

ПЕРСПЕКТИВЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ B_c -МЕЗОНА НА LHCb

© 2013 г. А. В. Бережной^{1,*}, А. К. Лиходед^{2,**}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Россия

²Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Поступила в редакцию 28.08.2013 г.

Для кинематических условий эксперимента LHCb оценен выход $2P$ -, $3P$ - и $2S$ -возбуждений B_c -мезона. Предсказано, что, скорее всего, первыми в спектре $M_{B_c} + \gamma$ будут найдены $2P$ -волновые возбуждения. Показано, что распады $B_c(2S) \rightarrow B_c(B_c^*) + \pi^+ \pi^-$ могут оказаться важным источником новой информации о природе σ -резонанса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Первое наблюдение основного состояния B_c -мезона выполнено на ускорителе Tevatron (эксперименты CDF и D0) в двух модах распада: $B_c \rightarrow J/\psi l \nu$ ($l = e, \mu$) и $B_c \rightarrow J/\psi \pi$ [1–4]. В настоящий момент это открытие подтверждено на LHC в экспериментах LHCb, CMS, ATLAS в режиме распада $B_c \rightarrow J/\psi \pi$ [5–7], и в экспериментах LHCb и CMS в режиме $B_c \rightarrow J/\psi \pi \pi \pi$ [5, 8].

Являясь нерелятивистской системой из двух тяжелых кварков, B_c -мезон, по аналогии с $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ -состояниями, допускает рассмотрение в рамках потенциальной модели, предсказывающей наличие 19 связанных состояний (bc) ниже порога распада на BD (например, [9–12]). В отличие от $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ -кваркониев, в распадах всех этих состояний отсутствуют аннигиляционные каналы, что делает систему (bc) схожей с обычным $b\bar{q}$ - или $c\bar{q}$ -мезоном. Основные моды распада возбужденных B_c -состояний обусловлены либо радиационными переходами в основное состояние B_c , либо адронными переходами типа $B_c(2S) \rightarrow B_c + \pi\pi$.

Существует различие и в механизме рождения между обычным кварконием со скрытым ароматом и B_c -мезоном. В случае рождения B_c -мезона необходимо родить две пары тяжелых кварков, $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$, что приводит к сильному подавлению сечения образования B_c ,

$$\sigma_{B_c} \sim 10^{-3} \sigma_B. \quad (1)$$

Кроме этого, возникает другое соотношение между сечениями рождения возбужденных состояний и основного состояния. В противоположность картине рождения кваркония со скрытым ароматом, рождение P -волновых уровней подавлено по сравнению с S -волновыми состояниями. Механизмы рождения B_c -мезона и его возбуждений хорошо изучены теоретически в работах [13–26]. Согласно этим исследованиям, процесс рождения B_c -мезона сводится к простой фрагментации b -кварка (по аналогии с фрагментацией $b \rightarrow B$) только при очень больших поперечных импульсах, $p_T > 35$ ГэВ, где отношение сечений образования векторного состояния B_c^* к псевдоскалярному составляет $R_{B_c} = \sigma(B_c^*)/\sigma(B_c) \sim 1.4$. Это сильно отличается от результата для B -мезонов, где соответствующее отношение $R_B = 3$. В области малых p_T $R_{B_c} \sim 2.6$. К сожалению, подтвердить экспериментально этот результат пока не удается из-за малого энерговыделения в распаде $B_c^* \rightarrow B_c \gamma$, которое затрудняет идентификацию B_c^* .

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

** E-mail: Anatolii.Likhoded@ihep.ru

Представленный ниже анализ показывает, что наиболее перспективными с точки зрения экспериментального наблюдения являются радиационные переходы $B_c(2P) \rightarrow B_c(1S)\gamma$ и адронные переходы $B_c(2S) \rightarrow B_c(1S)\pi\pi$.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ B_c^* И P -ВОЛНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ B_c -МЕЗОНА

Согласно предсказаниям потенциальной модели, разница в массах нижних векторного и псевдоскалярного состояний $(\bar{b}c)$ -кваркония (B_c^* и B_c) довольно мала:

$$\Delta M = M(B_c^*) - M(B_c) \approx 65 \text{ МэВ},$$

а так как эксперимент LHCb не может регистрировать фотоны с поперечным импульсом порядка 65 МэВ, необходимо, чтобы распадающийся B_c^* -мезон имел довольно большой поперечный импульс. Известно, что сечение рождения сильно уменьшается с поперечным импульсом, и это приводит к значительному уменьшению количества событий, в которых такой фотон мог бы быть зарегистрирован.

