

КРИТЕРИИ ОТБОРА РАСПАДОВ $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, РЕГИСТРИРУЕМЫХ УСТАНОВКОЙ СВМ В Au + Au-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 25 ГэВ/НУКЛОН

О. Ю. Дереновская^а, Ю. О. Васильев^{б, в}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Общество по исследованию тяжелых ионов, GSI, Дармштадт, Германия

^в Франкфуртский университет им. И. В. Гёте, Франкфурт-на-Майне, Германия

В работе исследована возможность регистрации с помощью установки СВМ распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, рождающихся в Au + Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. Для выделения сигнальных событий в условиях доминирующего фона разработаны специальные критерии отбора и подобрана оптимальная толщина мишени. Предложена эффективная методика по определению критических границ для указанных критериев отбора. Показано, что используемые критерии позволяют надежно и с высокой скоростью осуществить набор приемлемой статистики распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

A possibility of registering the $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays, born in Au + Au-collisions at 25.4 GeV beam energy in the СВМ experiment is investigated in the paper. In order to select the signal events from a dominant background, specific criteria were developed and an optimal thickness of the target was chosen. An efficient method was proposed to determine the critical limits for these selection criteria. It has been shown that the proposed set of criteria can be used to collect an acceptable statistics of $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays with a high speed.

PACS: 02.50.Sk; 02.70.Rr; 29.85.Fj

ВВЕДЕНИЕ

Одна из ключевых задач современной физики высоких энергий — это изучение фазовой диаграммы сильно взаимодействующей ядерной материи [1]. При этом особый интерес представляют фазовые переходы от адронных к партонным степеням свободы, которые могут происходить при высоких температурах и/или высоких барионных плотностях. Исследование таких переходов может пролить свет на две фундаментальные проблемы квантовой хромодинамики — деконфайнмент и нарушение киральной симметрии. Кроме того, при высоких барионных плотностях (net baryon density) возможны проявления новых состояний ядерной материи. Реальный прогресс в этой области может быть достигнут только в результате получения новых экспериментальных данных.

В настоящее время на строящемся в Дармштадте (Германия) ускорительном комплексе антипротонов и тяжелых ионов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research)

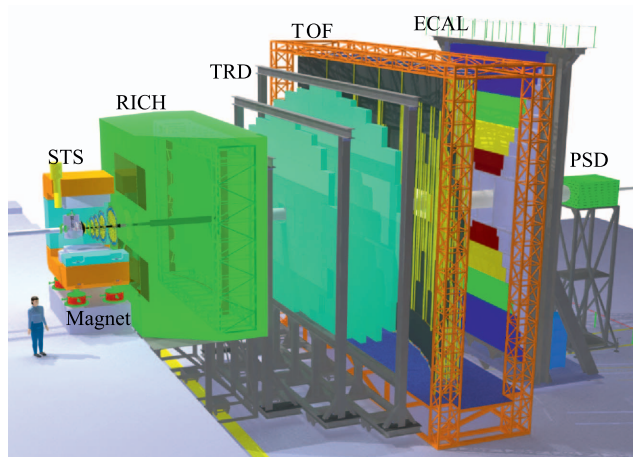


Рис. 1. Схема экспериментальной установки CBM

коллекцией CBM (Compressed Baryonic Matter) ведется разработка физической программы и подготовка экспериментальной установки для изучения сильносжатой барионной материи, образующейся в ядро-ядерных соударениях при энергиях пучка от 2 до 45 ГэВ/нуклон [2, 3].

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки CBM. Внутри дипольного магнита расположены мишень и координатный трековый детектор STS (Silicon Tracking System), предназначенный для реконструкции траекторий регистрируемых частиц, восстановления первичных и вторичных вершин и определения импульсов заряженных частиц. Детектор черенковского излучения RICH (Ring Imaging Cherenkov) служит для идентификации электронов с импульсами до 10 ГэВ/с. Детектор переходного излучения TRD (Transition Radiation Detector) используется для идентификации электронов с импульсами более 1 ГэВ/с и реконструкции траекторий частиц. Детектор времени пролета TOF (Time-Of-Flight) предназначен для идентификации адронов. Электромагнитный калориметр ECAL (Electromagnetic CALorimeter) служит для идентификации фотонов и электронов. С помощью калориметра PSD (Projectile Spectator Detector) определяются центральность соударения и плоскость реакции.

