

===== МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ =====

УДК 539.126.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ СОСТОЯНИЙ χ_{cJ} В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2023 г. А. М. Варламов^{a, *}, Ю. В. Харлов^{a, b}

^aМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия

^bИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Протвино, Московская обл., 142281 Россия

*E-mail: varlamov.am@phystech.edu

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 28.12.2022 г.

Принята к публикации 23.01.2023 г.

В данной работе представлены оценки возможности регистрации состояний χ_{cJ} в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере. Показано, что существующее разрешение трековой системы и электромагнитного калориметра достаточно для разделения сигналов χ_{c1} и χ_{c2} , а также определены кинематические отборы для выделения этих состояний чармония.

Ключевые слова: сильновзаимодействующая материя, чармоний, моделирование методом Монте Карло, генератор событий, отклик детектора

DOI: 10.56304/S2079562922050621

Согласно современным представлениям о сильновзаимодействующей материи, кварки и глюоны при высокой температуре, составляющие статистический ансамбль этой материи, находятся в состоянии деконфайнента, т.е. не связаны между собой в адроны. Для экспериментального изучения такой кварк-глюонной материи используют столкновения тяжелых ионов при сверхвысоких энергиях. Термодинамические свойства КХД-материи исследуются по нескольким направлениям – измерение электромагнитных сигналов (фотонов и лептонных пар), жестких КХД процессов с регистрацией струй или адронов с большими попечерными импульсами, измерение образования тяжелых кварков и кваркониев – связанных состояний пар тяжелых кварков и антикварков.

Одним из первых проявлений материи, состоящей из свободных кварков и глюонов, было обнаружение экспериментом NA50 подавления выхода J/ψ в столкновениях ионов свинца на ускорителе SPS при энергии $\sqrt{s} = 17$ ГэВ ([1]). Первоначально эффект подавления образования J/ψ был приписан к цветовому экранированию тяжелых c кварков в кварк-глюонной среде, что препятствует образованию связанных состояний $c\bar{c}$, в том числе и уменьшает вероятность образования J/ψ . Однако дальнейшие измерения факто-ра подавления выхода J/ψ в экспериментах на коллайдерах тяжелых ионов RHIC [3] и LHC [4]

показали, что за модификацию спектров образования J/ψ отвечает несколько конкурирующих механизмов [2]. Помимо цветового экранирования, на спектр J/ψ оказывает влияние вторичное взаимодействие образовавшегося J/ψ с кварк-глюонной средой, через которую проходит J/ψ от своего образования до распада. Свободные тяжелые кварки c (\bar{c}) в среде подвержены также эффекту рекомбинации, который приводит к образованию связанных состояний чармония на поздних стадиях эволюции кварк-глюонной материи. Для систематического изучения образования и эволюции связанных состояний пар тяжелых кварков-антинварков в среде необходимо измерение выходов целого набора состояний кваркония, отличающихся друг от друга радиусом потенциала, энергии связи, а также спином. Первым шагом в направлении этих исследований может быть измерение выходов состояний $\chi_{cJ}(1P)$, $J = 0,1,2$ одновременно с выходами $J/\psi(1S)$, уже достаточно хорошо измеренными в столкновениях тяжелых ионов. Все эти частицы имеют довольно простые моды распада, которые могут быть зарегистрированы в основных детекторах любого универсального эксперимента на коллайдерах. В табл. 1 приведены основные параметры состояний чармония [5].

В данной работе мы представляем первые оценки возможности регистрации состояний чармония $\chi_{cJ}(1P)$, $J = 0,1,2$ в эксперименте ALICE на

Таблица 1. Основные свойства изучаемых состояний чармония

Частица	Масса, МэВ/ c^2	Распад	Бренчинг, %	Энергия связи, ГэВ
J/ψ	3096.90	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	5.97	0.64
χ_{c0}	3414.75	$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma$	1.27	0.32
χ_{c1}	3510.66	$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$	33.9	0.22
χ_{c2}	3556.20	$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$	19.2	0.18

Большом адронном коллайдере [6]. В связи с тем, что экспериментальная установка ALICE обеспечивает хорошую идентификацию электронов в области центральных быстрот, но не обладает мюонным детектором в этой области, далее рассматриваются только распады $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Регистрация треков электронов и позитронов от распада J/ψ и измерение их импульсов обеспечивается центральной трековой системой с аксептансом $\Delta\phi = 360^\circ$, $|y| < 0.9$, а фотоны от распадов χ_{cJ} регистрируются в фотонном спектрометре PHOS с аксептансом $\Delta = 70^\circ$, $|y| < 0.12$. Первой задачей данного исследования является оценка возможности детекторов с их конечным разрешением разделить сигналы состояний чармония друг от друга.

a. Генератор событий Pythia8. Для изучения регистрации различных состояний чармония использовался генератор событий Pythia версии 8.210 [7]. С помощью генератора проводилось моделирование столкновений pp с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Для повышения эффективности и скорости моделирования регистрации состояний χ_{cJ} конфигурация генератора включала только процессы образования чармония, а из всех мод распадов χ_{cJ} и J/ψ были включены только каналы $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Кроме того, было проведено моделирования отклика детекторов эксперимента ALICE, регистрирующих электроны (позитроны) и фотоны, а именно детекторов ITS (Inner Tracking System), TPC (Time Project Chamber) и фотонного спектрометра PHOS. Моделирование реального отклика детектора заключалось в воспроизведении конечного разрешения импульсов заряженных частиц в трековых детекторах ITS и TPC, а также энергетического и координатного разрешения фотонон в детекторе PHOS.