Максимальная поперечная энергия фотона в лабораторной системе может быть вычислена по следующей формуле:

$$\omega_T^{\max} = \left(1 + \frac{\Delta M}{2M_{B_c^*}}\right)(\sqrt{M_{B_c^*}^2 + p_T^2} + p_T) \frac{\Delta M}{M_{B_c^*}} \approx 0.01(\sqrt{M_{B_c^*}^2 + p_T^2} + p_T). \quad (2)$$

Из (2), например, следует, что фотоны с поперечной энергией $\omega_T > 0.5$ ГэВ могут быть произведены, только если поперечный импульс B_c^* -мезона $p_T(B_c^*) > 24$ ГэВ. Такое обрезание по поперечному импульсу уменьшает выход B_c^* -мезонов примерно на два порядка. Здесь следует отметить, что такой проблемы нет при наблюдении радиационных переходов $2P$ -волновых состояний. В этом случае поперечная энергия будет достаточно велика, даже если начальное состояние $B_c(2P)$ -мезона имело небольшой импульс (табл. 1). Поэтому несмотря на то, что выход $2P$ -возбуждений составляет около 10–20% от общего выхода B_c -мезонов, распады $2P$ -возбуждений гораздо легче зарегистрировать. Грубые оценки показывают, что выход $2P$ -возбуждений, излучающих фотон с $\omega_T > 0.5$ ГэВ в 25–50 раз больше, чем выход векторного B_c^* , излучающего фотон с той же поперечной энергией:

$$\frac{\sigma_{2P}(\omega_T^{\gamma} > 0.5 \text{ GeV})}{\sigma_{1S}(\omega_T^{\gamma} > 0.5 \text{ GeV} \iff p_T^{B_c^*} > 24 \text{ GeV})} \sim 25 - 50.$$

Следует подчеркнуть, что лишь 20% всех $2P$ -возбуждений излучает только один фотон, сразу переходя в нижнее псевдоскалярное состояние:

$$\begin{aligned} 2P1^+(B_c) &\xrightarrow[\sim 13\%]{\gamma} 1^1S_0(B_c), \\ 2P1'^+(B_c) &\xrightarrow[\sim 94\%]{\gamma} 1^1S_0(B_c). \end{aligned}$$

В остальных случаях $2P$ -состояния переходят сначала в B_c^* , излучая “жесткий” фотон, а потом в B_c , излучая “мягкий” фотон:

$$2P \xrightarrow{\gamma^{\text{hard}}} 1^3S_1(B_c^*) \xrightarrow{\gamma^{\text{soft}}} 1^1S_0(B_c).$$

Второй фотон (“мягкий”) практически всегда будет утерян. Однако, далее в работе показано, что это обстоятельство абсолютно не мешает экспериментальному наблюдению $2P$ -волновых состояний B_c -мезона.

Таблица 1. Радиационные распады P -волновых возбуждений B_c -мезона [9, 33, 34]

Начальное состояние	Конечное состояние	Br, %	ΔM , МэВ
2^3P_0	$1^3S_1 + \gamma$	100	363–366
$2P\ 1^+$	$1^3S_1 + \gamma$	87	393–400
	$1^1S_0 + \gamma$	13	393–400
	$1^1S_0 + \gamma$	94	472–476
$2P\ 1'^+$	$1^3S_1 + \gamma$	6	472–476
	$1^3S_1 + \gamma$	100	410–426
2^3P_2	$1^3S_1 + \gamma$		
3^3P_0	$1^3S_1 + \gamma$	2	741
$3P\ 1^+$	$1^3S_1 + \gamma$	8.5	761
	$1^1S_0 + \gamma$	3.3	820
	$1^1S_0 + \gamma$	22.6	825
$3P\ 1'^+$	$1^3S_1 + \gamma$	0.7	769
	$1^3S_1 + \gamma$	18	778
3^3P_2	$1^3S_1 + \gamma$		

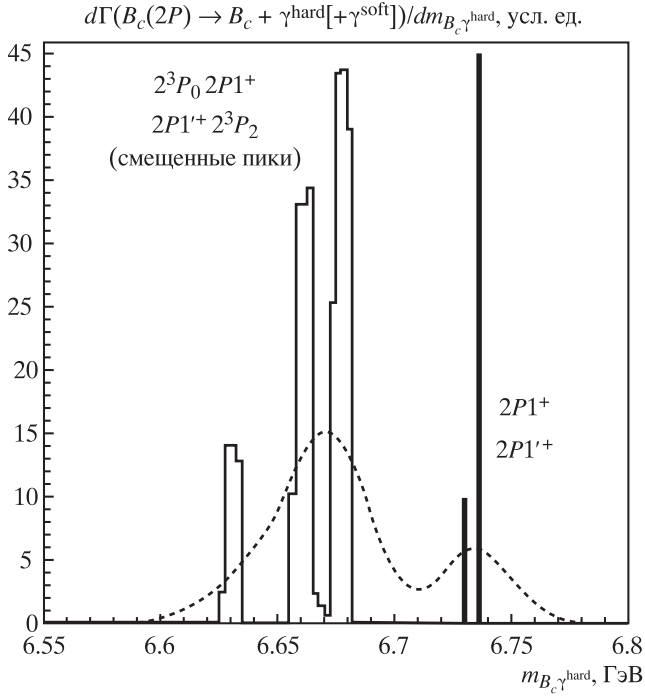


Рис. 1. Спектр масс системы $B_c + \gamma^{hard}$ для процесса $B_c(2P) \rightarrow B_c + \gamma^{hard}[+\gamma^{soft}]$.

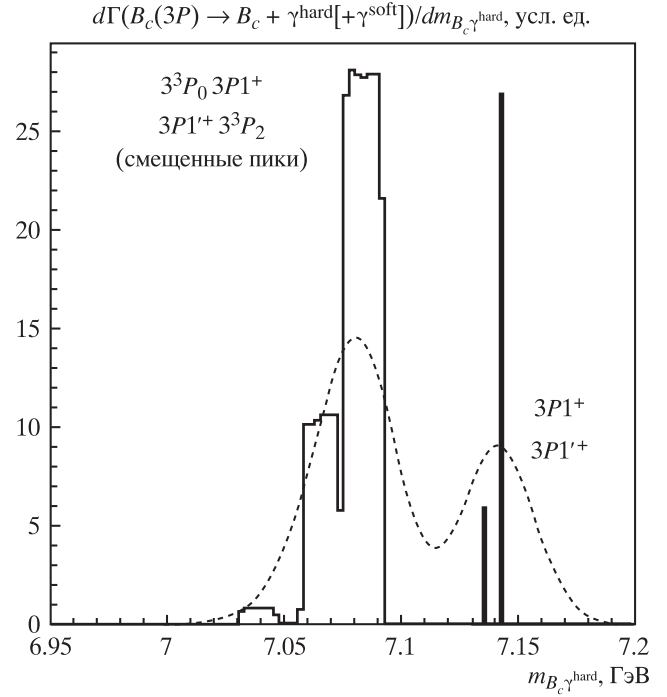


Рис. 2. Спектр масс системы $B_c + \gamma^{hard}$ для процесса $B_c(3P) \rightarrow B_c + \gamma^{hard}[+\gamma^{soft}]$.

Действительно, нетрудно показать, инвариантная масса $\tilde{M}$ конечного псевдоскалярного B_c -мезона и “жесткий” фотон γ^{hard} лежит в промежутке:

$$(M + \Delta M')^2 - 4\Delta M\Delta M' \frac{\left(1 + \frac{\Delta M}{2M}\right)\left(1 + \frac{\Delta M'}{2M}\right)}{\left(1 + \frac{\Delta M}{M}\right)^2} < \tilde{M}^2 < (M + \Delta M')^2, \quad (3)$$

где $M = M(B_c)$ – масса нижнего псевдоскалярного состояния; $\Delta M = M(B_c^*) - M(B_c)$ – разница между массами нижних векторного и псевдоскалярного состояний; $\Delta M' = M(B_c^p) - M(B_c^*)$ – разница между массами P -волнового возбуждения и нижнего векторного состояния: $M(B_c^p) = M(B_c) + \Delta M + \Delta M'$.

