

## РЕКОНСТРУКЦИЯ $J/\psi$ В ДИЭЛЕКТРОННОМ КАНАЛЕ РАСПАДА ПРИ ЭНЕРГИЯХ SIS100 В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CBM

*О. Ю. Дереновская<sup>а</sup>, Ю. О. Васильев<sup>б, в</sup>*

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Общество по исследованию тяжелых ионов GSI, Дармштадт, Германия

<sup>в</sup> Франкфуртский университет им. И. В. Гёте, Франкфурт-на-Майне, Германия

В работе развита методика реконструкции  $J/\psi$  в диэлектронном канале распада в протон-ядерных ( $p$ -C и  $p$ -Au при энергии 30 ГэВ) и ядро-ядерных (Au-Au при энергии 10 ГэВ/нуклон) соударениях с помощью установки CBM. Для восстановления топологии сигнальных событий использовался пакет KFParticle. Показано, что при энергиях SIS100 установка CBM позволяет набрать достаточно большую статистику  $J/\psi$  за разумный промежуток времени.

The work presents a technique developed for  $J/\psi$  reconstruction in its dielectron decay channel at proton-nuclear ( $p$ -C and  $p$ -Au at the energy of 30 GeV) and nuclear-nuclear (Au-Au at the 10A GeV energy) collisions in the CBM experiment. The KFParticle package was used to reconstruct the signal event topology. It has been shown that at the SIS100 energies the CBM installation allows one to gather quite a high  $J/\psi$  statistics at a reasonable time interval.

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

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальная установка CBM (Compressed Baryonic Matter), создаваемая в GSI (Дармштадт, Германия) на ускорительном комплексе антипротонов и тяжелых ионов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), предназначена для изучения свойств сверхплотной барионной материи, образующейся в ядро-ядерных соударениях при энергии пучка 8–45 ГэВ/нуклон [1, 2].

Набор детекторов и элементов установки CBM должен обеспечить: идентификацию электронов при условии подавления пионного фона на уровне не менее  $10^4$ , идентификацию адронов в детекторе с большим аксептансом, восстановление импульсов заряженных частиц с точностью около 1 %, восстановление координат первичной и вторичной вершин с точностью не хуже 60 мкм, высокое пространственное разрешение координатных детекторов, высокую скорость считывания информации с детекторов и сбора данных, устойчивость детекторов и электроники к радиационным нагрузкам и т. д.

Изучение  $p$ -C- и  $p$ -Au-столкновений при энергии пучка 30 ГэВ, а также Au-Au-соударений при энергии 10 ГэВ/нуклон является важной частью экспериментальной программы CBM. Эти исследования планируется проводить в рамках первого этапа реализации комплекса FAIR (SIS100 [3]) на упрощенной версии установки CBM.

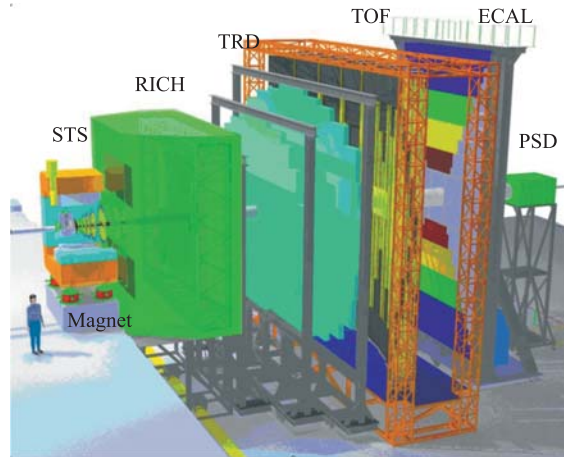


Рис. 1. Схема экспериментальной установки CBM

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки CBM. На входе в дипольный магнит располагается мишень, за нею, между полюсами магнита, находится координатная трековая система STS (Silicon Tracking System), содержащая восемь станций из двусторонних стриповых детекторов толщиной 300 мкм. STS совместно с дипольным магнитом используется для реконструкции траекторий заряженных частиц и определения их импульсов. Черенковский детектор RICH (Ring Imaging CHerenkov) и детектор переходного излучения TRD (Transition Radiation Detector) должны обеспечить надежную регистрацию электронов с импульсом больше 1 ГэВ/с. Детектор измерения времени пролета TOF (Time-Of-Flight), построенный на основе резистивных плоских камер RPC (Resistive Plate Chambers), предназначен для идентификации адронов в широком энергетическом диапазоне. Электромагнитный калориметр ECAL (Electromagnetic CALorimeter) используется для идентификации электронов и фотонов. Детектор PSD (Projectile Spectator Detector) предназначен для определения плоскости реакции.