Относительное энергетическое разрешение калориметра моделировалось с помощью нормального распределения энергии относительно его точного значения, вычисленного в Pythia, с параметром среднеквадратичного отклонения в соответствии с параметризацией (1).

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.018}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.033}{E}\right)^2 + (0.011)^2}, \quad (1)$$

где энергия фотона E выражена в ГэВ. Координатное разрешение PHOS в работе считалось пре-небрежимо малым. По вычисленным углам фотона в полярной системе координат и энергия фотона получался 4-импульс фотона, искаженный по сравнению с истинным 4-импульсом из-за учета аппаратурного разрешения PHOS:

$$P_\gamma = \begin{pmatrix} E \cos \varphi \sin \theta \\ E \sin \varphi \sin \theta \\ E \cos \theta \\ E \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для электронов и позитронов, регистрируемых в ITS и TPC, моделирование конечного разрешения проводилось следующим образом. Абсолютное значение точного 3-импульса p , полученного от генератора Pythia, искажалось случайной аддитивной добавкой, вычисленной по нормальному распределению согласно параметризации

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0.008)^2 + (0.002p)^2}. \quad (3)$$

Для согласованности энергия электронов и позитронов перевычислялась из искаженного 3-импульса $|\mathbf{p}'|$ с использованием известной массы m_{e^\pm} . Тогда компоненты искаженного 4-импульса электронов и позитронов, эмулирующего реальный отклик трековых детекторов ITS и TPC, вычислялись из точных компонент 3-импульса \mathbf{p} , полученного из Pythia, в соответствии с формулой (4).

$$P_{e^\pm} = \begin{pmatrix} p_x \cdot |\mathbf{p}'| / |\mathbf{p}| \\ p_y \cdot |\mathbf{p}'| / |\mathbf{p}| \\ p_z \cdot |\mathbf{p}'| / |\mathbf{p}| \\ \sqrt{m_{e^\pm}^2 + |\mathbf{p}'|^2} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

b. Дифференциальные сечения образования χ_{cJ} и кинематика e^\pm и γ . Одним из результатов работы являются получение дифференциальных сечений образования состояний χ_{cJ} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в зависимости от поперечного им-

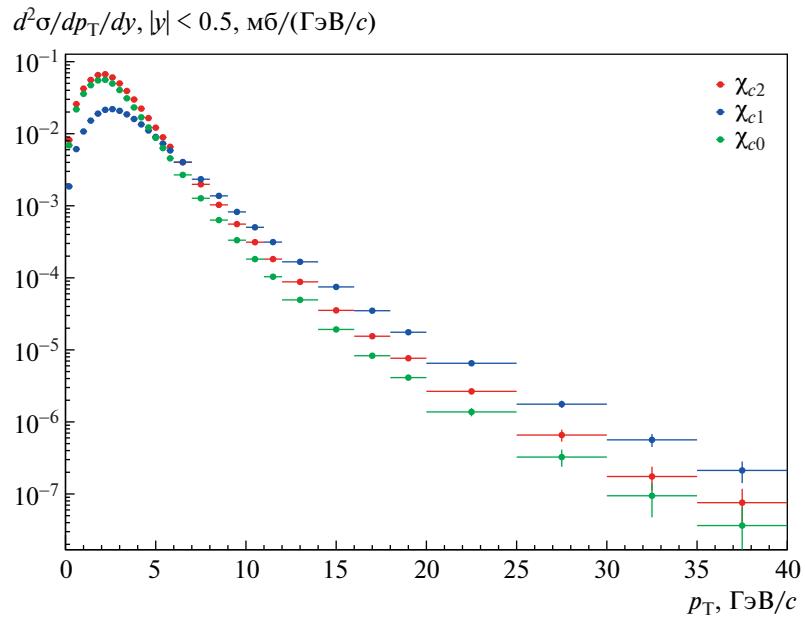


Рис. 1. Дифференциальные сечения образования χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в зависимости от p_T при $|y| < 0.5$.

пульса p_T в области центральных быстрот $|y| < 0.5$. Данные дифференциальные сечения образования всех трех состояний χ_{cJ} ($J = 0, 1, 2$) представлены на рис. 1. Поскольку для регистрации состояний χ_{cJ} необходимо детектировать конечные продукты распадов — e^+e^- и γ , то необходимо исследовать кинематику данных частиц. На рис. 2. представлены спектры поперечных импульсов для электронов, позитронов и фотонов. Как видно, спектр фотонов обладает отличительной особенностью — практически все фотоны, образованные в распаде состояний χ_{cJ} являются мягкими по сравнению с электронами и позитронами, т.е. обладают намного меньшими поперечными импульсами. Данная особенность фотонов объясняется малой разностью масс состояний χ_{cJ} и J/ψ , так как почти вся энергия исходного состояния переходит в энергию J/ψ , а на энергию (а значит, и поперечный импульс) фотона остается малая доля начальной энергии, что приводит к малому значению p_T фотонов, являющихся дочерними по отношению к исследуемым состояниям χ_{cJ} . Этот факт является существенным для определения возможности регистрации χ_{cJ} в эксперименте ALICE, в котором фотоны могут быть зарегистрированы только при энергиях выше некоторого порога, что будет обсуждаться ниже.

с. Условия регистрации e^\pm и γ . Реальный эксперимент, в отличии от моделирования, имеет ограничения не только в акцептансе установки, но и в

условиях регистрации частиц. Так, принимая во внимание ограничения, связанные с установкой эксперимента ALICE и ее детекторами, условия на регистрацию частиц сформулированы в табл. 2. Данные ограничения связаны с порогом регистрации фотона в калориметре PHOS и заряженных треков — в центральной трековой системе ALICE, состоящей из детекторов ITS и TPC.

После наложения на моделируемые события ограничений на кинематику частиц были получены спектры дифференциальных сечений регистрации состояний χ_{cJ} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Данные дифференциальные сечения представлены на рис. 3.

д. Эффективность регистрации. Вероятность зарегистрировать χ_{cJ} в детекторах ALICE определяется акцептантом детекторов, кинематическим ограничениями, накладываемыми на частицы конечного состояния, а также вероятностью (брэнчингом) выбранных мод распадов. Эта вероятность регистрации, в дальнейшем называемая эффективностью регистрации, определяется как отношение числа частиц, прошедших реконструкцию и ото-

Таблица 2. Кинематические ограничения на регистрацию конечных частиц в процессе моделирования

Частица	Условия регистрации
e^+, e^-	$ \eta < 0.8; \quad p_T > 0.5 \text{ ГэВ}/c$
γ	$ \eta < 0.12; \quad p_T > 1 \text{ ГэВ}/c$

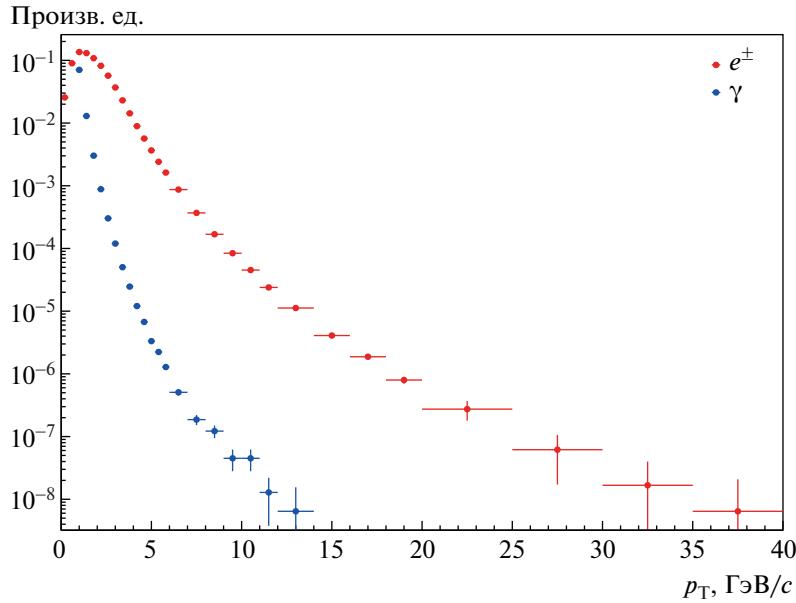


Рис. 2. Спектры поперечных импульсов e^\pm и фотонов от распадов $\chi_{cJ}, J = 0, 1, 2$.

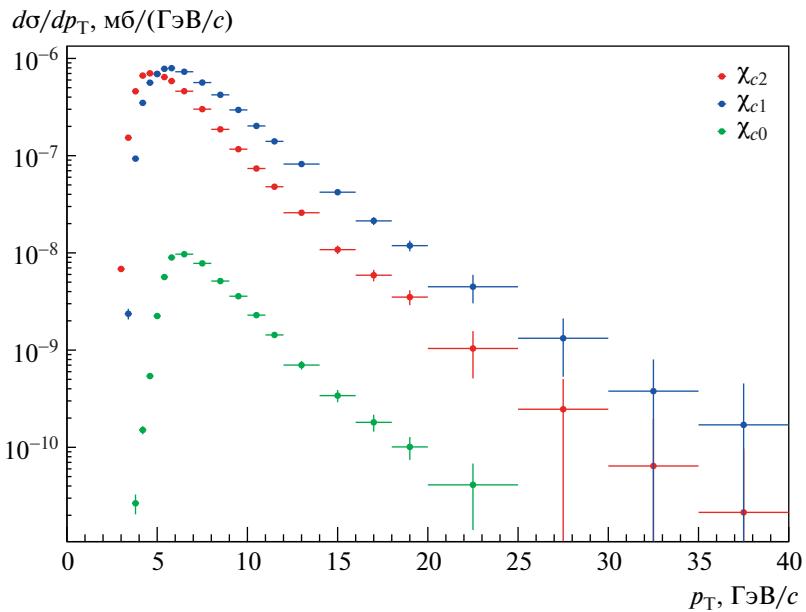


Рис. 3. Дифференциальные сечения χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} при условии регистрации e^\pm в центральной трековой системе и фотона в калориметре эксперимента ALICE.