Таким образом, потеря “мягкого” фотона в каскадном распаде $2P$ -волновых состояний приводит к размытию пика на величину

$$\Delta\tilde{M} = \tilde{M}_{max} - \tilde{M}_{min} \approx 2 \frac{\Delta M\Delta M'}{M} \quad (4)$$

и его сдвигу в сторону меньших масс на величину ΔM . Учитывая, что $\Delta M \approx 65$ МэВ и $\Delta M' \approx 400$ МэВ, можно получить для $2P$ -волновых состояний величину размытия

$$\Delta\tilde{M}_{2P} \approx 10 \text{ МэВ}.$$

Ясно, что это размытие меньше аппаратной ширины резонанса и абсолютно не влияет на качество его регистрации. Здесь следует отметить, что для $3P$ -волновых возбуждений размытие пика из-за потери “мягкого” фотона в каскадном распаде также невелико:

$$\Delta\tilde{M}_{3P} \approx 20 \text{ МэВ}.$$

Предсказываемые распределения по инвариантной массе конечного псевдоскалярного B_c -мезона и “жесткого” фотона в каскадных распадах $2P$ -волновых состояний B_c -мезона представлены на рис. 1. Видны несмещенные пики от состояний $2P 1^+$ и $2P 1'^+$, условно изображенные вертикальными отрезками, а также смещенные и размытые пики от состояний 2^3P_0 , $2P 1^+$, $2P 1'^+$ и 2^3P_2 . Аналогичные

распределения для $3P$ -волновых возбуждений представлены на рис. 2. Штриховыми гистограммами на обоих рисунках представлены те же пики, но с грубым моделированием разрешения детектора. Разрешение учитывалось с помощью размытия исходных диаграмм с помощью функции Гаусса с величиной дисперсии 15 ГэВ. Необходимо подчеркнуть, что подобное моделирование имеет исключительно оценочный характер и не отражает в точности реальных свойств детектора. Тем не менее такие оценки позволяют понять, какую форму будут иметь пики при их обнаружении в эксперименте.

Важно отметить, что несмотря на то, что выход $2P$ - и $3P$ -состояний в протон-протонном взаимодействии примерно одинаков, $3P$ -возбуждения обнаружить в спектре масс $B_c + \gamma$ будет сложнее, так как, если $2P$ -возбуждения всегда распадаются электромагнитным образом, то $3P$ -возбуждения претерпевают электромагнитные распады только в 20% случаев. Относительные выходы $2P$ - и $3P$ -состояний в моде $B_c + \gamma$ для разных минимальных поперечных энергий фотона представлены в табл. 2.

Видно, что чем больше минимальная поперечная энергия фотона, тем с меньшей вероятностью он излучен именно B_c^* -мезоном.

Таблица 2. Относительный выход возбужденных состояний B_c -мезонов в распадной моде $B_c + \gamma$ в зависимости от минимальной поперечной энергии фотона $\omega_T^{\min}$

$\omega_T^{\min}$, ГэВ	Состояние B_c	Относительный выход %
0.3	$B_c(2P)$	~ 5.0
	$B_c(3P)$	~ 1.0
	B_c^*	~ 0.8
0.5	$B_c(2P)$	~ 3.5
	$B_c(3P)$	~ 0.7
	B_c^*	~ 0.06
1.0	$B_c(2P)$	~ 0.9
	$B_c(3P)$	~ 0.4
	B_c^*	~ 0.005

3. РАСПАДЫ $B_c(2S) \rightarrow B_c(1S) + \pi\pi$

Есть все основания считать, что в перспективе эксперимент LHCb позволит изучить не только P -волновые, но и $2S$ -возбуждения B_c -мезона. Действительно, выход $2S$ -возбуждения составляет около 25% от общего выхода B_c -мезонов. В свою очередь около половины таких состояний распадается на $B_c(B_c^*)$ в $\pi^+\pi^-$ -пару:

$$\begin{aligned}
 2^1S_0(B_c) &\xrightarrow[\sim 50\%]{\pi^+\pi^-} 1^1S_0(B_c), \\
 2^3S_1(B_c) &\xrightarrow[\sim 40\%]{\pi^+\pi^-} 1^3S_1(B_c), \\
 \sigma(B_c(2S))/\sigma^{\text{total}}(B_c) &\sim 25\%, \\
 \sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0) &\sim 2.6.
 \end{aligned}$$

Таким образом, выход $2S$ -возбуждений в распадной моде $B_c(2S) \rightarrow B_c(B_c^*) + \pi^+\pi^-$ может достигать 10% от полного выхода B_c -мезонов.