Измерение чармония — одна из ключевых задач эксперимента CBM. Главная трудность состоит в крайне низком выходе событий, ожидаемых вблизи порога рождения  $J/\psi$  в условиях интенсивного адронного фона. В работе представлены результаты по реконструкции  $J/\psi$ -мезонов при их распаде по диэлектронному каналу в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях SIS100. Для реконструкции событий использовались RICH, TRD, TOF и реалистичная геометрия STS с моделированием функции отклика в двусторонних стрип-детекторах, включая кластеризацию. Для восстановления топологии распада  $J/\psi$  использовался пакет KFParticle [4, 5], разработанный для экспериментов CBM, ALICE и STAR.

## 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ $J/\psi$ В УСТАНОВКЕ CBM

Для моделирования рождения  $J/\psi$ -мезонов, образующихся в  $p$ -C-,  $p$ -Au- и Au-Au-соударениях, к фоновым частицам (они генерировались с использованием пакета UrQMD [6]) добавлялась электрон-позитронная пара, которая генерировалась с помощью пакета PLUTO [7]. Подготовленные таким образом наборы частиц транспорти-

ровались с помощью пакета GEANT3 [8] через установку СВМ. Толщина углеродной мишени составляла 400 мкм, золотой — 25 мкм. Математическая модель установки СВМ, построенная с помощью GEANT3, помещалась в декартовую систему координат с началом в месте расположения мишени, при этом ось  $OZ$  совпадала с направлением падающего пучка, ось  $OY$  была ориентирована вертикально вверх.

Реконструкция треков и восстановление импульсов заряженных частиц проводились на основе координатной информации с трековой системы STS с помощью пакета L1 [9]. Для идентификации электронов использовалась информация с детекторов RICH, TRD и TOF.

## 2. РЕКОНСТРУКЦИЯ $J/\psi$ В $p$ -С-СОУДАРЕНИЯХ

Ниже детально рассмотрена методика идентификации и реконструкции  $J/\psi$ -мезонов на примере  $p$ -С-взаимодействий. Так как она носит такой же характер и для остальных соударений, для  $p$ -Au- и Au-Au-взаимодействий приведены только окончательные результаты.

**2.1. Идентификация электронов.** Треки заряженных частиц, найденные в STS-детекторе, экстраполировались в детектор RICH, который используется для идентификации электронов в диапазоне импульсов от 0,5 до 15 ГэВ/с [2,10]. Следует отметить, что RICH «нечувствителен» к адронам с импульсами меньше 5,5 ГэВ/с.

При прохождении заряженной частицы через среду, характеризуемую показателем преломления  $n$ , со скоростью  $v$ , превышающей скорость света в данной среде, испускается черенковское излучение под углом  $\theta$  к траектории движения частицы. В детекторе RICH это излучение регистрируется фотодетектором в виде колец.

На рис. 2 приведены типичные события в RICH-детекторе. В случае  $p$ -С-соударений мы видим два кольца, принадлежащих электрон-позитронной паре от распада  $J/\psi$  (рис. 2, а). При Au-Au-соударениях, в связи с высокой множественностью вторичных частиц, плотность колец в RICH резко возрастает (рис. 2, б). При этом большинство колец пересекаются, что сильно усложняет задачу их реконструкции.

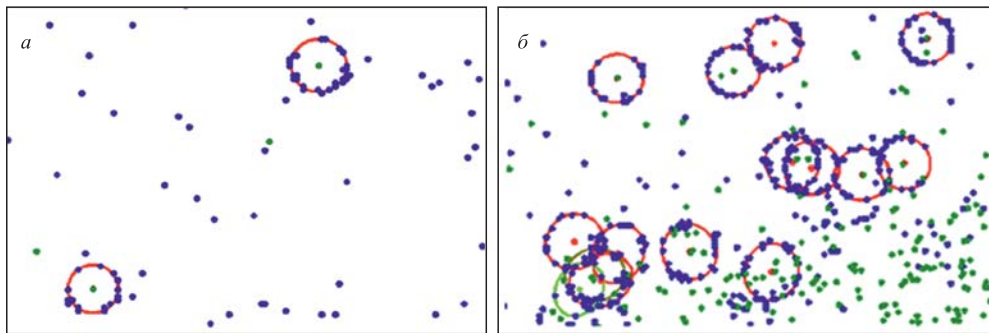


Рис. 2. События в RICH-детекторе: а)  $p$ -С-соударения при энергии 30 ГэВ; б) Au-Au-соударения при энергии 10 ГэВ/нуклон. Точками показаны места попадания заряженных частиц и фотонов черенковского излучения в фотодетектор; отмечены кольца, найденные с помощью алгоритма распознавания колец