бранных по кинематическим ограничениям, к числу рожденных частиц со всеми открытыми модами распада. Поскольку, как уже было сказано выше, в модели были разрешены распады χ_{cJ} только на $J/\psi\gamma$, а распады J/ψ – только на e^+e^- , то для вычисления эффективности регистрации были построены отношения дифференциальных сече-

ний регистрации χ_{cJ} с весами, равными брекчинту распада $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$, к дифференциальным сечениям их образования, представленные на рис. 4. Как видно, характерной особенностью данного отношения является резкий спад в окрестности $p_T \approx 1$ ГэВ/c. Связано это сразу с несколькими моментами. Один из них – пороговое значе-

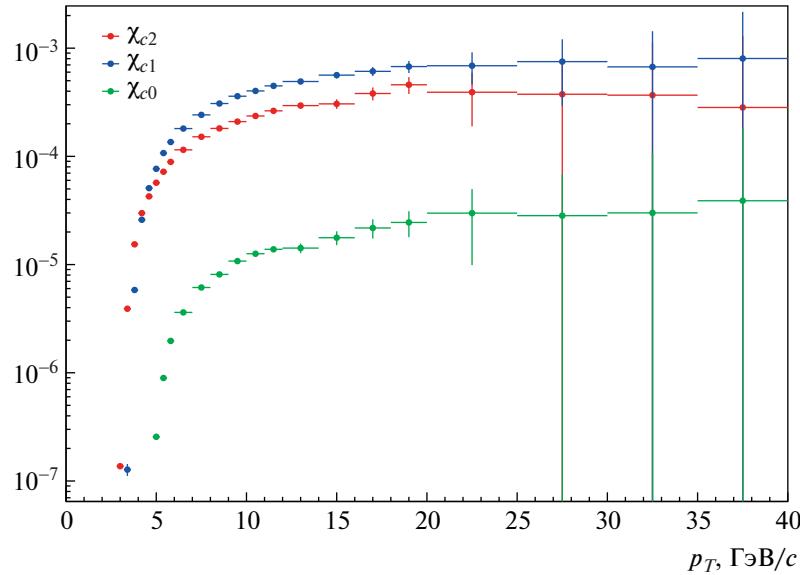


Рис. 4. Эффективность регистрации χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} в моде распада $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ в центральной трековой системе и фотона в калориметре эксперимента ALICE.

ние поперечного импульса регистрации фотона. Другой – мягкость фотона по отношению к электрону. Данный фактор менее заметен при больших значениях поперечного импульса, что наглядно видно из графика. Пороговое значение же просто ограничивает допустимую область сравнения поперечными импульсами $p_T > 1$ ГэВ/с. Таким образом, можно сделать вывод, что наибольшей эффективности регистрации состояний χ_{cJ} можно добиться при больших значениях поперечного импульса. Важно также отметить другой вывод из рис. 4: эффективность регистрации χ_{c0} в десятки раз ниже эффективности регистрации χ_{c1} и χ_{c2} , что объясняется различием брэнчингов распадов $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ (см. табл. 1).

е. Спектры инвариантных масс. Так как одним из основных методов регистрации распадающихся частиц является исследование спектров инвариантных масс конечных продуктов распадов, то в процессе моделирования были построены и спектры инвариантных масс $e^+e^-\gamma$. Так как массу частицы M можно определить как квадрат суммарного 4-х импульса конечных частиц, то для массы χ_{cJ} можно записать следующее выражение:

$$M^2 = (P_\gamma + P_{e^-} + P_{e^+})^2, \quad (5)$$

что после упрощения выражается через попарные скалярные произведения всех 4-импульсов конечных частиц:

$$M^2 = 2m_{e^\pm}^2 + 2(P_\gamma, P_{e^\pm}) + 2(P_\gamma, P_{e^-}) + 2(P_{e^-}, P_{e^+}). \quad (6)$$

Поскольку в выражение (6) входит большое количество компонентов, каждый из которых искается откликом детекторов, то и вычисленная таким образом инвариантная масса M обладает значительной погрешностью, приводящей к перекрытию пиков от различных состояний χ_{cJ} на спектрах инвариантных масс. В целях уменьшения влияния конечного разрешения детекторов на разрешение реконструированных масс χ_{cJ} в работе исследовались спектры разности масс $M_{\chi_{cJ}} - M_{J/\psi}$. В качестве обоснования уменьшения погрешности рассмотрим следующее выражение:

$$M_{\chi_{cJ}}^2 - M_{J/\psi}^2 = (P_\gamma + P_{e^-} + P_{e^+})^2 - (P_{e^-} + P_{e^+})^2, \quad (7)$$

которое после преобразования сводится к простому виду:

$$M_{\chi_{cJ}}^2 - M_{J/\psi}^2 = 2(P_\gamma, P_{e^+}) + 2(P_\gamma, P_{e^-}). \quad (8)$$

По сравнению с квадратом массы χ_{cJ} (6), разность квадратов масс (8) не содержит скалярного произведения импульсов электрона и позитрона, что приводит к уменьшению влияния импульсного разрешения трековой системы на разрешения по массе, и, соответственно, заметно уменьшает наложение пиков друг на друга на спектрах инвариантных масс. Полученные таким образом спектры инвариантных масс для различных диапазонов поперечного импульса представлены на рис. 5.

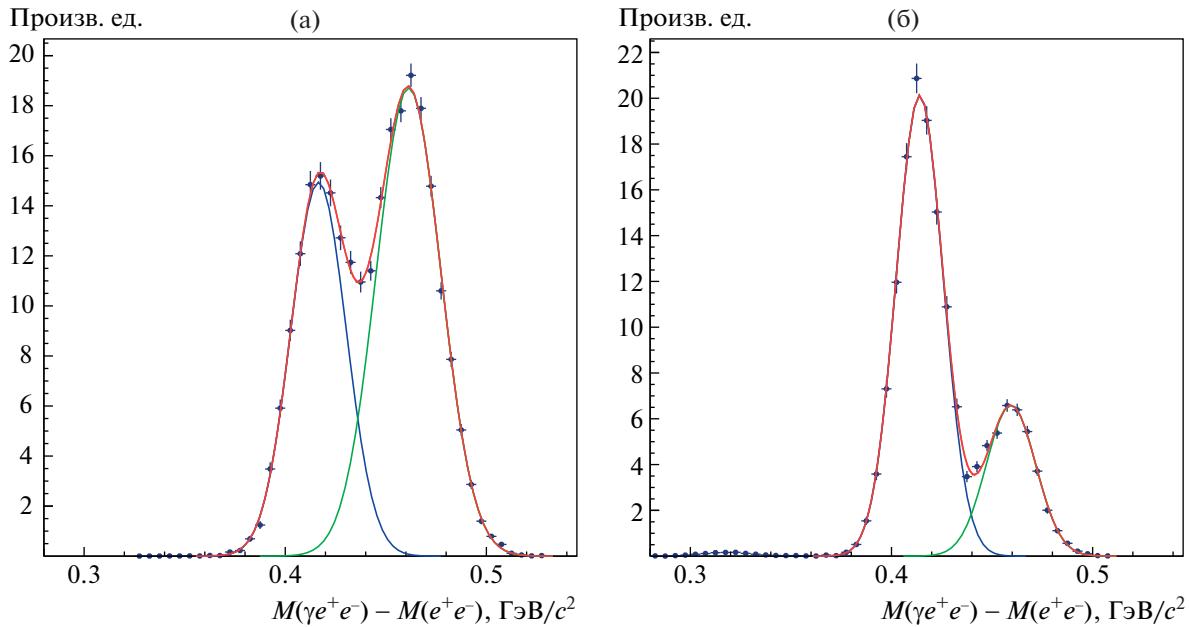


Рис. 5. Спектры разности инвариантных масс $e^+e^-\gamma$ и e^+e^- , зарегистрированных в акцептансе ALICE в двух интервалах p_T : $4 < p_T < 5 \text{ ГэВ}/c$ (а) и $10 < p_T < 15 \text{ ГэВ}/c$ (б).

Спектры разности инвариантных масс на рис. 5 аппроксимированы суммой двух гауссовых распределений со средними значениями, соответствующим значениям разности массы соответствующего состояния χ_{cJ} ($J = 1, 2$) и массы J/ψ . Пик, соответствующий χ_{c0} , сильно подавлен ввиду малого бренчинга распада и низкой эффективности регистрации (рис. 4). При достаточно большой статистике спектров разности инвариантных масс можно получить точные значения разности масс χ_{cJ} и J/ψ и вычислить количество зарегистрированных χ_{cJ} в каждом интервале поперечного импульса.

f. Построение гипотезы J/ψ и ее обоснование. Для исследования комбинаторного фона и его влияния на возможность регистрации состояний чармония следует построить корректную модель, иллюстрирующую тот факт, что реконструкция исходных состояний χ_{cJ} ведется по данным электрона, позитрона и фотона, образовавшихся в ходе распада чармония по каналу: $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Стоит отметить, что распад чармония – не единственных процесс, являющийся источником e^+ , e^- и γ в событии. Самый простой способ, позволяющий рассматривать комбинаторный фон – исследование всех зарегистрированных e^\pm и γ в событии. Но данный способ носит ряд недостатков. Так, из-за малого сечения образования чармония количество электронов и позитронов, про-