По-видимому, извлечение таких событий из фона является очень сложной экспериментальной задачей. В настоящей работе мы не будем ее касаться, а обсудим форму сигнала, которую можно было бы наблюдать после отсека фона.

Очень интересно было бы измерить форму спектра по инвариантной массе $\pi\pi$ -пары в этом распаде и сравнить ее с аналогичной формой спектра в распаде $\psi' \rightarrow \psi + \pi^+\pi^-$. Теоретически распределение массы $\pi\pi$ -пары в распаде ψ' изучалось, начиная с середины 70-х годов прошлого столетия. В работах [27–30] из соображений, основанных на киральной теории, был сделан вывод, что при малых инвариантных массах $\pi\pi$ -пары амплитуда этого процесса примерно пропорциональна величине $m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2$. Это приближение было распространено на весь фазовый объем распада (см. рис. 3). В настоящий момент именно такое простейшее приближение используется LHCb для моделирования обсуждаемых событий. Однако данные, полученные в эксперименте BESII [31], показывают, что, вполне возможно, для хорошего описания спектра в амплитуду необходимо также включить резонансную часть, определяемую так называемым $f_0(500)$ - или σ -резонансом с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$ и массой $(400 - 550) - i(200 - 350)$ МэВ (см. рис. 4). Следует отметить, что в теории этот резонанс возникает как киральный партнер триплета пионов [32].

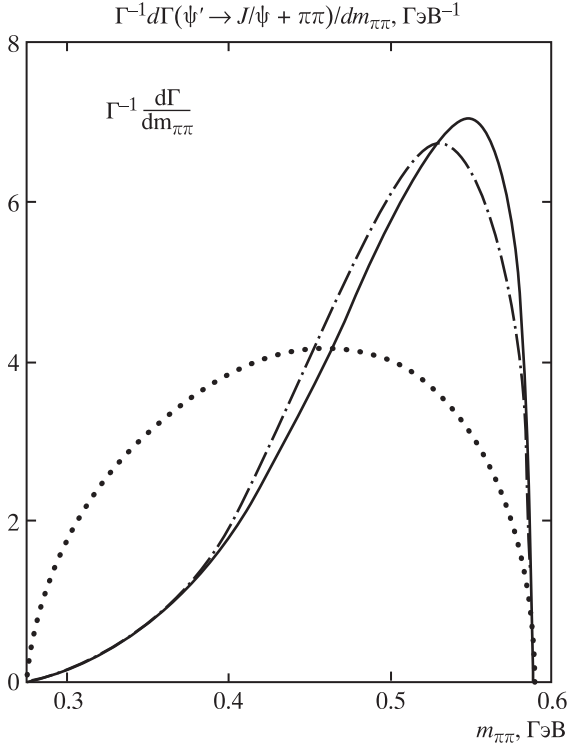


Рис. 3. Распределения по инвариантной массе двух пионов $m_{\pi\pi}$ в распаде $\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi$, взятые из работы [27]: сплошная и точечно-штриховая кривые – распределения, полученные из соображений киральной инвариантности без учета и с учетом взаимодействия в конечном состоянии; точечная кривая – фазовый объем [28–30].