Положение центра кольца и его радиус определялись с помощью разработанных в коллаборации CBM алгоритмов распознавания колец [11, 12]. После реконструкции колец в RICH каждое кольцо нужно «связать» с соответствующим треком в STS. Для этого треки из STS экстраполировались до некоторой виртуальной плоскости, располагающейся перед зеркалами RICH, а затем отражались на плоскость фотодетектора. Определенные таким образом точки пересечения треками плоскости фотодетектора (хиты) использовались для получения информации о центрах реконструированных колец. В идеале центр кольца должен совпадать с точкой пересечения плоскости фотодетектора ассоциированным треком. Однако из-за наличия магнитного поля, многократного рассеяния и некоторых других факторов они чаще всего не совпадают. Применение ограничения на расстояние от центра кольца до хита от трека не более 1 см позволяет существенно сократить ошибочные ассоциации колец с треками. Такие комбинации типичны для вторичных электронов, которые не были реконструированы в детекторе STS и были приписаны к трекам от пионов.

На рис. 3 показана зависимость радиусов реконструированных колец от импульсов регистрируемых частиц для случая, когда к фоновым частицам добавлялась электрон-позитронная пара от распада  $J/\psi$ . Видно, что, начиная с импульсов более 6 ГэВ/с, распределения от электронов и пионов начинают перекрываться.

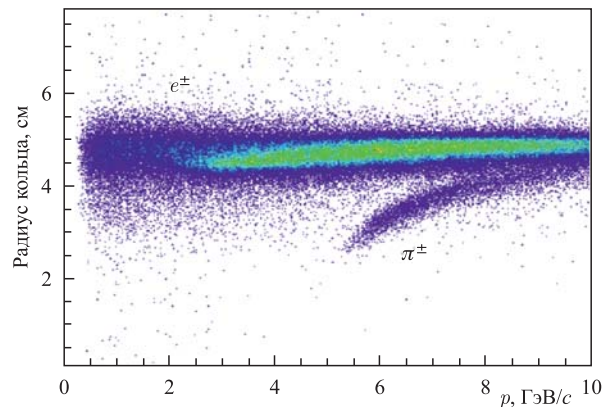


Рис. 3. Зависимость радиусов реконструированных колец от импульсов регистрируемых частиц

Для того чтобы подавить фон от пионов и уменьшить потери электронов/позитронов от распадов  $J/\psi$  в области больших импульсов, использовался критерий выделения электронов на основе значимых параметров [12]. Статистический анализ сгенерированных с помощью пакета GEANT3 модельных данных позволил подобрать девять таких параметров: 1, 2) большая и малая полуоси эллипса (кольца); 3) импульс частицы; 4)  $\chi$ -квадрат эллиптической подгонки; 5) центр кольца на плоскости фотодетектора; 6, 7) угол поворота эллипса  $\varphi$  и радиальный угол; 8) расстояние от центра кольца до ассоциированного с ним трека; 9) количество хитов в найденном кольце. Для классификации электронов и пионов на основе выборок от указанных параметров использовалась искусственная нейронная сеть (ИНС).

Для дальнейшего подавления пионов, оставшихся в анализируемых данных после выделения электронов с помощью RICH, использовался многослойный детектор пере-

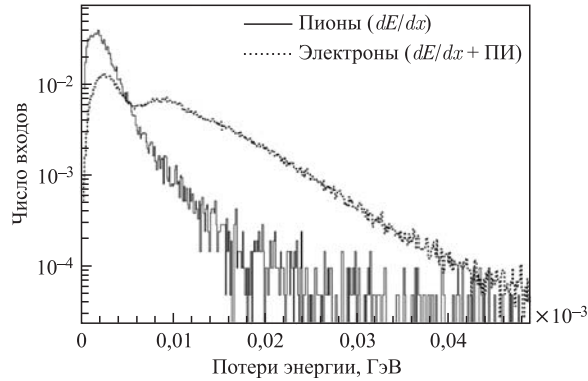
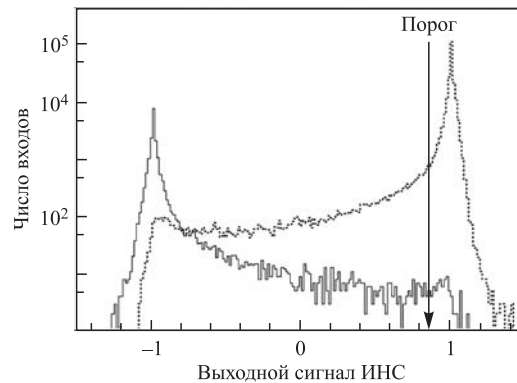


Рис. 4. Распределения потерь энергии электронов и пионов в первом модуле TRD

ходного излучения TRD. Задача идентификации электронов/пионов с использованием  $n$ -слойного TRD (в стандартной версии TRD  $n = 12$ ) состоит в следующем: имея выборку потерь энергии в  $n$  слоях TRD, нужно определить, какая частица, электрон или пион, была зарегистрирована детектором. На рис. 4 приведены распределения полных потерь энергии электронов, включая потери на переходное излучение (ПИ), и пионов в первом модуле детектора TRD. Распределения потерь энергии в остальных модулях TRD и при других импульсах имеют аналогичный характер.

Для классификации электронов и пионов на основе выборок TRD использовался трехслойный перцептрон [13] из пакета ROOT [14]. Количество нейронов во входном слое ИНС задавалось равным числу хитов в реконструированном (с помощью координатных детекторов TRD) треке. Полагалось, что трек в TRD найден, если он содержал число хитов не менее 9. Количество нейронов в скрытом слое задавалось равным 12. При обучении перцептрона принималось, что для пионных событий сигнал на выходном нейроне должен быть равен  $-1$ , а для электронных событий —  $1$ . На рис. 5 представлено распределение значений сигнала на выходе нейронной сети. Порог (в нашем случае  $0,85$ ) на выходное значение ИНС выбирался исходя из требуемого уровня эффективности идентификации электронов —  $90\%$ .

Рис. 5. Распределение значений сигнала на выходе нейронной сети:  $-1$  соответствует пионным событиям,  $1$  — электронным

В дополнение к RICH и TRD, для идентификации низкоэнергетичных электронов использовался детектор TOF, основное назначение которого — идентификация заряженных частиц по времени их пролета от мишени до детектора RPC: расстояние составляет примерно 10 м. Квадрат массы  $m^2$  релятивистской частицы связан с временем пролета ею определенного расстояния следующим выражением:

$$m^2 = p^2 \left[ \left( \frac{t}{l} \right)^2 - 1 \right],$$

где  $p$  — импульс частицы;  $l$  — расстояние, пройденное частицей от мишени до плоскости RPC;  $t$  — время пролета.

На рис. 6 приведены зависимости квадрата массы  $m^2$  от импульса для заряженных частиц, идентифицированных с помощью RICH как электроны. Видно, что электроны достаточно хорошо отделяются от протонов и каонов (рис. 6, а). В диапазоне импульсов менее 1 ГэВ/с также можно легко отделить электроны от пионов (зона от сплошной линии на рис. 6, б). Однако такое разделение неочевидно для частиц с импульсами больше 1 ГэВ/с.

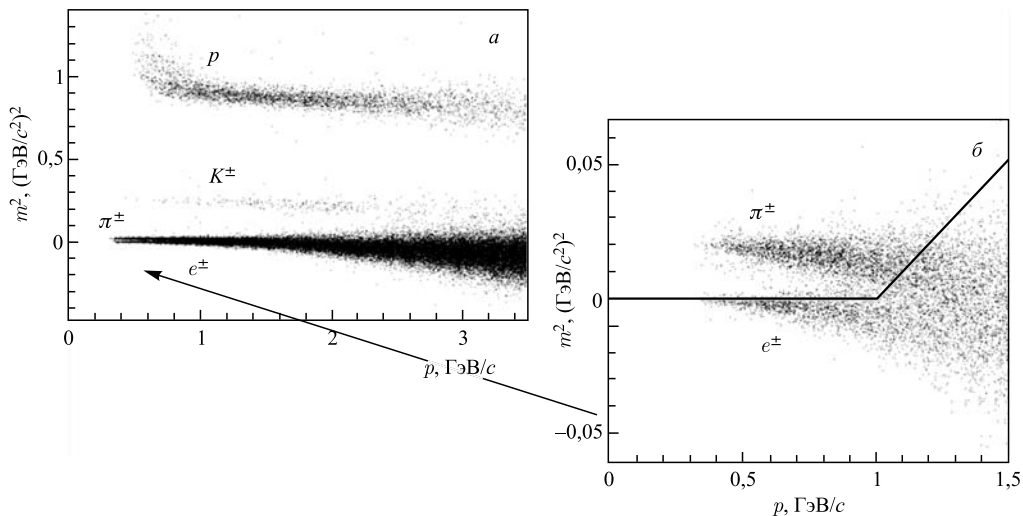


Рис. 6. Зависимость квадрата массы от импульса для частиц, идентифицированных с помощью RICH как электроны

На рис. 7 представлена зависимость  $m^2$  от импульса для частиц, идентифицированных с помощью детекторов RICH и TRD как электроны.

