

**РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР
РАСПАДОВ $J/\psi \rightarrow e^+e^-$,
РЕГИСТРИРУЕМЫХ УСТАНОВКОЙ СВМ
В Au + Au-СОУДАРЕНИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА 25 ГэВ/нуклон**

О. Ю. Дереновская, В. В. Иванов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрена задача реконструкции и отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой СВМ в Au + Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. Ключевая проблема в этой задаче — быстрая и надежная идентификация электронов/позитронов на основе потерь энергии заряженных частиц, регистрируемых детектором переходного излучения. Для ее решения в эксперименте СВМ используются два метода: искусственная нейронная сеть (ИНС) и модифицированный непараметрический критерий согласия ω_n^k . Проведенный нами анализ показал, что оба подхода дают близкие результаты по выходу $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ и отношению сигнал/фон. При этом, по сравнению с критерием ω_n^k , метод на основе ИНС имеет ряд существенных ограничений, которые подробно обсуждаются в работе. