Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 10, стр. 1109 - 1112 25 ноября 1990 г.

# КХД-АНАЛИЗ $FSI$-ФАЗ И $CP$-АСИММЕТРИИ В ИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПАДАХ $B$-ЧАСТИЦ

*Ю.Л.Докшицер, Н.Г.Уральцев*

В ГЛП сосчитана разность инклюзивных ширин $\Gamma(\bar{b} \to \bar{s} + \mathrm{charmless}) - \Gamma(b \to s + \mathrm{charmless})$. Вопреки бытующим утверждениям высшие поправки не сокращают $CP$-нечетную асимметрию, а уменьшают ее на $\lesssim 15\%$. Асимметрия оказывается около $-10^{-2}$ и полная вероятность $\simeq 2,5 \cdot 10^{-3}$ при значениях параметров $|V_{ub}/V_{cb}| = 0,1$ и $\sin\alpha = 0,28$.

В настоящее время проблема $CP$-несохранения в прелестных частицах является весьма актуальной. Стратегия первоочередного поиска этих эффектов в рамках Стандартной Модели (СМ) в $e^+e^-$-столкновениях и величина ожидаемых эффектов более или менее ясны [1] и нацелены на $CP$-нечетные эффекты в $B^0$-мезонах, появляющиеся благодаря переходам $B^0 - \bar{B}^0$. Крайне интересны также эффекты, где смешивание $B^0 - \bar{B}^0$ несущественно, например, в распадах $B^\pm$-мезонов или $\Lambda_b$-бариона. Такие распады особо привлекательны для адронных столкновений. Однако в этих процессах $CP$-нечетные асимметрии, помимо $CP$-нечетной разности фаз элементов матрицы Кобаяши - Маскавы (КМ), определяющих интерферирующие амплитуды, пропорциональны также синусу разности $CP$-четных фаз ($FSI$) этих амплитуд (обсуждение см., например, в [1]). Поскольку $FSI$ возникают благодаря сильному взаимодействию в конечном состоянии, их величина крайне неопределенна.

Наиболее перспективными представляются распады, отвечающие переходам $b \to u\bar{u}s$. В этом случае возможны также вклады "пингвинных" процессов $b \to s + (c\bar{c}, t\bar{t})_{virt} \to s + q\bar{q}$, имеющих численно близкое подавление. Соответствующая амплитуда в однопетлевом приближении буквально имеет $CP$-четную фазу

$$\mathrm{tg}\delta_p \simeq \pi/\ln(m_t^2, m_w^2/m_b^2).$$

Численно $\delta_p \simeq 0,5$, однако при учете значительной массы $c$-кварка $\delta_p \simeq 0,1$.

Весьма распространено мнение, что другие $FSI$-фазы, связанные, в частности, с большими расстояниями, пренебрежимы, и при оценке эффектов можно полагаться лишь на фазу $\delta_p$. Встречается и противоположная точка зрения, что $FSI$-фазы велики. В этом случае, однако, невозможно предсказать теоретически не только величину, но и знак эффекта.

Мы считаем, что a priori нет оснований считать $FSI$ малыми, по меньшей мере по сравнению с $\delta_p$. В особенности это относится к эксклюзивным процессам, где ответ зависит от реальной динамики образования конечного состояния, в частности, и от ее "жесткой" части. Так, для подавленных по цвету распадов "жесткая" часть может содержать обмен жестким глюоном, и в этом случае естественно ожидать $FSI \sim \pi/2$. Более того, даже с точки зрения КХД параметром теории возмущений (ТВ) для эксклюзивных процессов служит $\alpha_s(m_b\mu_{hadr})$, а не $\alpha_s(m_b^2)$; здесь же могут возникать и "гибридные" логарифмы. В то же время с теоретической точки зрения для инклюзивных процессов КХД-язык кварков и глюонов является адекватным, ТВ-поправки контролируются параметров $\alpha_s(m_b^2)$, и непертурбативные эффекты должны быть невелики для достаточно тяжелого $b$-кварка. Поэтому здесь оценка, использующая $\delta_p$, является разумным нулевым приближением.

В данной работе получено выражение для $CP$-нечетной разности инклюзивных ширин распадов $b$ в состояния без тяжелых кварков. Численно высшие порядки лишь незначительно $(10-20\%)$ уменьшают асимметрию, вопреки утверждению работы [2], где обсуждалось сильное сокращение эффекта.