изошедших от распада состояний χ_{cJ} , будет очень мало по сравнению с количеством электронов и позитронов, родившихся в других процессах. Для решения данной проблемы предлагается использовать гипотезу J/ψ . Данная гипотеза накладывает ограничения на электрон и позитрон, используемые для реконструкции χ_{cJ} . Ограничения имеют вполне конкретный физический смысл: так как канал распада имеет две стадии, распад на пару $J/\psi\gamma$ и распад $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, то можно рассматривать те электрон-позитронные пары, инвариантная масса которых довольно близка к массе J/ψ . Для формализации критериев отбора, необходимо учесть несколько факторов. Один из них – конечное разрешение детекторов, приводящее к аппаратному уширению пика J/ψ на спектре инвариантных масс пар e^+e^- . Для того, чтобы найти параметры такого размытого пика J/ψ , проводится генерация процессов, в которых образуется J/ψ , распадающийся на e^+e^- . Затем рассмотрим срезы спектров инвариантной массы по поперечному импульсу. По полученным срезам построим графики зависимости инвариантной массы e^+e^- и ширины пика от p_T данной пары рис. 6.

Важной количественной характеристикой, которая позволит оценить правильность выдвинутой гипотезы – эффективность регистрации J/ψ . Для вычисления данной эффективности производилось генерирование событий, в которых об-

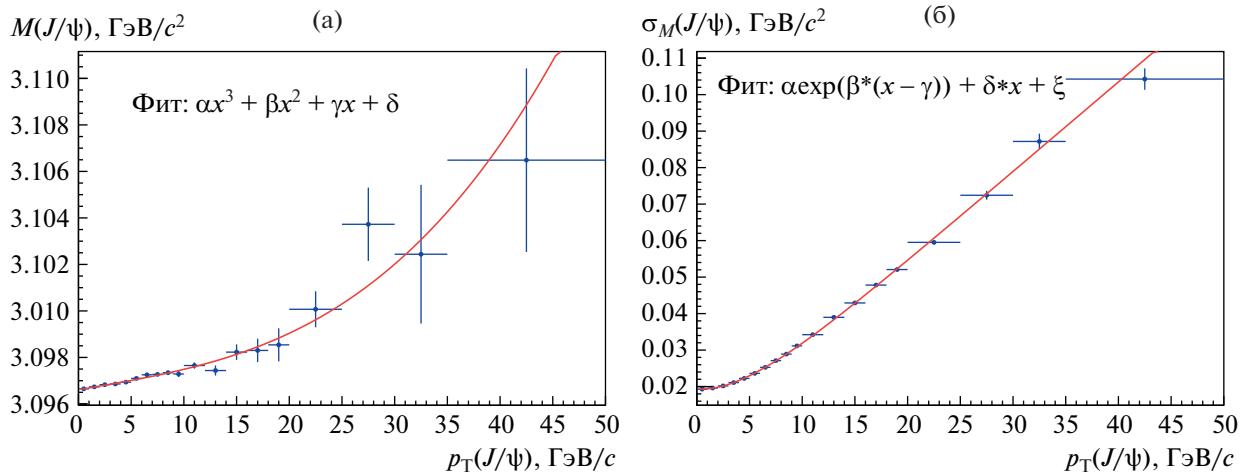


Рис. 6. Зависимость массы (а) и ширины пика (б) пары e^+e^- в зависимости от поперечного импульса данной пары.

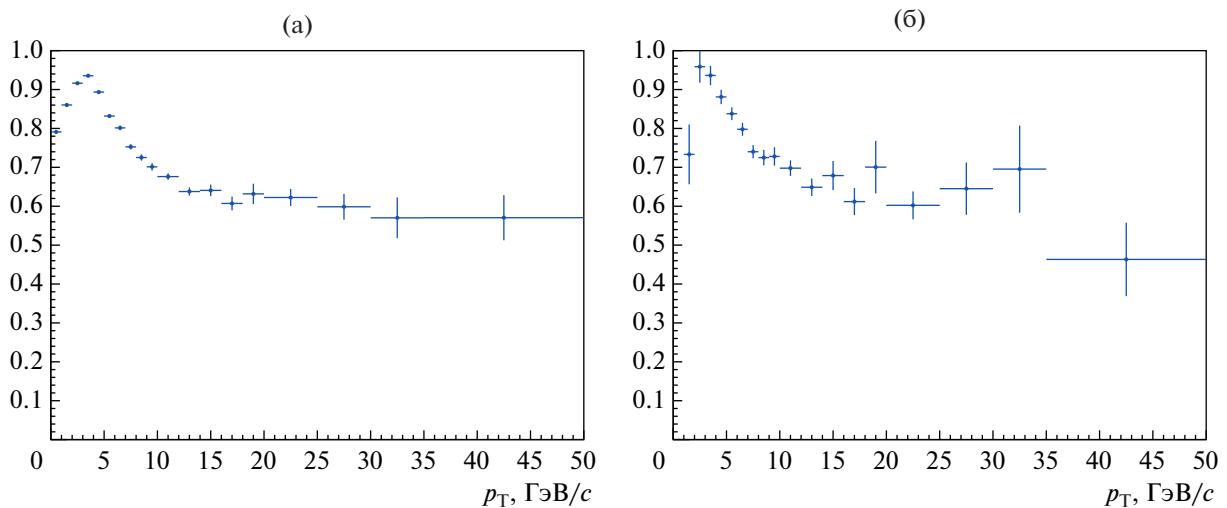


Рис. 7. Эффективность регистрации кандидатов в J/ψ – отношение количества зарегистрированных кандидатов к числу истинных J/ψ . (а) Эффективность для регистрации в аксептансе CTS: $|y| < 0.8$, $p_T > 1$ ГэВ/c, (б) эффективность для регистрации в аксептансе калориметра EMCAL: $|y| < 0.7$, $87^\circ < \phi < 187^\circ$, $E > 2.0$ ГэВ, $|y| < 0.12$, $260^\circ < \phi < 327^\circ$, $E > 2.0$ ГэВ.

