷電ヒグス粒子の寄与は $B \rightarrow K_X \gamma$ の場合ほど顕著でなく、したがって、荷電ヒグス粒子の探索は $B \rightarrow K_X \gamma$ が最も適当なプロセスといえる。

最後に近い将来の B 粒子の物理を対象とする高ルミノシティーの実験によって、これらの稀崩壊に対する有限の値が得られることを期待したい。また他の稀崩壊の過程に関する総合的報告については文献 [10] を参照されたい。

参考文献

- [1] M.Misiak, Phys. Lett. **269**(1991) 161; Nucl. Phys. **B393**(1993) 23.
- [2] T.Hayashi, M.Matsuda and M.Tanimoto, Prog. Theor. Phys. **89**(1993) 1047.
- [3] E.Thorndike, CLEO Collaboration, talk given at the *1993 Meeting of the American Physical Society*, Washington, D.C., April, 1993
- [4] B.Grinstein, N.Isgur, D.Scora and M.B.Wise, Phys. Rev. **D39** (1989) 799
- [5] A.J. Buras, J.M. Gérard and R. Rückl, Nucl. Phys. **B268**(1986)16.
- [6] Particle Data Group, Phys. Rev. **D45**(1992) II-1.
- [7] N.Isgur and M.B.Wise, Phys. Rev. **D42**(1990) 2388.
- [8] A.J.Davies, T.Hayashi, M.Matsuda and M.Tanimoto Preprint titled as " Penguin Induced Charmless B -Meson Decays with QCD Effect" (AUE-02-93, EHU-03-93, KGK-02-93).
- [9] M.Bauer, B. Stech and M. Wirbel, Z. Phys. **C34**(1987)103.
- [10] A.Ali et al. DESY-Preprint DESY93-016. To be publ. in Proc. of ECFA Workshop on the Physics of a B Meson Factory, Eds. R. Aleksan, A. Ali, 1993.