

УДК 539.126

РЕДКИЙ РАСПАД $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ ВНЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

А.Г. ОГАНЕСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 28 января 2002 г.)

Рассмотрен распад $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ в расширениях Стандартной Модели (СМ), где вклад хромомagnetного оператора намного больше своего значения в СМ. Учитывая экспериментальные ограничения, показано, что возможны большие отклонения от предсказаний СМ как для ширины распада, так и для CP нарушающей асимметрии.

1. CP-нарушение

Несмотря на то, что нарушение CP-инвариантности было открыто еще в 1964г. [1], оно остается одной из плохо исследованных явлений физики элементарных частиц. В частности, непонятно, описывают ли предлагаемый Стандартной Моделью электрослабых и сильных взаимодействий механизм CP-нарушения физическую картину этого явления. Есть надежда, что детальное исследование B-мезонных распадов прояснит этот вопрос [2]. С этой точки зрения особенно интересны исследования эффектов, связанных с нарушением CP-инвариантности в редких B-мезонных распадах.

Целью этой статьи является исследование прямого CP-нарушения в случае редкого распада $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ в рамках СМ и ее расширений. Этот распад еще не зарегистрирован экспериментально, но может быть обнаружен в ближайшем будущем [2]. Прямая CP-асимметрия в случае распада $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ определяется величиной

$$a_{CP} = \frac{\Gamma(B \rightarrow X_{\bar{S}} \ell^+ \ell^-) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-)}{\Gamma(B \rightarrow X_{\bar{S}} \ell^+ \ell^-) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-)},$$

где Γ – ширина распада. Прямая CP-асимметрия появляется в результате интерференции слабых и сильных фаз. Слабые фазы содержатся в комплексных константах связи лагранжиана – в элементах матрицы Кабибо-Кобаяши-Маскавы (ККМ) или во вкладах возможной новой физики в вильсоновские коэффициенты. Сильные фазы возникают от мнимых частей диаграмм. Для получения в данном процессе отличной от нуля CP-асимметрии в амплитуде распада необходимы по крайней мере два

вклада с различными сильными и слабыми фазами.

2. Эффективный гамильтониан

Для теоретического описания редких слабых распадов используется так называемый метод эффективного гамильтониана, который позволяет наиболее корректным образом учитывать КХД поправки. В случае распада $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ он имеет вид

$$H_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{ts}^* V_{tb} \sum_{i=1}^{10} C_i(\mu) O_i(\mu) - V_{us}^* V_{ub} \sum_{i=1,2} C_i(\mu) (O_i(\mu) - O_i^*(\mu)) \right],$$

где эффективные операторы O_i приведены в [3],

$$\lambda_u = V_{us}^* V_{ub} = A \lambda^4 (\rho - i\eta), \quad \lambda_t = V_{ts}^* V_{tb} = -A \lambda^2 (1 - \lambda^2/2 + \lambda^2 (\rho - i\eta)),$$

$$\lambda = |V_{us}| = 0.22, \quad A = 0.819 \pm 0.035, \quad \rho = 0.160_{-0.070}^{+0.094}, \quad \eta = 0.381_{-0.058}^{+0.061},$$

C_i — вильсоновские коэффициенты [3,4], G_F — постоянная Ферми, V_{ij} — элементы матрицы ККМ. Для нашего рассмотрения особую значимость имеют так называемые магнитный и хромомагнитный дипольные операторы

$$O_7 = (e/g^2) m_b (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} b_R) F_{\mu\nu}, \quad O_8 = (1/g) m_b (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} T^a b_R) G_{\mu\nu}^a.$$

Как видно, в эффективном гамильтониане коэффициент второго члена в λ^2 раз меньше первого и, следовательно, может быть отброшен, но для получения отличной от нуля СР-асимметрии этот член необходим. Учитывая малость коэффициента λ_u , можно ожидать, что СР-асимметрия в СМ будет малой.

В случае СМ для СР-асимметрии получается следующая формула [5]:

$$a_{CP} = \frac{2(\hat{s}-1)^2 \left(\text{Im}[\lambda_u \lambda_t^*] / |\lambda_t|^2 \right) \left[(1+2\hat{s}) \text{Im}[\xi_1^* \xi_2 + 6 \text{Re}[C_7^{(0)}] \text{Im}[\xi_2]] \right]}{(\hat{s}-1)^2 \left((1+2\hat{s}) \left[|C_9^{\text{eff}}|^2 + |C_{10}|^2 \right] + 12 \text{Re}[C_7^{(0)} C_9^{\text{eff}*}] + 4(1+2/\hat{s}) |C_7^{(0)}|^2 \right)},$$

где $C_9^{\text{eff}} = \xi_1 + \xi_2 (\lambda_u / \lambda_t)$, $\hat{s} = (p_{\ell^+} + p_{\ell^-})^2 / m_b^2$.