разовывались истинные J/ψ , распадающиеся по электрон-позитронному каналу, после чего из всех электронов и позитронов формировались пары, удовлетворяющие гипотезе. Итоговая эффективность регистрации представлена на рис. 7.

Имея полученные таким образом критерии отбора пар e^+e^- , удовлетворяющие гипотезе J/ψ , можно перейти к реконструкции χ_{cJ} , в которой перебираются все возможные пары кандидатов в J/ψ и фотонов в том же событии. Отметим, что такой метод реконструкции может содержать и случайные наборы e^+ , e^- и γ , образованные от

распадов разных частиц, что приводит к комбинаторному фону. На рис. 8 приведены спектры разности инвариантных масс всех комбинаций $J/\psi_{\text{cand}}\gamma$ и J/ψ_{cand} в сгенерированных событиях процессов образования чармонания. Как можно видеть, комбинаторный фон под пиками χ_{cJ} незначительный, что позволяет получить хорошо статистически разделаемые пики отдельных состояний χ_{c1} и χ_{c2} .

г. Оценка влияния КХД процессов и процессов Дрелла–Яна на возможность регистрации состояний чармонания. Так как процессы распада чармонания являются далеко не единственными процес-

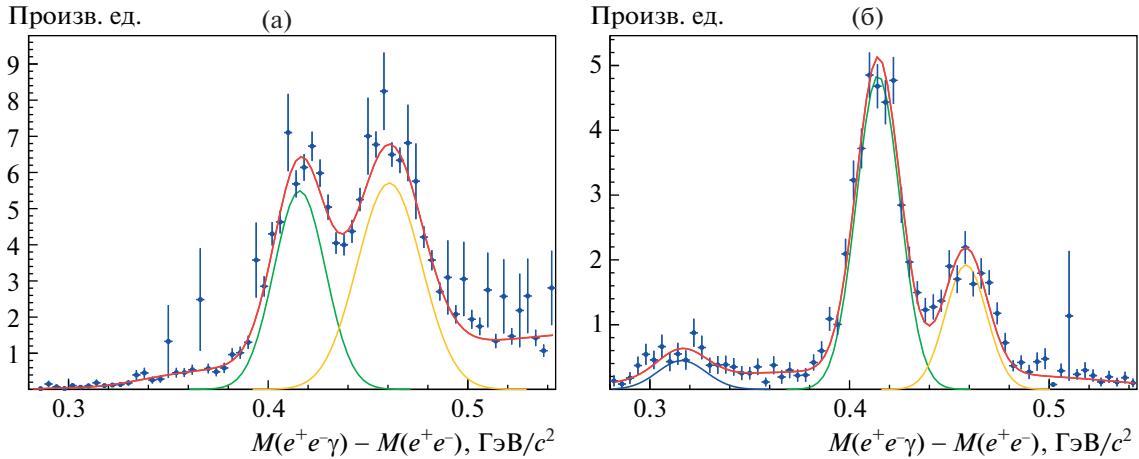


Рис. 8. Спектр разности инвариантных масс $J/\psi_{\text{ cand}}\gamma$ и $J/\psi_{\text{ cand}}$ при $5 < p_{\text{T}} < 6$ ГэВ/с (а) и при $10 < p_{\text{T}} < 16$ ГэВ/с (б).

