ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2017. Т. 48. ВЫП. 6. С. 773–776

ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ B_c-МЕЗОНОВ В e^+e^--АННИГИЛЯЦИИ В ОДНОПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

А. В. Бережной [1,*], *А. К. Лиходед* [2], *А. И. Онищенко* [1,2,3], *С. В. Пославский* [2]

[1] Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

[2] Институт физики высоких энергий Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

[3] Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

Проведен расчет сечений парного рождения B_c-мезонов в e^+e^--аннигиляции в однопетлевом приближении.

The cross section value of B_c pair production in e^+e^- annihilation has been estimated within one-loop approach.

PACS: 14.65.Fy

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе вычисляется сечение процесса $e^+e^- \xrightarrow{\gamma} B_c^{(*)} B_c^{(*)}$ в однопетлевом приближении. Безусловно, такой процесс не может быть изучен в существующих экспериментах, однако его теоретическое изучение позволило нам отработать методику вычислений, которую можно будет применить для описания более сложных уже наблюдаемых процессов. Выбранный нами процесс идеально подходит для этой цели, так как он описывается умеренным количеством диаграмм и не содержит инфракрасных расходимостей. Кроме того, он удобен тем, что уже посчитан в древесном приближении [1],

*E-mail: Alexander.Berezhnoy@cern.ch

а сходный с ним процесс $e^+e^- \xrightarrow{\gamma} J/\psi\eta_c$ посчитан в однопетлевом приближении [2]. Эти два обстоятельства позволяют дополнительно проверить наши результаты.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

При вычислении сечений парного рождения B_c-мезонов предполагается, что кварки в составе B_c-мезона находятся в цветовом синглете. Относительной скоростью кварков в B_c-мезоне пренебрегается (т. е. считается, что скорости кварков, составляющих мезон, равны). Следует также упомянуть, что в однопетлевых амплитудах скорости кварков сначала принимаются равными, а потом берутся интегралы и устраняются расходимости.

В рамках такого приближения амплитуду процесса можно записать следующим образом:

$$A \sim R_s^2(0) T_{b\bar{b}c\bar{c}}, \tag{1}$$

где $R_s(0)$ — значение волновой функции B_c-мезона в начале координат, а $T_{b\bar{b}c\bar{c}}$ — амплитуда рождения четырех тяжелых кварков, в которой кварки в составе мезонов имеют одинаковые скорости, а произведения спиноров $v_i \bar{u}_j$, составляющих мезон, заменены проекционными операторами вида

$$\left(\frac{\hat{P}_{B_c} - M_{B_c}}{2M_{B_c}}\right) \Gamma \frac{\delta_{ij}}{\sqrt{3}}, \tag{2}$$

где $\Gamma = \gamma^5$ для псевдоскалярного состояния и $\Gamma = \hat{\varepsilon}$ для векторного состояния с поляризацией ε.

Рассматриваемый процесс в порядке, следующем за ведущим, не содержит вкладов с излучением реального глюона, а это значит, что в своих оценках мы можем ограничиться вычислением древесных амплитуд и амплитуд с одной петлей.

Вычисления сечения в ведущем приближении проведены с помощью пакетов FeynArts [3] (генерация диаграмм Фейнмана) и FeynCalc [4] (вычисление амплитуд), работающих в среде для аналитических вычислений Mathematica. Результаты проверены двумя независимыми способами и сверены с результатами работы [1]. Для расчетов однопетлевых амплитуд использована $\overline{\text{MS}}$-схема в рамках размерностного метода перенормировки [5].

