

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СУПЕРСИММЕТРИЯ И РАСПАД $b \rightarrow s + H^0$

А.А.Иогансен, Н.Г.Уральцев, В.А.Хозе

В суперсимметричных моделях с легким H^0 -бозоном вычисляется вероятность распада $b \rightarrow s + H^0$. $\text{Br}(b \rightarrow s + H^0)$ оказывается сильно показан по сравнению с предсказанием стандартной модели. Основная компенсация связана с H^+ -бозоном. Вклад обменов глюино пренебрежимо мал.

Относительно легкие нейтральные хиггсовские бозоны ищут в распадах прелестных частиц, например, $\Upsilon \rightarrow H^0 + \gamma$, или при $m_H \lesssim 5$ ГэВ в распадах B -мезонов $B \rightarrow H^0 + X$. Однако с теоретической точки зрения малая масса скалярных H -бозонов представляется неестественной. Единственным аргументом в пользу легких скаляров может служить так называемая "близкая" суперсимметрия ($SUSY$). Однако суперчастицы, наряду с компенсацией квадратичных расходимостей масс H -бозонов, меняют амплитуды процессов, возникающих на петлевом уровне. К числу таких процессов относятся и распады $b \rightarrow s + H^0$. В стандартной модели (СМ) их вероятность оказывается большой при тяжелом t -кварке ¹.

$$\text{Br}(B \rightarrow H^0 + X) \approx 0,35 \left(\frac{m_t}{80 \text{ ГэВ}} \right)^4 \left(1 - \frac{m_H^2}{m_b^2} \right)^2, \quad (1)$$

В данной работе вычисляется амплитуда распада $b \rightarrow s + H^0$ в $SUSY$ обобщении стандартной модели. Мы используем факт, что в минимальной $SUSY$ СМ скелетные взаимодействия достаточно легкого H^0 -бозона фиксированы: с точностью до поправок порядка m_H^2/m_Z^2 , m_H^2/m_P^2 (m_P – масса псевдоскаляра, m_Z – масса Z -бозона) легчайший H -бозон совпадает с комбинацией σ_1 нейтральных компонент хиггсовских дублетов φ_i

$$\sigma_1 = \sqrt{2}(v_1 \text{Re } \varphi_1^{(0)} + v_2 \text{Re } \varphi_2^{(0)})/v \quad (v = (v_1^2 + v_2^2)^{1/2} = (G_F \sqrt{2})^{-1/2}),$$

имеющей скелетные взаимодействия со всеми частицами те же, что и H^0 -бозон в СМ. С той же точностью и $v_1 = v_2$ при легком H -бозоне.

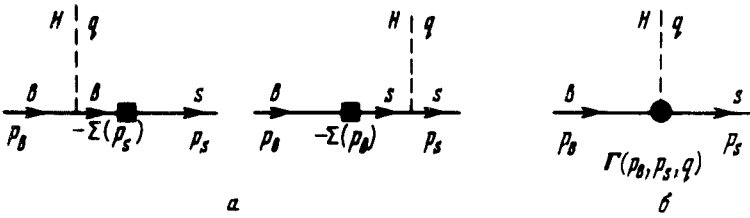


Рис. 1

Для нахождения амплитуды $b \rightarrow s + H^0$ распада мы пользуемся техникой вычисления $b \rightarrow s$ переходов во внешнем хиггсовском поле, пренебрегая отличием H^0 -бозона от состояния σ_1 . Полная амплитуда является суммой одночастично приводимых диаграмм рис. 1а и ОЧН "вершинной" диаграммы рис. 1б. Если "массовый" оператор $b \rightarrow s$ перехода имеет вид

$$\Sigma = (a + b\gamma_5) + (c + d\gamma_5)\hat{p},$$

то сумма собственно энергетических диаграмм рис. 1а равна (a, b, c, d считаются константами)

$$A_\Sigma = \frac{1}{v} \tilde{\Sigma} = \frac{1}{v} \bar{s}(a + b\gamma_5)b. \quad (2)$$

Вершина $\Gamma(p_b, p_s, q)$ рис. 1б вычисляется дифференцированием по хиггсовскому полю с использованием тождества

$$\Gamma(p, p, q=0) = -\frac{\partial}{\partial H} \Sigma(\hat{p}; H). \quad (3)$$

Можно показать², что при экстраполяции (3) в физическую точку

$$\Gamma(p_b, p_s, q) = -\frac{\partial}{\partial H} \Sigma\left(\frac{p_b + p_s}{2}; H\right) + O\left(\frac{q^2}{m_t^2}, \frac{m_b^2}{m_W^2}\right). \quad (4)$$

Для справедливости этого соотношения достаточно, например, CP -инвариантности теории². В результате полная амплитуда A имеет вид

$$A = -\frac{1}{v} \bar{s} \left[v \frac{\partial}{\partial H} (a + b\gamma_5) - (a + b\gamma_5) + v \frac{\partial}{\partial H} (c + d\gamma_5) \frac{\hat{p}_b + \hat{p}_s}{2} \right] b. \quad (5)$$

В СМ массы частиц m_i пропорциональны хиггсовскому полю, поэтому $v \frac{\partial}{\partial H} = \sum_i \left(\frac{\partial}{\partial \ln m_i} \right)$

Так как a и b имеют размерность массы, а c и d — безразмерны, амплитуда A определяется только аномальными размерностями a, b, c, d , то есть возникает лишь за счет ультрафиолетовых расходимостей в Σ . Расходящаяся часть элементарно вычисляется и приводит к (1).