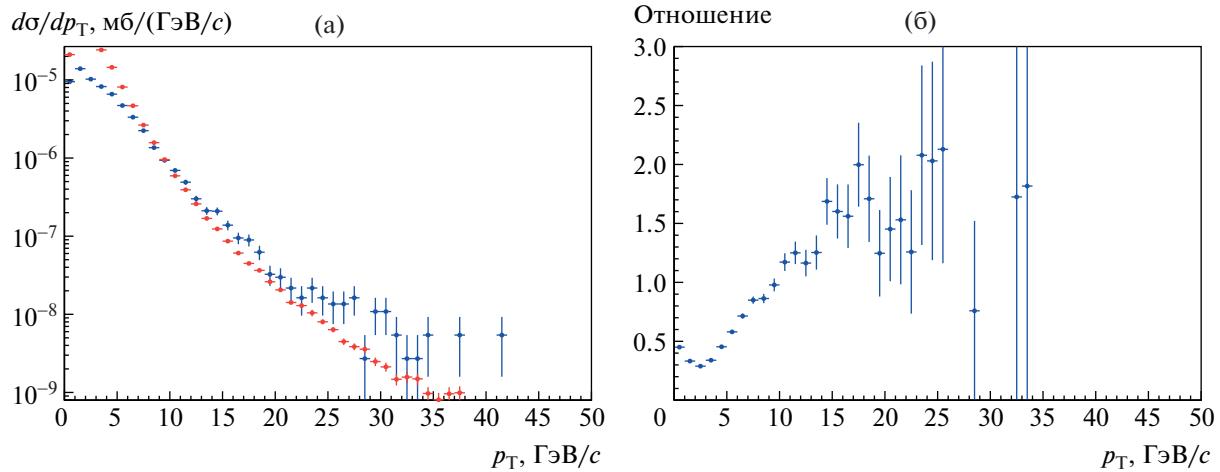


Рис. 9. Дифференциальные сечения образования чармония, полученные при генерировании всех КХД процессов (синий) и при генерировании только процессов, содержащих чармопий (а). Отношение дифференциальных сечений регистрации состояний чармония при генерировании различных процессов (б).

сами, в конечном состоянии которых образуются электрон-позитронные пары и фотоны, то необходимо произвести оценку влияния других процессов на возможность регистрации состояний чармония. В первую очередь, рассмотрим процессы, в которых могут образовываться электрон-позитронные пары. В частности, таким процессом является процесс Дрелла-Яна. Анализ данных процессов с учетом ограничений на кинематику лептонной пары (аксептанс детекторов и гипотеза J/ψ) сделан вывод, что процесс Дрелла-Яна не оказывает значимого эффекта на сечение регистрации χ_{cJ} . Рассмотрим так же другие процессы, описываемые КХД. Для оценки влияния данных процессов на возможность регистрации состояний чармония на рис. 9 приведем сравнение диф-

ференциального сечения образования чармония, полученного в моделировании всех процессов КХД, с дифференциальным сечением в моделировании процессов образования чармония.

Как видно, описанные дифференциальные сечения имеют один и тот же порядок величины, что позволяет сделать вывод о возможности регистрации состояний чармония без дополнительного анализа природы конечных продуктов распада (электрон, позитрон и фотон).

ВЫВОДЫ

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что конфигурация трековой системы и электромагнитного калориметра, приближен-

ные к реальным условиям эксперимента ALICE, позволяет статистически разделить сигналы χ_{c1} и χ_{c2} во всей доступной области кинематики чармония. Сигнал χ_{c0} , хоть и имеет минимальное перекрытие с сигналами χ_{c1} и χ_{c2} , значительно подавлен из-за малого бренчинга распада и поэтому в дальнейшем не будет рассматриваться. Кроме того, сформулированная и построенная гипотеза J/ψ , накладывающая ограничения на электрон и позитрон, образующие пару-кандидат в J/ψ показывает, что даже с учетом комбинаторного фона позволяет зарегистрировать отдельные состояния чармония в широкой кинематической области. Следующим шагом будет оптимизация моделирования отклика детекторов на регистрируемые электроны, позитроны и фотоны, и, в частности, определение оптимальных параметров координатного и энергетического разрешения фотонов и электронов в калориметрах PHOS и EMCAL эксперимента ALICE.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работы выполнена при поддержке гранта РНФ 22-42-04405.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Abreu M. C. et al. (NA50 Collab.) // Phys. Lett. B. 2000. V. 477 (1–3). P. 28.
[https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00237-9](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00237-9)
2. Kluberg L., Satz H. // Relativistic Heavy Ion Physics. Stock R. Ed.). Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collisions. 2010. Berlin: Springer-Verlag; arXiv: 0901.3831 [hep-ph]. 2010.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-01539-7_13
3. Adare A. et al. (PHENIX Collab.) // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 054912; arXiv: 1103.6269 [nucl-ex]. 2011.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.054912>
4. Abelev B.B. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2014. V. 734. P. 314; arXiv: 1311.0214 [nucl-ex]. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.064>
5. Zyla P.A. et al. (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020 (8). P. 083C01.
<https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
6. Aamodt K. et al. (ALICE Collab.) // J. Instrum. 2008. V. 3 (8). P. S08002.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>
7. PYTHIA8. Event Generator for High-Energy Physics Events. <http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>.

Production and Reconstruction Model of the χ_{cJ} States at the ALICE Experiment at the Large Hadron Collider

A. M. Varlamov^{1,*} and Yu. V. Kharlov^{1,2}

¹*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, 141701 Russia*

²*Institute for High Energy Physics, National Research Centre “Kurchatov Institute”, Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

*e-mail: varlamov.am@phystech.edu

Received December 28, 2022; revised December 28, 2022; accepted January 23, 2023

Abstract—Detection feasibility of the charmonium states χ_{cJ} at the ALICE experiment at the Large Hadron Collider are studied. It is demonstrated that the current resolutions of the tracking system and the electromagnetic calorimeter is sufficient for signal discrimination of χ_{c1} and χ_{c2} . Kinematic selection cuts are optimized for selection of these charmonia states.

Keywords: strongly interacting matter, charmonium, Monte-Carlo simulations, event generator, detector response