Изучение рождения чармония, образующегося в ядро-ядерных соударениях при энергиях FAIR, — одна из ключевых задач эксперимента CBM. Главная трудность состоит в крайне низком выходе J/ψ -мезонов с малой вероятностью распада по диэлектронному каналу (около 6%) в условиях интенсивного адронного (в основном пионного) фона. В [4] нами была развита методика идентификации J/ψ при распаде по диэлектронному каналу в протон-ядерных ($p + C$ и $p + Au$ при энергии пучка 30 ГэВ) и ядро-ядерных ($Au + Au$ при энергии пучка 10 ГэВ/нуклон) взаимодействиях с помощью установки CBM в рамках реализации первого этапа комплекса FAIR (SIS-100 [5]). При этом было показано, что в рассмотренных реакциях и при указанных энергиях с помощью установки CBM можно будет надежно и с высокой статистикой регистрировать распады $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

В настоящей работе исследована возможность регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, рождающихся в соударениях $Au + Au$ при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон на ускорителе SIS-300, после реализации второго этапа комплекса FAIR. По сравнению с рассмо-

тренными в [4] условиями регистрации J/ψ , в данном случае примерно вдвое возрастает плотность адронных треков на одно событие, а извлечение сигнальных событий усложняется. В связи с этим разработана эффективная критерия для надежного выделения сигнальных событий является актуальной и крайне важной задачей.

1. МЕТОДИКА РЕКОНСТРУКЦИИ J/ψ -МЕЗОНОВ

С целью оценки возможности регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ были сгенерированы наборы вторичных частиц, рождающихся в Au + Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. При этом набор фоновых частиц, отвечающих соударению Au + Au, моделировался с использованием пакета UrQMD [6], а распад $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ генерировался с помощью пакета PLUTO [7]. Подготовленные таким образом наборы частиц транспортировались с использованием GEANT3 [8] через детектор CBM. Модель установки CBM, построенная в программной среде CBMROOT [9], помещалась в декартову систему координат с началом в месте расположения мишени, ось OZ совпадала с направлением падающего пучка, а ось OY направлена вертикально вверх.

На рис. 2 показано типичное событие распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, зарегистрированное установкой CBM. На рис. 3 представлено типичное фоновое событие, отвечающее центральному Au + Au-взаимодействию. В результате такого соударения образуется в среднем 800 заряженных частиц.

Процедура выделения и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ включает в себя следующие этапы:

- 1) формирование выборок электронов и позитронов, отвечающих отдельному Au + Au-соударению,
- 2) исключение из указанных выборок электронов/позитронов, не удовлетворяющих специальным критериям отбора,
- 3) формирование кандидатов в J/ψ -мезоны (с использованием пакета KFParticle [10, 11]) из таких выборок,

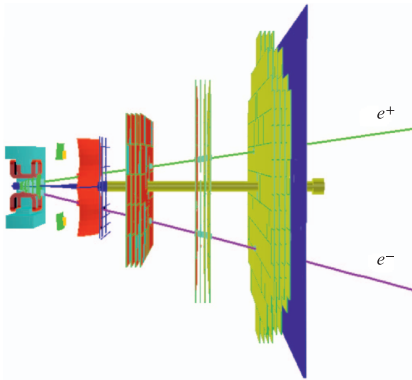


Рис. 2. Типичное сигнальное событие $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, зарегистрированное установкой CBM

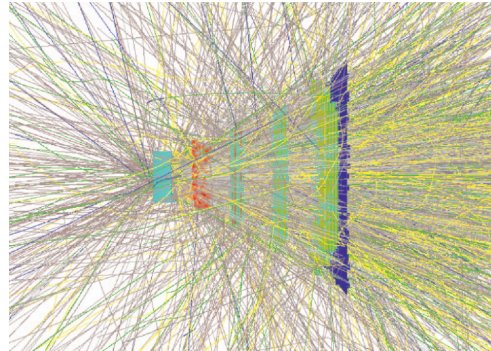


Рис. 3. Типичное событие от центрального соударения Au + Au при энергии 25 ГэВ/нуклон, зарегистрированное установкой CBM

- 4) подавление комбинаторного фона с помощью специальных критериев отбора,
- 5) построение спектра инвариантной массы для отобранных кандидатов в J/ψ -мезоны,
- 6) исследование структуры фона с целью повышения отношения сигнал/фон.