После выполнения процедуры идентификации электронов проверялось, насколько сгенерированная информация, полученная методом Монте-Карло, согласуется с правильностью идентификации электронов. На рис. 8 приведены графики зависимости эффективности идентификации электронов (рис. а) и фактора подавления пионов (рис. б) от импульсов указанных частиц.

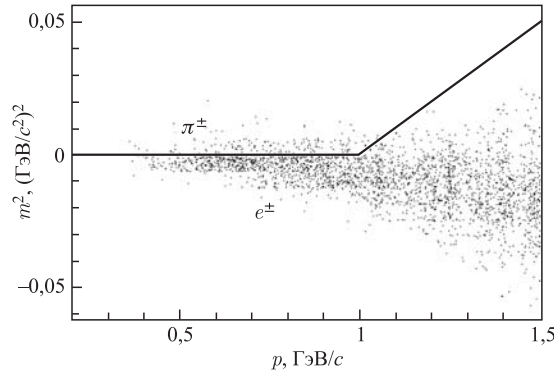


Рис. 7. Зависимость квадрата массы от импульса для частиц, идентифицированных с помощью детекторов RICH и TRD как электроны

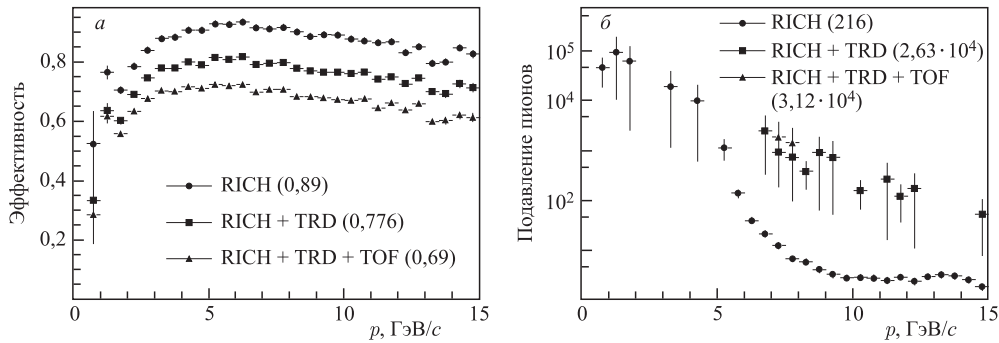


Рис. 8. Зависимости эффективности идентификации электронов (а) и фактора подавления пионов (б) от импульсов указанных частиц

Видно, что, используя информацию с детекторов RICH, TRD и TOF и рассмотренные методы идентификации электронов, можно добиться примерно 70 % эффективности регистрации электронов при факторе подавления пионов около  $3 \cdot 10^4$ .

**2.2. Реконструкция  $J/\psi$ -распада.**  $J/\psi$  — короткоживущая частица с временем жизни  $c\tau = 21,6 \cdot 10^{-11}$  см, которую можно обнаружить, реконструировав ее распад по дочерним частицам (в нашем случае это электрон-позитронная пара).  $J/\psi$  распадается в первичной вершине, которая находится путем экстраполяции треков от всех первичных частиц в область мишени. Для реконструкции распада  $J/\psi$  создаются кандидаты в материнскую частицу, получаемую путем комбинирования всех отрицательно заряженных частиц с положительно заряженными. Отбираются только те частицы, которые распадаются в окрестности первичной вершины.

Для решения нашей задачи все отрицательно заряженные частицы, образовавшиеся в результате  $p$ - $C$ -соударения и которые были идентифицированы как электроны в детекторах RICH, TRD и TOF, комбинировались с положительно заряженными частицами для создания кандидата в  $J/\psi$ -мезон. Делалось это с помощью пакета KFParticle. В результате возникает большое число некоррелированных, сформированных случайным образом

пар, которые принято называть комбинаторным фоном. Для того чтобы выделить сигнал, необходимо, насколько это возможно, уменьшить этот фон.