Как известно, для размерности $D = 4 - 2\epsilon$ при $\epsilon \neq 0$ условия $\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0$ и $\text{Tr}\{\gamma^5\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho\gamma^\sigma\} \neq 0$ не могут быть выполнены одновременно. Это значит, что необходимо доопределить правила коммутации γ^5. В вычислениях использовались два метода такого доопределения. Это схема Веста (реализации на основе FeynCalc, FeynCalc+FormLink, Form [6]):

$$\mathrm{Tr}\{\gamma^5\gamma^{\alpha_1}\cdots\gamma^{\alpha_n}\} = \frac{2}{n-4}\sum_{i=2}^{n}\sum_{j=1}^{i-1}(-1)^{i+j+1}g_{\alpha_i\alpha_j}\,\mathrm{Tr}\left\{\gamma^5\prod_{\substack{k=1\\k\neq i,j}}^{n}\gamma^{\alpha_k}\right\}\ (n>4),$$

и схема Ларина (реализация на основе Redberry [7] и FeynCalc): γ^5 антикоммутирует направо и $\gamma^5\gamma^\mu = -\frac{i}{6}\varepsilon_{\mu\alpha\beta\sigma}\gamma^\alpha\gamma^\beta\gamma^\sigma$ (при этом тензор Леви-Чивиты считается заданным в D измерениях).

Процедура взятия интеграла разбита на следующие этапы:

• редукция Пассарино–Вельтмана [8, 9] (реализации на основе FeynCalc и с помощью полностью оригинального кода);

• частичное упрощение интегралов (реализации на основе $Apart [2], а также с помощью полностью оригинального кода);

• упрощение до элементарных мастер-интегралов (реализация на основе FIRE [10]);

• подстановка выражений для мастер-интегралов (реализация на основе Package-X [11]).

После FIRE в амплитуде появляются члены вида $\sim A_0(m)/(D-4)$ или $\sim B_{00}(p^2; m_1, m_2)/(D-4)$, где A_0 и B_{00} — известные мастер-интегралы:

$$A_0(m) \sim \int \frac{dk}{k^2-m^2}, \quad B_{00}(p^2; m_1, m_2) \sim \int \frac{dk}{(k^2-m_1^2)((k+p)^2-m_2^2)}.$$

Если использовать для A_0 и B_{00} разложение до $O(\epsilon^0)$ (как в Package-X), то конечная часть амплитуды будет посчитана неверно, так как $D = 4 - 2\epsilon$. Поэтому для A_0 и B_{00} использовалось разложение до $O(\epsilon)$, полученное на основе работы [12].

Согласно проведенным нами вычислениям расходящаяся часть однопетлевой амплитуды сокращается с расходящейся частью вклада контрчленов. Это обстоятельство является весомым подтверждением верности наших вычислений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты показали, что во всем рассмотренном диапазоне энергии предсказания однопетлевого приближения для сечения парного рождения B_c-мезонов приблизительно в два раза превышают величины, полученные в древесном приближении. При этом отдельного рассмотрения заслуживает случай рождения двух псевдоскалярных состояний, так как на древесном уровне такое сечение зануляется в районе $\sqrt{s_{e^+e^-}} \simeq 15$ ГэВ, а значит, в этой области однопетлевой вклад полностью доминирует.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ, грант № 15-02-03244 А. Работа С. Пославского выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-32-60017 мол_а_дк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kiselev V. V.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 1995. V. 10. P. 465.
2. *Feng F.* // Comp. Phys. Commun. 2012. V. 183. P. 2158.
3. *Hahn T.* // Comp. Phys. Commun. 2001. V. 140. P. 418.
4. *Shtabovenko V., Mertig R., Orellana F.* arXiv:1603.05250. 2016.
5. *'t Hooft G., Veltman M. J. G.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 44. P. 189.
6. *Kuipers J. et al.* // Comp. Phys. Commun. 2013. V. 184. P. 1453.
7. *Poslavsky S., Bolotin D.* // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 608. P. 012060.
8. *Passarino G., Veltman M. J. G.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 160. P. 151.
9. *'t Hooft G., Veltman M. J. G.* // Ibid. V. 153. P. 365.
10. *Smirnov A. V., Smirnov V. A.* // Comp. Phys. Commun. 2013. V. 184. P. 2820.
11. *Patel H. H.* // Comp. Phys. Commun. 2015. V. 197. P. 276.
12. *Davydychev A. I., Kalmykov M. Yu.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 605. P. 266.