Для формирования выборок электронов и позитронов, отвечающих отдельному соударению Au + Au, проводилась идентификация указанных частиц с помощью детекторов черенковского RICH и переходного TRD излучений [4, 12]. Для исключения из этих выборок адронов дополнительно использовался детектор измерения времени пролета частиц TOF.

Для отбора из указанных выборок из каждого электрона и позитрона строилась (с использованием пакета KFParticle) J/ψ -частица. При этом образуется большое число некоррелированных, составленных случайным образом пар. Это так называемый комбинаторный фон, характерный для столкновений высокоэнергичных тяжелых ионов. Поэтому для наблюдения сигнала необходимо максимально подавить указанный фон. С этой целью были разработаны специальные критерии отбора, о которых пойдет речь ниже.

2. КРИТЕРИИ ОТБОРА СИГНАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

Основное назначение критериев отбора сигнальных событий — максимальное подавление фона при условии минимальной потери сигнальных событий. С этой целью используются специальные переменные (p_t , χ_{prim} , z -координата вершины распада, χ_{geo}^2), относящиеся к частицам, идентифицированным как электроны/позитроны, которые имеют заметно различающееся поведение для сигнальных и фоновых частиц.

Так как рассматриваемые переменные не позволяют со 100 %-й вероятностью отделить сигнальные частицы от фоновых, для каждой такой переменной x нужно выбрать свою критическую границу. Для ее определения мы предлагаем использовать две статистики: $F_1(x) = 1 - F_S(x)$ и $F_2(x) = F_{\text{Bg}}(x)$, где $F_S(x)$ — величина накопленной вероятности для распределения от переменной x для сигнальных частиц, а $F_{\text{Bg}}(x)$ — аналогичная величина для фоновых частиц.

Ниже приводятся используемые нами критерии отбора в порядке убывания фактора подавления фона (см. далее). При этом каждый последующий критерий применяется к выборке, оставшейся после использования предыдущего.

2.1. Распределения по поперечным импульсам для e^+e^- -пары. Наиболее эффективным критерием для подавления комбинаторного фона служит совместное распределение по поперечным импульсам для e^+e^- -пары. Этот кинематический критерий работает особенно хорошо тогда, когда сумма масс дочерних частиц намного меньше массы родительской частицы. При этом подавляющее большинство дочерних частиц имеет большой поперечный импульс. Это как раз наш случай, так как $2m_e \ll m_{J/\psi}$; здесь m_e — масса электрона, а $m_{J/\psi}$ — масса J/ψ -мезона.

На рис. 4 приведены совместные распределения по поперечным импульсам для электрон-позитронных пар для сигнальных (а) и фоновых (б) событий. Из этого рисунка видно, что фоновые события группируются в области малых поперечных импульсов, а у сигнальных e^+e^- -пар обе частицы имеют $p_t > 1$ ГэВ/с.

На рис. 5 представлены зависимости $F_1[p_t(e^-)]$ и $F_2[p_t(e^-)]$ для поперечных импульсов электронов из рассматриваемой пары. Указанные зависимости для позитронов имеют