Для подавления комбинаторного фона ко всем сформированным парам частиц применялись следующие критерии отбора:

—  $p_t > 1$  ГэВ/с:  $p_t$  — поперечный импульс частицы относительно оси  $OZ$ . Этот кинематический критерий отбора хорошо работает в случае, если сумма масс дочерних частиц намного меньше массы родительской частицы ( $2m_e \ll m_{J/\psi}$ ); в этом случае большинство дочерних частиц имеют большой поперечный импульс;

—  $\chi_{\text{prim}} < 3,5$ :  $\chi_{\text{prim}}$  — прицельный параметр заряженной частицы, определяемый как расстояние между первичной вершиной и точкой пересечения трека частицы, экстраполированного к плоскости мишени при  $z = z_{pv}$  ( $z_{pv}$  —  $z$ -координата первичной вершины). Параметр  $\chi_{\text{prim}}$ , выраженный в величинах  $\sigma$  (дисперсия соответствующего распределения), учитывает ошибки, связанные с экстраполяцией треков в область мишени. Данный критерий позволяет заметно сократить число вторичных частиц на уровне одиночных треков: для сигнальных частиц, вылетающих из вершины распадающейся частицы величины  $\chi_{\text{prim}}$  распределены в небольшом интервале, в то время как для вторичных частиц значения параметра группируются в области больших  $\chi_{\text{prim}}$ .

В дополнение к этим двум критериям использовался еще один критерий отбора:  $\chi_{\text{geo}}^2 < 3$ . Здесь  $\chi_{\text{geo}}^2$  — это минимальное расстояние между треками частиц, образующих пару, выраженное в величинах  $\sigma$ . У частиц, испущенных из одной вершины распада, величина  $\chi_{\text{geo}}^2$  имеет минимальное значение.

На рис. 9 приведено распределение  $z$ -координат вершин для реконструированных  $J/\psi$ -мезонов. Без привлечения информации от детектора MVD (Micro-Vertex Detector) точность восстановления вершины распада составляет  $\sigma = 300$  мкм.

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

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

где  $N(i)$  — количество разыгранных центральных соударений (согласно сделанным оценкам нам нужно около  $10^{12}$ );  $M$  — вероятность рождения  $J/\psi$  в центральном соударении

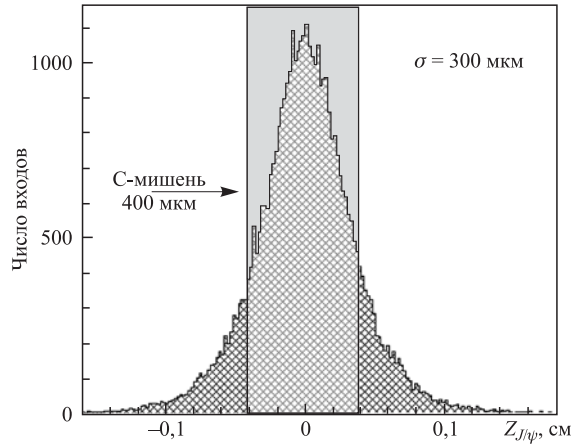


Рис. 9. Распределение  $z$ -координат вершин для реконструированных  $J/\psi$ -мезонов



(согласно модели HSD [15] для  $p$ -C-соударений  $M = 2,35 \cdot 10^{-8}$ ); BR — вероятность распада  $J/\psi$  по диэлектронному каналу 6% [16]; Eff — эффективность регистрации сигнала установкой СВМ. Вычисленная таким образом выборка сигнальных событий использовалась для построения распределения  $J/\psi$ ; при этом учитывалось разрешение установки СВМ по инвариантной массе.

Комбинаторный фон формировался в результате моделирования центральных событий UrQMD для рассмотренных выше соударений. Поскольку сгенерировать  $10^{12}$  соударений практически нереально, для формирования необходимой статистики использовалась методика комбинирования событий, в которой каждый фоновый электрон, прошедший все описанные выше критерии отбора, из рассматриваемого события комбинировался со всеми позитронами из других событий. Этот подход позволяет квадратично увеличить статистику, отвечающую фоновому спектру. Используя такой подход и имея в своем распоряжении  $10^6$  центральных  $p$ -C-соударений, можно построить спектр комбинаторного фона, эквивалентный  $10^{12}$  глубоконеупругим взаимодействиям.

На рис. 10 приведен спектр инвариантной массы для реконструированных  $J/\psi$  для  $p$ -C-соударений при энергии 30 ГэВ, полученный путем суммирования двух рассмотренных выше распределений: сигнала и фона.