Мы рассматриваем кинематический интервал $0.05 \leq \hat{s} \leq 0.25$, где резонансные эффекты малы. Для получения интегральной СР-асимметрии надо отдельно проинтегрировать числитель и знаменатель по $\hat{s}$. В результате в СМ интегральная СР-асимметрия получается очень маленькой, порядка 0.1% [6], что делает невозможным ее экспериментальное обнаружение.

Дифференциальная ширина распада $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ определяется

величиной [5,7]

$$R(\hat{s}) = \frac{d}{d\hat{s}} \Gamma(b \rightarrow s \ell^+ \ell^-) / \Gamma(b \rightarrow c e \bar{\nu}_e) =$$

$$= \frac{\alpha^2}{4\pi^2} \left| \frac{V_{ts}}{V_{cb}} \right|^2 \frac{(1-\hat{s})^2}{f(z)k(z)} \left[(1+2\hat{s}) \left(|C_9^{eff}|^2 + |C_{10}|^2 \right) + 4 \left(1 + \frac{2}{\hat{s}} \right) |C_7^{eff}|^2 + 12 C_7^{eff} \operatorname{Re} [C_9^{eff}] \right].$$

В СМ для соответствующей интегральной величины получается значение [4]

$$R = \int_{0.005}^{0.25} d\hat{s} R(\hat{s}) = (1.25 \pm 0.08) \times 10^{-5}.$$

3. СР-асимметрия вне Стандартной Модели

Если перейти от СМ к другой модели, то с точки зрения эффективного гамильтониана изменятся коэффициенты Вильсона. Вообще говоря, может измениться и операторный базис, но эту возможность мы не рассматриваем.

Шесть из десяти вильсоновских коэффициентов в древесном приближении дают вклады в разные нелептонные распады, и поэтому их возможные отклонения от значений СМ малы. Мы будем полагать, что от значений СМ отличаются только вильсоновские коэффициенты C_7 и C_8 , при этом считаем, что они могут быть и комплексными. Аналогичное рассмотрение было проведено для распада $B \rightarrow X_S \gamma$ [8], и актуальность этого обуславливается тем, что имеются экспериментальные данные, которые свидетельствуют о большом значении вильсоновского коэффициента C_8 [9].

Можно менять и вильсоновские коэффициенты C_9 и C_{10} , но в типичных случаях C_9 незначительно отличается от своего значения в СМ, а C_{10} входит в выражение для СР-асимметрии только в знаменатель и незначительно влияет на результат [10].

Таким образом, будем рассматривать теории вне СМ, не конкретизируя модель, изменяя коэффициенты C_7 и C_8 так, чтобы теоретические и экспериментальные результаты для распадов $B \rightarrow X_S \gamma$ и $B \rightarrow X_S g$ были в согласии.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные ограничения (и соответствующие теоретические предсказания в рамках СМ [11,12]) приведены в следующих формулах:

$$Br[B \rightarrow X_S \gamma] = (2.96 \pm 0.35) \times 10^{-4} \quad (Br^{SM}[B \rightarrow X_S \gamma] = (3.3 \pm 0.35) \times 10^{-4}),$$

$$Br[B \rightarrow X_S g] < 2.5 \times 10^{-2} \quad (Br^{SM}[B \rightarrow X_S g] = (2.2 \pm 0.8) \times 10^{-3}).$$

Пренебрегая вкладом, обусловленным малой фазой СМ, и учи-

тывая, что величины C_7 и C_8 могут быть и комплексными, для CP-асимметрии получим следующую общую формулу [10]:

$$a_{CP} = \left(\frac{\alpha}{4\pi} \right)^2 \frac{G_F^2 m_b^5 |\lambda_t|^2}{48\pi^3} \frac{\int d\hat{s} (1-\hat{s})^2 \{ (1+2\hat{s}) a_{99} + 4(1+2/\hat{s}) a_{77} + 12 a_{79} \}}{2\Gamma(b \rightarrow \bar{c} e \nu) \int d\hat{s} R(\hat{s})},$$