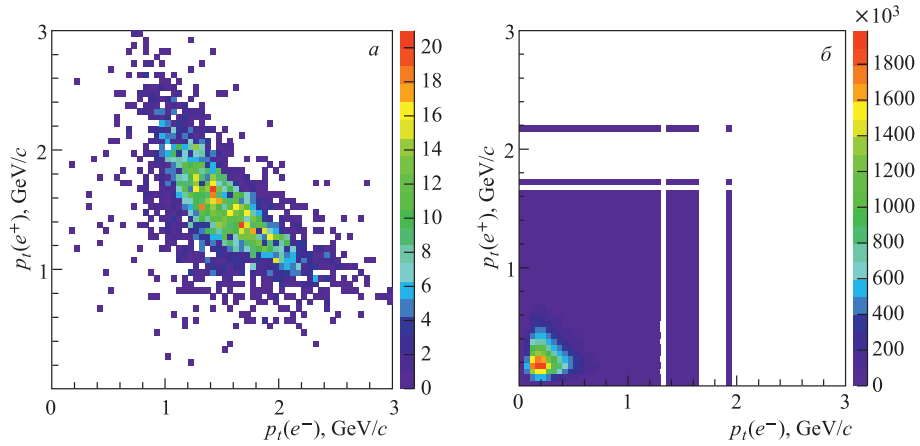


Рис. 4. Совместные распределения по поперечным импульсам для e^+e^- -пар для сигнальных (а) и фоновых (б) событий

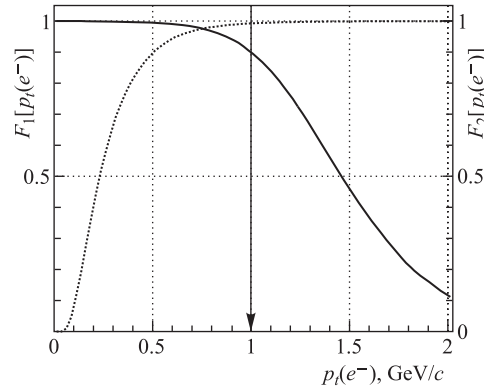


Рис. 5. Зависимости $F_1[p_t(e^-)]$ (сплошная линия) и $F_2[p_t(e^-)]$ (пунктирная) для поперечных импульсов электронов из рассматриваемой пары

аналогичный характер. Из рис. 5 следует, что если выбрать критическую границу $p_t(e^-)$, равной 1 ГэВ/с, то α — ошибка I рода (доля потерянных сигнальных частиц) — составит 10 %, а $\beta = 0,75\%$ — ошибка II рода (примесь фоновых частиц в допустимой области, т.е. в области сосредоточения сигнальных частиц).

При этом фактор подавления фона $B_{g_{sup}}$, равный (для β , выраженной в %)

$$B_{g_{sup}} = \frac{100}{\beta},$$

составит 134.

2.2. Прицельный параметр. В качестве следующей чувствительной переменной нами использовался прицельный параметр χ_{prim} , который определяется как расстояние между первичной вершиной и точкой пересечения треком заряженной частицы плоскости ми-

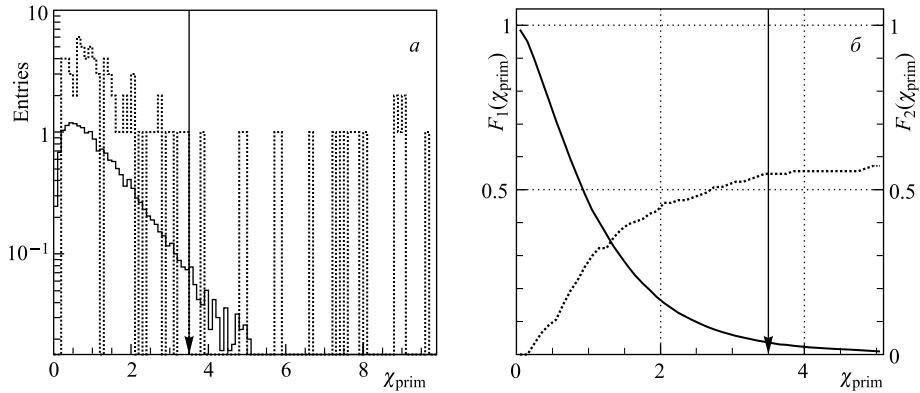


Рис. 6. *а*) Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная) частиц в зависимости от величины χ_{prim} ; *б*) зависимости $F_1(\chi_{\text{prim}})$ (сплошная линия) и $F_2(\chi_{\text{prim}})$ (пунктирная)

шени при $z = z_{\text{pv}}$ (z_{pv} — координата первичной вершины, определяемая экстраполяцией треков всех первичных частиц в область мишени). Параметр χ_{prim} , выраженный в величинах σ (дисперсии соответствующего распределения), позволяет учесть ошибки, связанные с регистрацией и реконструкцией треков с помощью координатных детекторов STS и их экстраполяцией в неоднородном магнитном поле в область мишени.

Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная) частиц в зависимости от величины χ_{prim} приведены на рис. 6, *а*. Видно, что подавляющая часть сигнальных частиц сосредоточена в области малых χ_{prim} , в то время как фоновые частицы распределяются также в области высоких (< 3) значений χ_{prim} .

На рис. 6, *б* представлены зависимости $F_1(\chi_{\text{prim}})$ и $F_2(\chi_{\text{prim}})$, из которых следует, что если выбрать в качестве критической границы $\chi_{\text{prim}} = 3,5$, то будет отброшена существенная доля фона при минимальной потере сигнальных частиц. Для указанной критической границы уровень значимости α составит 5%, $\beta = 55\%$, а фактор подавления фона $V_{\text{g}_{\text{sup}}}$ будет равен 1,8.

2.3. z -координата вершины распада. J/ψ -мезон — это короткоживущая частица со временем жизни $c\tau = 21,6 \cdot 10^{-11}$ см. Так как она распадается вблизи первичной вершины, в качестве очередного критерия отбора нами использовалась величина

$$d_z = z_{J/\psi} - z_{\text{pv}},$$

где $z_{J/\psi}$ — z -координата реконструированной вершины распада J/ψ -мезона.

Этот критерий применяется к трекам электрон-позитронных пар (оставшихся после критерия «прицельный параметр»), составленных путем перебора всех электронов с каждым позитроном.

На рис. 7, *а* приведены распределения для сигнальных и фоновых событий в зависимости от величины d_z , а на рис. 7, *б* — графики зависимостей $F_1(d_z)$ и $F_2(d_z)$. Анализ этих зависимостей показал, что оптимальное отношение сигнал/фон достигается при $|d_z| = 0,08$ см. Так как рассматриваемый критерий является двусторонним, то $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ и $\beta = \beta_1 + \beta_2$; здесь индексы «1» и «2» относятся соответственно к левой и правой критическим границам.

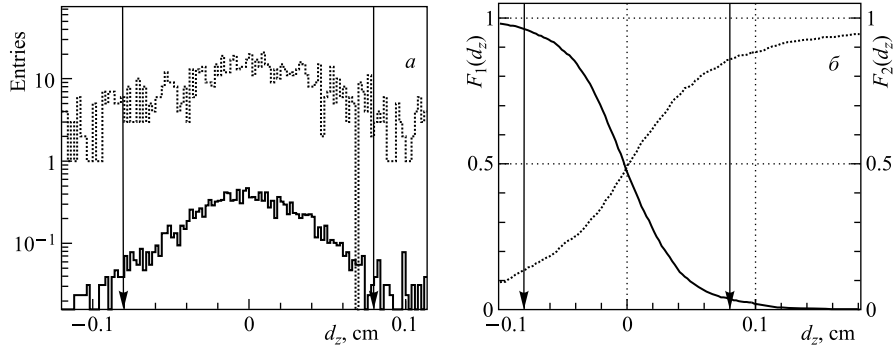


Рис. 7. *a*) Распределения сигнальных и фоновых событий в зависимости от величины d_z ; *б*) зависимости $F_1(d_z)$ и $F_2(d_z)$

Для выбранных критических границ $\alpha = 8\%$, $\beta = 72\%$, фактор подавления фона $B_{g_{sup}} = 1,4$.

2.4. Минимальное расстояние между треками, образующими e^+e^- -пару. В дополнение к приведенным выше критериям нами был предложен критерий, основанный на переменной χ_{geo}^2 . Здесь χ_{geo}^2 — это минимальное расстояние, выраженное в единицах σ , между треками частиц, образующих e^+e^- -пару — кандидата в J/ψ -мезон.