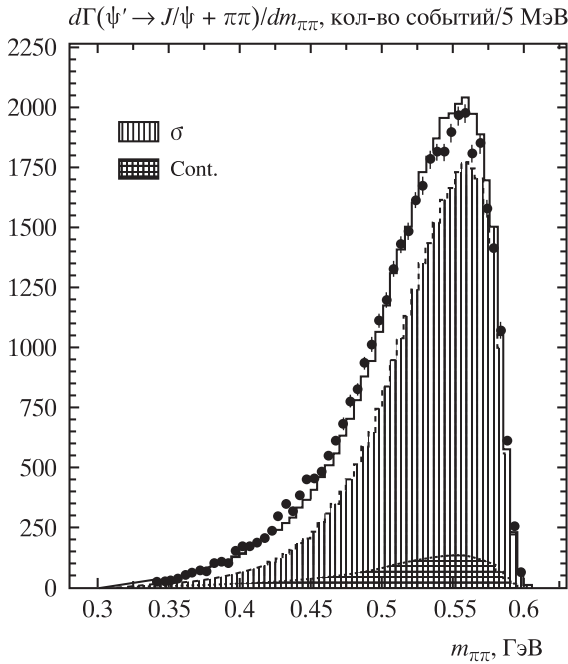


Рис. 4. Экспериментальное распределение по инвариантной массе двух пионов $m_{\pi\pi}$ для процесса $\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi$ (BESII) [31]. Вертикальная штриховка – предполагаемый вклад резонанса σ , он же $f_0(500)$.

Как и в случае электромагнитных распадов P -возбуждений, потеря “мягкого” фотона от распада B_c^* сдвигает векторное $2S$ -состояние приблизительно на 65 МэВ, и незначительно размывает пик. Величина такого размыва оценивается по формуле:

$$\Delta\tilde{M}_{2S} = \tilde{M}_{\max} - \tilde{M}_{\min} \approx 2 \frac{\sqrt{\Delta M^2 - m_{\pi\pi}^2} \Delta M''}{M}, \quad (5)$$

где $\Delta M = M(B_c^*) - M(B_c)$ – разница между массами нижних векторного и псевдоскалярного состояний, а $\Delta M'' = M(B_c(2^3S_1)) - M(B_c^*)$ – разница между массами 2^3S_1 -волнового возбуждения и нижнего векторного состояния и оказывается совсем незначительной:

$$\Delta\tilde{M}_{2S} \approx 10 \text{ МэВ}.$$

В результате в спектре масс $B_c + \pi\pi$ более тяжелое векторное состояние 2^3S_1 окажется левее, чем более легкое псевдоскалярное состояние 2^1S_0 примерно на 30 МэВ. Скорее всего, из-за близости, эти два пика не будут различаться в эксперименте, и будут видны как один асимметричный пик (см. рис. 5).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что потеря “мягкого” фотона из распада $B_c^* \rightarrow B_c + \gamma$ сдвигает пики $2S$ -, $2P$ - и $3P$ -возбуждений на 65 МэВ и размывает их на 10–20 МэВ. Ясно, что это не главная проблема при изучении воз-

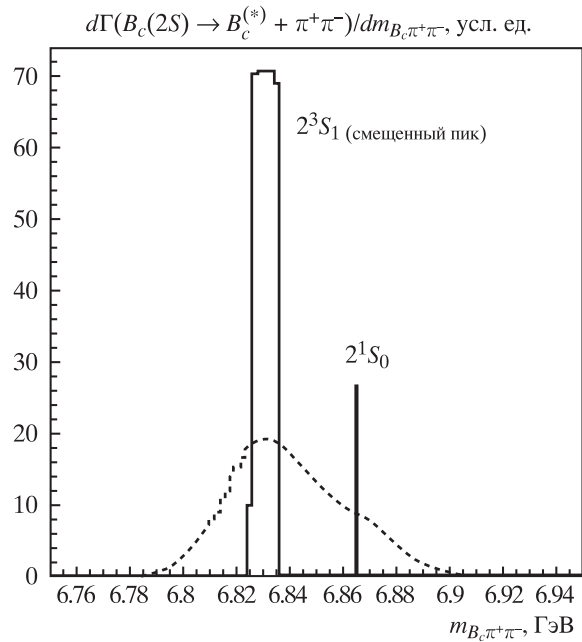


Рис. 5. Спектр масс системы $B_c + \pi^+ \pi^-$ для процесса $B_c(2S) \rightarrow B_c + \pi^+ \pi^- [+ \gamma^{soft}]$.

буждений B_c -мезонов. В ранних теоретических работах, посвященных адронному рождению B_c -мезонов, подразумевалось, что нижние векторное и псевдоскалярное состояния можно будет различить на эксперименте, и тем самым измерить их относительный выход в разных кинематических областях. Это позволило бы лучше понять механизм рождения B_c -мезонов. Однако малое энерговыделение в распаде $B_c^* \rightarrow B_c \gamma$ делает задачу экспериментального выделения B_c^* чрезвычайно сложной. Скорее всего, первыми в спектре $M_{B_c} + \gamma$ будут найдены $2P$ -волновые возбуждения.