В $SUSY$ модели, помимо обмена W^- , вклад в $\Sigma_{b \rightarrow s}$ дают диаграммы с H^- -бозоном, а также с суперчастицами: вино-хиггсино и \tilde{T}, \tilde{C} -скварками. В пределе слабо нарушенной $SUSY$ ($M^2 \ll m_t^2, m_W^2, M^2$ — масштаб $SUSY$ нарушающих массовых членов частиц) соответствующие амплитуды вычисляются аналогично СМ: обмен H^- дает $A_{H^-} = -5/3 A_0$, а обмен вино-хиггсино $A_{SUSY} = -2/3 A_0$ (A_0 — амплитуда в СМ). Таким образом, в $SUSY$ -пределе

$$A = A_0 + A_{H^-} + A_{SUSY} = -4/3 A_0. \quad (6)$$

При $M^2 \gg m_t^2, m_W^2$ A_{H^-} и A_{SUSY} стремятся к нулю, причем A_{H^-} остается отрицательной, а A_{SUSY} может быть любого знака. Следовательно, в реальном случае возможны сильные

сокращения. При этом вычисления (5) A_H и A_{SUSY} приходится делать явно, учитывая нетривиальные зависимости масс, а также углов смешивания (для суперчастиц), от H .

В реалистических $SUSY-SUGRA$ -моделях нейтральные суперчастицы (глюино, зино и т.д.) могут обладать недиагональными по суперароматам взаимодействиями³, так что обмен ими также может давать вклад в распад $b \rightarrow s + H^0$. Потенциально эффекты глюино наиболее существенны, так как пропорциональны $\alpha_s (m_g^2/m_Q^2)$. Анализ² показывает, однако, что из-за независимости пропагатора глюино от H в рассматриваемом приближении $m_H^2 \ll m_p^2$, m_Z^2 соответствующий вклад в амплитуду, A_Z^{\sim} равен нулю. Фактически это происходит из-за точного сокращения ОЧН и вершинных диаграмм рис. 2 для взаимодействия с хиггсовским состоянием σ_1 . Ненулевой вклад могут давать только обмены зино-фотино-хиггсино, который однако, вымирает не только в пределе сильно нарушенной $SUSY$, но и при слабом ее нарушении. По этой причине этот вклад в амплитуду, A_Z^{\sim} , реально всегда оказывается малым.

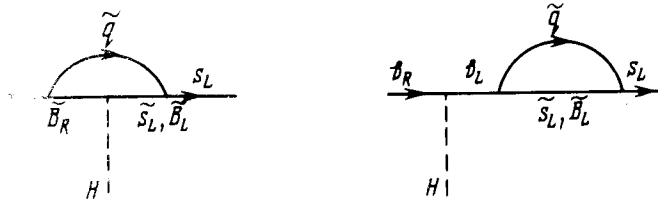


Рис. 2

Для численных оценок мы использовали параметры $SUSY$ -модели, получаемые путем решения уравнений ренормгруппы от масштаба $\sim 10^{16}$ ГэВ до $q^2 \sim m_W^2$. При этом затравочные параметры выбирались с тем лишь условием, чтобы $m_H^2 \ll m_Z^2$; условие $m_H^2 \ll m_p^2$ оказалось хорошо выполненным при $m_t \lesssim 5$ ГэВ.

При $m_t \gtrsim 80$ ГэВ масштаб нарушения $SUSY$ оказывался небольшим, и A_H оказывается близким к своему $SUSY$ значению: $A_H \approx (-1,3 \div -1,5)A_0$. В то же время вклад хиггсино-вино, A_H сильно подавлен: $A_H \approx (-0,3 \div 0,15)A_0$. Вклад нейтральных суперчастиц не превосходит процентного уровня. В результате полная bsH^0 амплитуда A оказывается несколько меньше стандартной A_0 и имеет противоположный знак; вероятность распада подавлена фактором $0,15 \div 0,5$ по сравнению с предсказанием СМ (1). При уменьшении m_t до 50–60 ГэВ масштаб нарушения $SUSY$ увеличивается, что приводит к еще более резким сокращениям в амплитуде.

Интервал масс H^0 -бозонов, доступных наблюдению в B -мезонах, несколько шире для переходов $b \rightarrow d + H^0$. Их амплитуда дается заменой V_{ts} на V_{td} в амплитуде $b \rightarrow s + H^0$. Заметим, что из анализа $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ смешивания при $m_t \lesssim 100$ ГэВ следует $|V_{td}| \gtrsim 0,4 |V_{ts}|$.

Таким образом, в $SUSY$ -моделях вероятность образования H^0 в распадах b -адронов сильно подавлена по сравнению с СМ, и существующие экспериментальные данные не могут исключить существования легкого H^0 -бозона суперсимметричных схем.

Авторы благодарны М.И.Высоцкому, М.В.Данилову, Ю.М.Зайцеву и особенно М.Б.Волошину за полезные обсуждения.

Литература

1. Willey R.S., Yu H.L. Phys. Rev. D, 1982, 26, 3086; Willey R.S. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 585.
2. Shansen A.A., Khoze V.A., Uraltsev N.G. Preprint LNPI-1988; ЯФ, 1989, в печати.
3. Donoghue J.F. et al. Phys. Lett., 1983, 128, 55; Duncan M.J., Trampetic J. Phys. Rev. Lett. B, 1984, 134, 439.