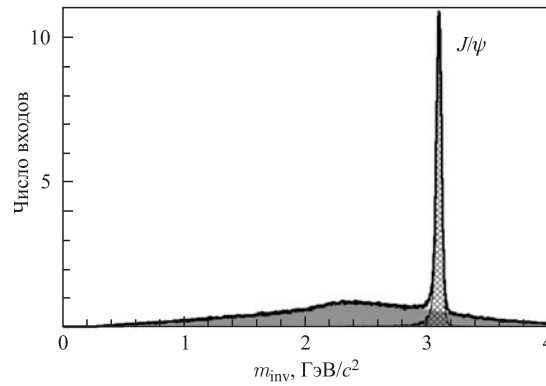


Рис. 10. Спектр инвариантной массы для реконструированных  $J/\psi$  для  $p$ -C-соударений при энергии 30 ГэВ

#### Сводная таблица результатов

Тип взаимодействия, энергия	$M$	BR, %	Eff, %	S/B	$J/\psi$ в 1 ч
$p$ -C, 30 ГэВ	$2,35 \cdot 10^{-8}$	6	22	12	11
$p$ -Au, 30 ГэВ	$6 \cdot 10^{-8}$	6	22	15	27
Au-Au, 10 ГэВ/нуклон	$1,74 \cdot 10^{-7}$	6	18	0,18	64

*Примечание.* Здесь  $M$  — вероятность рождения  $J/\psi$ , BR — вероятность распада  $J/\psi$  по диэлектронному каналу, Eff — эффективность регистрации сигнала, S/B — отношение сигнала к фону. Здесь же приведено то количество  $J/\psi$ , которое сможет регистрировать установка СВМ за 1 ч работы при частоте соударений 10 МГц.

Из приведенного рисунка видно, что сигнал от  $J/\psi$ -мезонов очень четко выделяется над комбинаторным фоном — отношение сигнала к фону  $S/B$  составляет примерно 12; при этом эффективность регистрации сигнала составляет около 22 % (см. таблицу). Это означает, что в эксперименте СВМ можно будет регистрировать около 11  $J/\psi$  за 1 ч работы установки при частоте  $p$ -С-соударений 10 МГц.

### 3. РЕКОНСТРУКЦИЯ $J/\psi$ В $p$ -Au-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 30 ГэВ

В  $p$ -Au-взаимодействиях при энергии пучка 30 ГэВ множественность заряженных частиц вырастает примерно вдвое по сравнению с  $p$ -С-соударениями. Для моделирования событий и реконструкции  $J/\psi$ -мезонов использовались те же алгоритмы и критерии, что и для  $p$ -С-соударений.

На рис. 11 представлен спектр инвариантной массы для центральных  $p$ -Au-соударений при энергии 30 ГэВ. Он содержит  $10^{12}$  событий, что отвечает примерно 28 ч работы установки СВМ при частоте  $p$ -Au-взаимодействий 10 МГц.

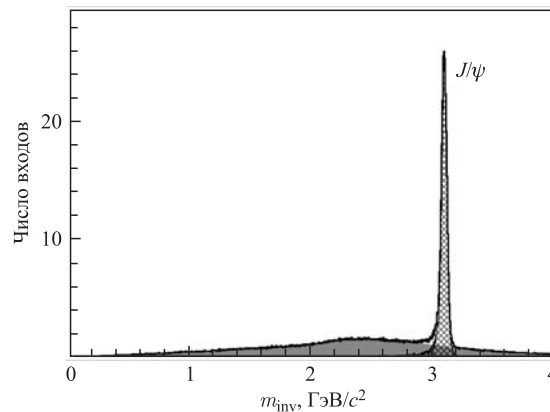


Рис. 11. Спектр инвариантной массы для реконструированных  $J/\psi$  для  $p$ -Au-соударений при энергии 30 ГэВ

Для  $p$ -Au-соударений наблюдается увеличение фона с одновременным ростом вероятности рождения  $J/\psi$  (см. таблицу). Как результат, получаем рост отношения сигнала к фону  $S/B = 15$  при такой же эффективности регистрации сигнала 22 %. Следует отметить, что  $p$ -С- и  $p$ -Au-взаимодействия представляют собой два крайних случая соударения протонов — с легким и тяжелым ядрами соответственно.

### 4. РЕКОНСТРУКЦИЯ $J/\psi$ в Au–Au-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 10 ГэВ/НУКЛОН

На рис. 12 приведен итоговый спектр инвариантной массы для реконструированных  $J/\psi$ , отвечающий  $10^{12}$  центральным Au–Au-столкновениям при энергии пучка 10 ГэВ/нуклон [17]. Эти соударения представляют собой наиболее сложный случай с точки зрения выделения сигнала. Из-за высокой множественности событий (примерно 400 заряженных частиц на одно соударение) сильно возрастает комбинаторный фон. Из-за высокой плотности треков повышается вероятность подхвата ложных хитов при