На рис. 8, *a* представлены распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная) событий в зависимости от величины χ_{geo}^2 , а на рис. 8, *б* приведены графики зависимостей $F_1(\chi_{geo}^2)$ (сплошная линия) и $F_2(\chi_{geo}^2)$ (пунктирная).

Анализ этих зависимостей показал, что оптимальное отношение сигнал/фон достигается при $\chi_{geo}^2 = 3$; при этом $\alpha = 10\%$, $\beta = 93\%$, $B_{g_{sup}} = 1,07$. Если учесть то, что фактор подавления фона этого критерия для выборки событий, оставшейся после предыдущего критерия, близок к единице, его можно исключить из списка критериев, используемых для отбора сигнальных событий.

2.5. Совокупность критериев отбора сигнальных событий. Из вышеизложенного следует, что электрон-позитронные пары, отбираемые в качестве кандидатов для J/ψ -

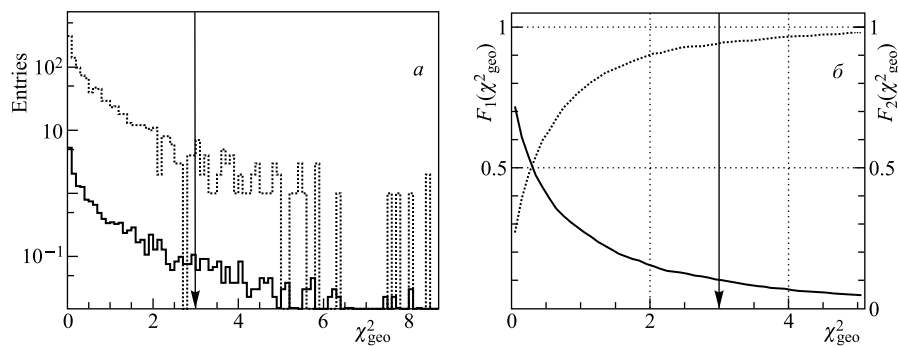


Рис. 8. *a*) Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная) событий в зависимости от величины χ_{geo}^2 ; *б*) зависимости $F_1(\chi_{geo}^2)$ (сплошная линия) и $F_2(\chi_{geo}^2)$ (пунктирная)

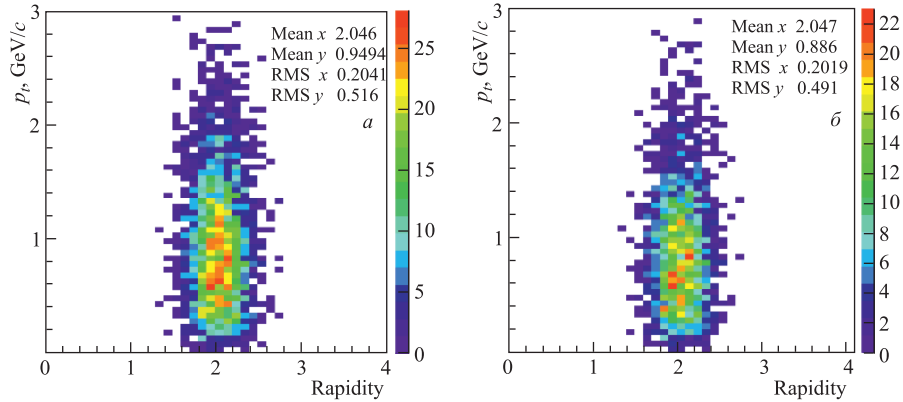


Рис. 9. Диаграмма зависимости поперечного импульса от быстроты для реконструированных J/ψ -мезонов до (а) и после (б) применения критериев отбора

мезонов, должны удовлетворять следующим критериям, при которых:

- отбираются заряженные частицы, чьи треки реконструированы в детекторах STS и TRD и связаны с кольцами, восстановленными в RICH;
- частицы идентифицированы как электроны/позитроны в детекторах RICH, TRD и TOF;
- поперечный импульс частиц должен быть больше 1 ГэВ/с;
- частицы испущены из области мишени: прицельный параметр $\chi_{\text{prim}} < 3,5$;
- модуль z -координаты восстановленной вершины распада не превышает 0,08 см.