Основное уравнение для $CP$-нечетной разности ширин имеет вид

$$\Delta\Gamma = \Gamma(\bar{b} \to \bar{s}q\bar{q}) - \Gamma(b \to sq\bar{q}) = -4\mathrm{Im}(\lambda_i\lambda_j^*)\sum_F \mathrm{Im}(A_i(b \to F)A_j^*(b \to F)), \tag{1}$$

где $F$ - конечные состояния, по которым ведется суммирование, $A_i$ - амплитуды распадов без учета КМ-факторов, $\lambda_i$ - соответствующие КМ-факторы. Условие унитарности для амплитуд $A_i$ позволяет представить (1) в виде

$$\Delta\Gamma = -2\mathrm{Im}(\lambda_i\lambda_j^*)\sum_F\sum_I A_i(b \to I)A^*(F \to I)\mathrm{Re}A_i(b \to F) -$$

$$-A_j(b \to I)A^*(F \to I)\mathrm{Re}A_i(b \to F). \tag{2}$$

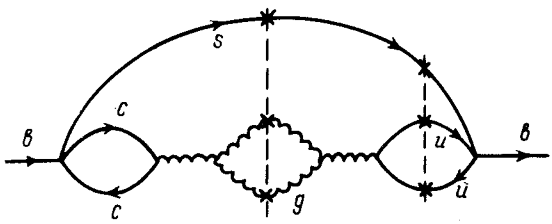
Здесь $I$ - реальные промежуточные состояния в распадах $b \to F$, приводящие к $FSI$-фазам амплитуд $A_{i,j}$; $A(F \to I)$ порождаются сильным взаимодействием.

Используя условие унитарности, можно показать, что в любых диаграммах при суммировании по всем возможным состояниям $F$ при фиксированных $i,j$ вторая мнимая часть в (1) обращается в нуль. Унитарность диаграмм Фейнмана приводит, следовательно, к тому, что требование $CPT$-теоремы выполняется уже при учете всех разрезаний каждой диаграммы, а не только при суммировании вкладов всех возможных диаграмм. Используя эти тождества, мы вместо ширины $\Delta\Gamma$ вычисляем разность ширин $\Delta\Gamma_c = \Delta\Gamma(b \to sc\bar{c}+X) = -\Delta\Gamma$. Это удобно тем, что здесь подавление эффекта массой $c$- кварка тривиально и не выглядит случайным сокращением $FSI$-фаз некоторых диаграмм.

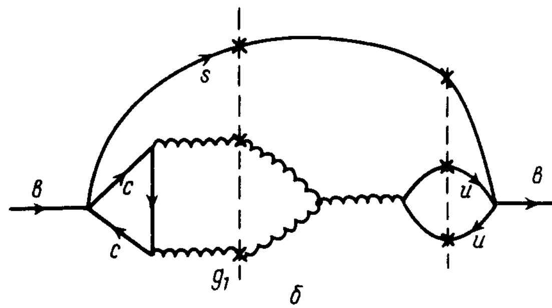
В ТВ КХД $\Delta\Gamma$ возникает в порядке $\alpha_s$ и не содержит $\ln(m_t^2/m_b^2)$. В духе стандартного ГЛП мы вычислим все поправки вида $\alpha_s^{n+1}\ln^n(m_t^2/m_b^2)$. Ответ состоит в том, что для вычисления $\Delta\Gamma$, как и в низшем порядке, достаточно использовать в качестве $A(F \to I)$ в (2) одноглюонную амплитуду перерассеяния $c\bar{c}X \to q\bar{q}X'$, однако слабые амплитуды $A_{i,j}(b \to F, I)$ должные определяться перенормированным эффективным лагранжианом при $q^2 = -m_b^2$. Заметим, что этот результат нельзя получить просто полагая $FSI$-фазу равной фазе амплитуды $b \to sq\bar{q}$, полученной экстраполяцией по ренормгруппе в минковскую область $q^2 = +m_b^2$.

Для доказательства приведенного рецепта можно рассмотреть шаг за шагом все возможные состояния $F$ и $I$, оценивая соответствующие "сильные" амплитуды $A(F \to I)$. Существенно, что в силу реальности состояний $F$ и $I$ $A(F \to I)$;

будучи выражены через $\alpha_s$, нормированную при $q^2 = -m_b^2$, не содержат больших логарифмов $\ln(m_t^2, m_w^2/m_b^2)$ [1)].




a




б

Несложно увидеть, что для состояний $I$, содержащих $c\bar{c}$-пару, происходит сокращение двух членов в (2); это естественно следует и из $CPT$. Во всех иных случаях $A(F \to I)$ содержит, как минимум, $g_s$. Последовательный анализ всех типов состояний $F$ и $I$ показывает, что минимальная степень $\alpha_s$ достигается в одноглюонной аннигиляции $c\bar{c} \to g_{virt} \to q\bar{q}$. Ключевым фактом здесь является отсутствие в ГЛП среди состояний $I$ $gg + s$ и $ggg + s$. Действительно, "пингвинные" операторы, появляющиеся за счет виртуальностей $q^2 \gg m_b^2$, имеют вид $\bar{b}\gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} s \nabla_\nu G^a_{\mu\nu}$, и по уравнениям движения $\nabla_\nu G^2_{\mu\nu} = 0$ в отсутствие кваркового тока. Для состояний $gg + s$, в частности, это соответствует сокращению в ГЛП диаграмм рис.*а* и *б* для реальных глюонов. Индуцированный (с очень малым коэффициентом) оператор $m_b \bar{b}_R(\sigma G)S_L$ также, очевидно, не вносит вклад в (2) в рассматриваемом порядке по $\alpha_s$.