где (для обозначений см. [3,4])

$$\begin{aligned} a_{99} &= -\frac{\alpha_S(\mu_b)}{\pi} F_{89} \operatorname{Im} \hat{C}_9^{\text{eff}} \operatorname{Im} \hat{C}_8, \\ a_{77} &= \frac{\alpha_S(\mu_b)}{\pi} \left(\operatorname{Re} \hat{C}_7^{(0)\text{eff}} \operatorname{Im} \hat{C}_8 - \operatorname{Im} \hat{C}_7^{(0)\text{eff}} \operatorname{Re} \hat{C}_8 \right) \operatorname{Im} F_{87}, \\ a_{79} &= 2 \operatorname{Im} \hat{C}_7^{(0)\text{eff}} \operatorname{Im} \hat{C}_9^{\text{eff}} + \frac{\alpha_S(\mu_b)}{2\pi} \operatorname{Im} \hat{C}_7^{(1)\text{eff}} \operatorname{Im} \hat{C}_9^{\text{eff}} + \\ &+ 4 \frac{\alpha_S(\mu_b)}{\pi} \operatorname{Im} \hat{C}_7^{(0)\text{eff}} \operatorname{Im} \hat{C}_9^{\text{eff}} \omega_{79} + \frac{\alpha_S(\mu_b)}{2\pi} \operatorname{Im} \hat{C}_8^{(0)\text{eff}} \left(\operatorname{Im} F_{87} \operatorname{Re} \hat{C}_9^{\text{eff}} - \operatorname{Re} F_{87} \operatorname{Im} \hat{C}_9^{\text{eff}} \right). \end{aligned}$$

В итоге, учитывая экспериментальные ограничения, получаем

$$-8\% \leq a_{CP} \leq 6\%.$$

Интегральная величина R (т.е. ширина распада) может быть больше своего значения в СМ до 2.3 раза.

В заключение отметим, что с нашей стороны впервые было показано, что в расширениях Стандартной Модели CP нарушающие эффекты в распаде $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ могут во много раз превышать значения, предсказанные СМ. Такие большие эффекты могут быть зарегистрированы в экспериментах, посвященных исследованиям В-мезонных распадов, и в случае обнаружения однозначно укажут на существование CP нарушающих источников вне СМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, and R.Turlay. Phys. Rev. Lett., **13**, 138 (1964).
2. BABAR physics book. By BABAR Collaboration, SLAC-R-504 (1998).
3. C.Bobeth, M.Misiak, and J.Urban. Nucl. Phys., **B574**, 291 (2000).
4. H.H.Asatryan, H.M.Asatrian, C.Greub, and M.Walker. Phys. Lett., **B507**, 162 (2001).
5. A.J.Buras and M.Munz. Phys. Rev., **D52**, 186 (1995).
6. Ahmed Ali, G. Hiller. Eur. Phys. J., **C8**, 619 (1999).
7. M.Misiak. Nucl. Phys., **B393**, 23 (1993).
8. A.L.Kagan, M.Neubert. Phys. Rev., **D58**, 094012 (1998).
9. A.L.Kagan, J.Rathsman. hep-ph/9701300.
10. H.H.Asatryan, H.M.Asatrian, G.K.Yeghiyan, G.K.Savvidy. Int. J. Mod. Phys., **A16**, 3805 (2001).
11. K.G.Chetyrkin, M.Misiak, and M.Munz. Phys. Lett., **B400**, 206 (1997).
12. C.Greub, P.Liniger. Phys. Rev., **D63**, 054025 (2001).

Դիտարկված է $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ տրոհումը ստանդարտ մոդելի (ՍՄ) այն ընդհանրացումներում, որտեղ քրոմոմագնիսական օպերատորի ներդրումը շատ անգամ մեծ է իր արժեքից ՍՄ-ում: Հաշվի առնելով փորձարարական սահմանափակումները, ցույց է տրված, որ հնարավոր են մեծ շեղումներ ՍՄ-ի կանխագուշակումներից ինչպես տրոհման լայնության, այնպես էլ CP խախտող ասիմետրիայի համար:

RARE DECAY $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ BEYOND THE STANDARD MODEL

A.H. HOVHANNISYAN

We consider the decay $B \rightarrow X_S \ell^+ \ell^-$ in general extensions of the Standard Model where the contribution of the chromomagnetic operator is highly enhanced. Taking into account the available experimental constraints, we show that large deviations from the predictions of the SM are possible for both the decay rate and CP-violating asymmetry.