Диаграммы зависимости поперечного импульса от быстроты для реконструированных J/ψ -мезонов до (рис. 9, а) и после (рис. 9, б) применения критериев отбора показывают, что используемый набор критериев не приводит к искажению соответствующего фазового пространства.

3. ВЫБОР ТОЛЩИНЫ МИШЕНИ

Наблюдаемое число сигнальных событий $N(s)$ можно оценить из следующего выражения [4]:

$$N(s) = N(i) \cdot M \cdot \text{BR} \cdot \text{Eff},$$

где $N(i)$ — количество центральных соударений Au + Au при энергии 25 ГэВ/ нуклон (типичное время набора информации соответствует примерно 10^{11} событиям); M — вероятность рождения J/ψ в центральном соударении (согласно модели HSD [13] для указанных соударений $M = 1,92 \cdot 10^{-5}$); BR — вероятность распада J/ψ по диэлектронному каналу 6% [14]; Eff — эффективность регистрации сигнала установкой CBM. Данная нормировка использовалась для построения распределения J/ψ ; при этом автоматически учитывалось разрешение установки CBM по инвариантной массе.

Комбинаторный фон формировался в результате моделирования центральных UrQMD-событий для указанных выше соударений. Поскольку сгенерировать 10^{11} соударений практически нереально, для подготовки необходимой статистики использовалась методика комбинирования событий, в которой каждый фоновый электрон, прошедший все описанные выше критерии отбора, из рассматриваемого события компоновался со всеми

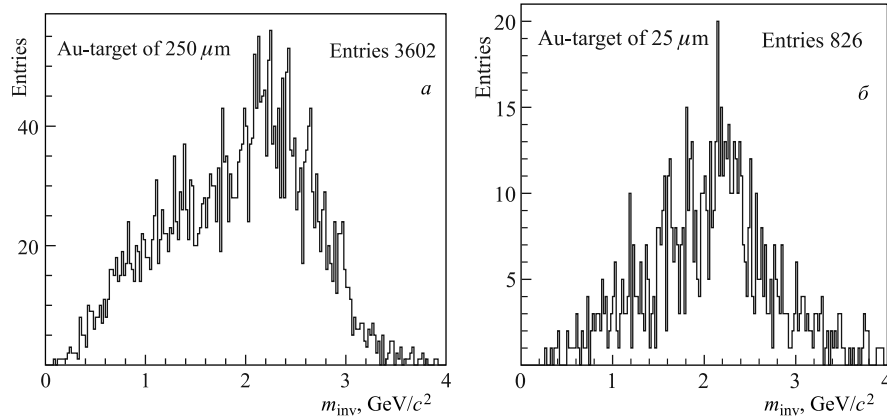


Рис. 10. Реконструированный спектр инвариантной массы для фоновых событий: а) толщина мишени 250 мкм и б) толщина мишени 25 мкм

позитронами из других событий. Этот подход позволяет квадратично увеличить статистику, отвечающую фоновому спектру [4].

На рис. 10, а представлен типичный спектр инвариантной массы для фоновых частиц, который был получен для мишени толщиной 250 мкм. Он содержит 10^8 событий. Детальное изучение состава комбинаторного фона показало, что основными его источниками являются:

- электрон-позитронные пары от γ -конверсии в материале мишени ($\sim 65\%$ всех фоновых частиц);
- электрон-позитронные пары от далитц-распадов π^0 и от распадов η -мезонов — в сумме около 8% ;
- неверно идентифицированные частицы (в большинстве своем это пионы, которые были идентифицированы как электроны/позитроны в детекторах RICH, TRD и TOF) — 27% .

Из проведенного анализа следует, что наибольший вклад в комбинаторный фон вносит конверсия γ -квантов. Ее можно существенно уменьшить, если использовать более тонкую мишень.

На рис. 10, б представлен спектр инвариантной массы фоновых частиц для мишени толщиной 25 мкм.

Из этого распределения видно, что при использовании тонкой мишени комбинаторный фон удалось сократить более чем в четыре раза. При этом структура комбинаторного фона стала следующей: γ -конверсия — 5% , далитц-распады π^0 и распады η -мезонов — 27% , неверно идентифицированные электроны/позитроны — 68% .