В итоге низшая (двухпетлевая) поправка к $\Delta\Gamma$ сводится к замене

$$\Delta\Gamma \sim \frac{\alpha_s}{3\pi}\mathrm{Im}\left(\ln\frac{m_t^2}{m_b^2} + i\pi\zeta\left(\frac{m_c^2}{m_b^2}\right)\right) \to \frac{\alpha_s}{3\pi}\mathrm{Im}\left(\ln\frac{m_t^2}{m_b^2} + i\pi\zeta\left(1 - \frac{\alpha_s}{3\pi}(n_f+1)\ln\frac{m_t^2}{m_b^2} + \kappa(c_\pm)\right)\right), \quad (3)$$

где $n_f$ - число легких кварков исключая $c$-кварк, $\zeta \simeq 0,2$ - фактор подавления фазового объема, $\kappa \simeq 2\alpha_s/4\pi \ln(m_w/m_b)^2$ - "обычная" поправка за счет отличия $c_\pm$ от 1 в $H_{eff}$. При $n_f = 3$ и $\alpha_s(m_b^2) = 0,18$ первая, нетривиальная, поправка составляет - 0,17, однако она сильно сокращается с $\kappa \simeq 0,13$. Суммирование всех порядков ГЛП практически не меняет ответа - полная поправка буквально оказывается около $-2\%$ при $\Lambda_{QCD} = 0,1 \div 0,3$ ГэВ. Электрослабые поправки к $H_{eff}$ также малы даже при $m_t \simeq 250$ ГэВ. Численно для инклюзивной асимметрии мы получаем

$$\frac{\Gamma(\bar{b} \to \bar{s} + \text{charmless}) - \Gamma(b \to s + \text{charmless})}{\Gamma(\bar{b} \to \bar{s} + \text{charmless}) + \Gamma(b \to s + \text{charmless})} \simeq -1,9\zeta\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|\sin\alpha \simeq -10^{-2}, \quad (4)$$

[1)] Для отдельных состояний $F, I$ амплитуды могут содержать инфракрасные сингулярности, которые исчезают при суммировании по состояниям с произвольным числом глюонов. В любом случае эти особенности не имеют отношения к интересующим нас "ультрафиолетовым логарифмам $\ln(\frac{m_t, m_w}{m_b})^2$.

где $\alpha = \arg(V_{cb}^* V_{cd} V_{ub} V_{ud}^*)$ - один из углов треугольника унитарности [1], $\alpha \simeq 0,28$ при $|V_{ub}/V_{cb}| = 0,1$. Полная вероятность $\mathrm{Br}(b \to s + \mathrm{charmless})$ составляет при этом $\simeq 2,5 \cdot 10^{-3}$.

Этот результат в корне расходится с выводом работы [2], в которой утверждается, что КХД поправки почти полностью сокращают обсуждаемую разность ширин. Ее авторы фактически учли лишь (калибровочно неинвариантную!) часть диаграмм рис.*а*, но не *в*; в численном ответе, возможно, пропущен также фактор фазового объема $c\bar{c}$ для поправок к ширине.

Аналогично вычисляются и эффекты в распадах $b \to qs\bar{s}$, которые пропорциональны разности фазовых объемов $u\bar{u}$ и $c\bar{c}$. При тех же предположениях для $b \to s\bar{s}s$ асимметрия составляет около $-9 \cdot 10^{-3}$ при вероятности $\simeq 5 \cdot 10^{-4}$, а для $b \to d\bar{s}s$ - соответственно $+7 \cdot 10^{-2}$ и $7 \cdot 10^{-5}$.

Наш анализ подтверждает также точку зрения, согласно которой в общем случае даже для "пингвинных" процессов в пределе $m_b^2 \gg m_c^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ нельзя утверждать, что $FSI$-фазы порождаются на малых расстояниях и являются локальными. Тем не менее, для инклюзивных процессов параметром теории возмущений КХД для $FSI$-комплексностей является $\alpha_s(m_b^2)$, и, по меньшей мере параметрически, инклюзивные $CP$-асимметрии подвластны пертурбативному анализу.

Н.Уральцев признателен С.Бертолини, И.Биги, А.Е.Блинову, Дж.Бъеркену, А.Мюллеру и В.А.Хозе за обсуждения и ценную критику.

## Литература

1. *Блинов А.Е., Уральцев Н.Г., Хозе В.А.* ЖЭТФ, 1990, 97, 59.

2. *Gerard J.-M., Hou W.-S.* Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 855.

Институт ядерной физики им.Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 сентября 1990 г.