В работе также указано, что изучение распадов $B_c(2S) \rightarrow B_c(B_c^*) + \pi^+ \pi^-$ может оказаться важным источником новой информации о природе σ -мезона.

Авторы благодарят организаторов Международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН и симпозиума “Кварконий 2012”, проведенного в ее рамках, за предоставленную возможность доложить результаты настоящего исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **100**, 182002 (2008).
2. V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **102**, 092001 (2009).
3. V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **101**, 012001 (2008).
4. F. Abe *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998).
5. W. Adam *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-BPH-11-003 (2012).
6. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), ATLAS-CONF-2012-028, ATLAS-COM-CONF-2012-035 (2012).
7. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **109**, 232001 (2012).
8. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 251802 (2012).
9. S. Godfrey, Phys. Rev. D **70**, 054017 (2004).
10. S. Gershtein, V. Kiselev, A. Likhoded *et al.*, Phys. Usp. **38**, 1 (1995).
11. S. Gershtein, V. Kiselev, A. Likhoded *et al.*, eprinthep-ph/9803433.
12. I. Gouz, V. Kiselev, A. Likhoded *et al.*, Yad. Phys. **67**, 1581 (2004).
13. A. Berezhnoy, A. Likhoded and M. Shevlyagin, Yad. Phys. **58**, 730 (1995).
14. C.-H. Chang, Y.-Q. Chen, G.-P. Han *et al.*, Phys. Lett. B **364**, 78 (1995).
15. A. Berezhnoy, A. Likhoded, and O. Yushchenko, Yad. Phys. **59**, 742 (1996).
16. K. Kolodziej, A. Leike, and R. Ruckl, Phys. Lett. B **355**, 337 (1995).
17. A. Berezhnoy, V. Kiselev, and A. Likhoded, Z. Phys. A **356**, 79 (1996).
18. A. Berezhnoy, V. Kiselev, A. Likhoded *et al.*, Yad. Phys. **60**, 1889 (1997).
19. S. Baranov, Phys. Rev. D **56**, 3046 (1997).
20. S. Baranov, Yad. Phys. **60**, 1459 (1997).
21. A. Berezhnoy, V. Kiselev, and A. Likhoded, Yad. Phys. **60**, 108 (1997).
22. C.-H. Chang, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Phys. Rev. D **70**, 114019 (2004).
23. A. Berezhnoy, Yad. Phys. **68**, 1928 (2005).
24. C.-H. Chang, C.-F. Qiao, J.-X. Wang *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 114009 (2005).
25. C.-H. Chang, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Comput. Phys. Commun. **175**, 624 (2006).
26. A. Berezhnoy, A. Likhoded, and A. Martynov, Phys. Rev. D **83**, 094012 (2011).
27. L. S. Brown and R. N. Cahn, Phys. Rev. Lett. **35**, 1 (1975).
28. V. Novikov and M. A. Shifman, Z. Phys. C **8**, 43 (1981).
29. M. B. Voloshin, JETP Lett. **21**, 347 (1975).
30. M. B. Voloshin and V. I. Zakharov, Phys. Rev. Lett. **45**, 688 (1980).
31. M. Ablikim *et al.* (BES Collab.), Phys. Lett. B **645**, 19 (2007).
32. M. Albaladejo and J. Oller, Phys. Rev. D **86**, 034003 (2012).
33. S. N. Gupta and J. M. Johnson, Phys. Rev. D **53**, 312 (1996).
34. V. Kiselev, A. Likhoded, and A. Tkabladze, Phys. Rev. D **51**, 3613 (1995).

OBSERVATION POSSIBILITIES OF B_c EXCITED STATES AT LHCb

A. V. Berezhnoy and A. K. Likhoded

The yield of $2P$, $3P$ and $2S$ excitations of B_c meson has been estimated for the LHCb acceptance. It has been predicted, that the $2P$ excitations the first, which will be observed in the $M_{B_c} + \gamma$ spectrum. It has been pointed out, that the decays $B_c(2S) \rightarrow B_c(B_c^*) + \pi^+ \pi^-$ could provided a new information about the σ resonance nature.