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Результаты проведенных в настоящей работе исследований можно просуммировать следующим образом:

- 1) разработаны эффективные критерии для отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой СВМ в Au + Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон, позволяющие надежно выделить сигнал и максимально подавить комбинаторный фон,

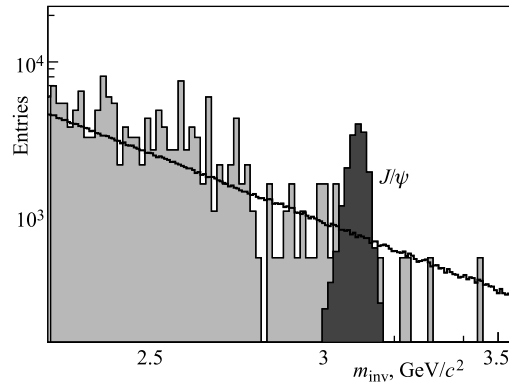


Рис. 11. Спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ от Au + Au-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон

2) предложена процедура для определения критической границы, разделяющей с помощью чувствительных переменных области сигнальных и фоновых событий,

3) проведен выбор подходящей толщины мишени, позволивший без потери сигнальных событий более чем в четыре раза уменьшить комбинаторный фон,

4) разработанная система критериев отбора не приводит к искажению фазового пространства распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

На рис. 11 приведен итоговый спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ от Au + Au-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон, полученный путем суммирования двух распределений: сигнала и фона. При этом отношение сигнала к фону составило $S/B = 2,2$.

Проведенный анализ показал, что при использовании разработанной системы критериев для отбора $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ удается реконструировать около 16 % сигнальных событий. Это означает, что с помощью установки CBM можно регистрировать до 640 распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ за один час работы при частоте Au + Au-соударений 1 МГц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Quark Matter 2004 // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2004. V. 30.
2. Letter of Intent for the Compressed Baryonic Matter Experiment. <http://www.gsi.de/documents/DOC-2004-Jan-116-2.pdf>.
3. Compressed Baryonic Matter Experiment. Technical Status Report. Darmstadt: GSI, 2005; http://www.gsi.de/onTEAM/dokumente/public/DOC-2005-Feb-447_e.html.
4. Дереновская О. Ю., Васильев Ю. О. Реконструкция J/ψ в диэлектронном канале распада при энергиях SIS100 в эксперименте CBM // Письма в ЭЧАЯ. 2013. Т. 10, № 5(182). С. 694–705.
5. The CBM Collab. Nuclear Matter Physics at SIS-100. CBM Report 2012-01. Darmstadt: GSI, 2012; <http://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2011-Aug-29-1.pdf>.
6. Bleicher M. et al. Relativistic Hadron–Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model (UrQMD) // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 1859.
7. <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>
8. GEANT — Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library, Long Write-up, W5013. 1995.

9. <http://cbmroot.gsi.de/>
10. *Gorbunov S., Kisel I.* Reconstruction of Decayed Particles Based on the Kalman Filter. CBM-SOFT-Note-2007-003. Darmstadt: GSI, 2007.
11. *Gorbunov S., Kisel I.* Secondary Vertex Fit Based on the Kalman Filter. CBM-SOFT-Note-2006-002, 13HP-FutureDAQ-Note-2006-002. Darmstadt: GSI, 2006.
12. *Derenovskaya O., Vassiliev I.* $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Reconstruction in Au + Au Collision at 25A GeV in the CBM Experiment // Nuclear Electronics & Computing (NEC'2011): Proc. of the XXIII Intern. Symp. Dubna: JINR, 2011. P. 107–112.
13. *Geiss J., Cassing W., Greiner C.* Strangeness Production in the HSD Transport Approach from SIS to SPS Energies // Nucl. Phys. A. 1998. V. 644. P. 107–138.
14. *Nakamura K. et al. (Particle Data Group)* // J. Phys. G. 2010. V. 37. P. 075021; 2011 partial update for the 2012 edition; <http://pdg.lbl.gov>.

Получено 26 апреля 2013 г.