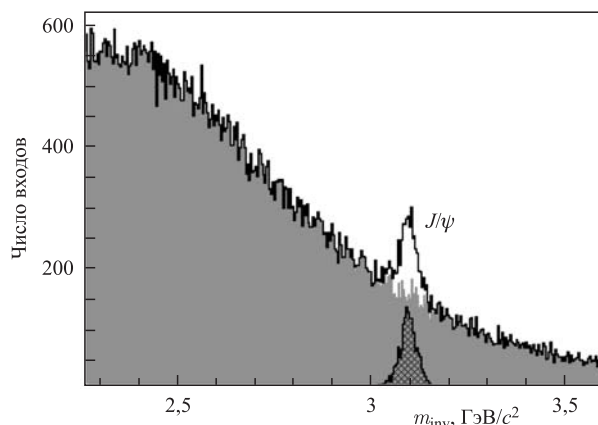


Рис. 12. Спектр инвариантной массы для реконструированных  $J/\psi$  для Au–Au-соударений при энергии 10 ГэВ/нуклон

восстановлении траекторий частиц в STS. В детекторе RICH происходит наложение колец (см. рис. 2, б) и растет вероятность попадания трека от пиона в кольцо, отвечающее электрону. Аналогичная ситуация имеет место в TRD. Все это приводит к падению эффективности реконструкции  $J/\psi$  до уровня 18 % (сравните с 22 % для  $p$ -C- и  $p$ -Au-соударений). Тем не менее, несмотря на сильно возросший комбинаторный фон, сигнал хорошо различим (рис. 12).

## 5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Разработана методика реконструкции  $J/\psi$ -мезонов, распадающихся на электрон-позитронную пару, в установке CBM. Для надежной идентификации электронов/позитронов и подавления доминирующего адронного фона (в основном от пионов) использовались детекторы RICH, TRD и TOF с соответствующими эффективными алгоритмами для идентификации регистрируемых заряженных частиц. Для пространственной реконструкции  $J/\psi$ -мезонов использовался пакет KFParticle. Для надежного выделения сигнала потребовалось максимально возможное подавление комбинаторного фона, для чего были разработаны эффективные критерии отбора.

Развитая нами методика была апробирована на  $p$ -C-,  $p$ -Au- и Au–Au-соударениях при энергиях SIS100. Результаты реконструкции  $J/\psi$  для указанных типов соударений в установке CBM представлены в таблице. Видно, что развитая в работе методика позволяет при энергиях SIS100 набрать за разумный промежуток времени с помощью установки CBM достаточно большую статистику  $J/\psi$  при их распаде по диэлектронному каналу.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Compressed Baryonic Matter in Laboratory Experiments. The CBM Physics Book. 2011. [http://www.gsi.de/forschung/fair\\_experiments/CBM/PhysicsBook.html](http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/PhysicsBook.html).
2. Compressed Baryonic Matter Experiment. Technical Status Report. Darmstadt: GSI, 2005; [http://www.gsi.de/onTEAM/dokumente/public/DOC-2005-Feb-447\\_e.html](http://www.gsi.de/onTEAM/dokumente/public/DOC-2005-Feb-447_e.html).

3. *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>.
4. *Gorbunov S., Kisel I.* Reconstruction of Decayed Particles Based on the Kalman Filter. CBM-SOFT-note-2007-003. Darmstadt: GSI, 2007.
5. *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.
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. *Kisel I.* Event Reconstruction in the CBM Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2006. V. 566. P. 85–88.
10. *Höhne C. et al.* Development of a RICH Detector for Electron Identification in CBM // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2008. V. 595. P. 187–189; doi:10.1016/j.nima.2008.07.029.
11. *Лебедев С., Ососков Г.* Быстрые алгоритмы распознавания колец и идентификации электронов в детекторе RICH эксперимента CBM // *Письма в ЭЧАЯ.* 2009. Т. 6, № 2(151). С. 260–284.
12. *Лебедев С. А.* Математическое обеспечение для реконструкции колец черенковского излучения и идентификации электронов в RICH-детекторе эксперимента CBM. Дис. . . канд. физ.-мат. наук. Дубна: ОИЯИ, 2011. 94 с.
13. *Акишина Т. П., Дереновская О. Ю., Иванов В. В.* Об идентификации электронов и пионов с помощью многослойного перцептрона в детекторе переходного излучения эксперимента CBM // *Вестн. РУДН. Сер. «Математика. Информатика. Физика».* 2010. № 1. С. 94–103.
14. ROOT — An Object-Oriented Data Analysis Framework. <http://root.cern.ch>.
15. *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.
16. *Nakamura K. et al. (Particle Data Group)* // *J. Phys. G.* 2010. V. 37. P. 075021 and 2011 partial update for the 2012 edition; <http://pdg.lbl.gov>.
17. *Derenovskaya O., Vassiliev I.*  $J/\psi$  Reconstruction in  $p + Au$  Collisions at 30 GeV. CBM Progress Report 2011. Darmstadt: GSI, 2012. P. 86.

Получено 15 ноября 2012 г.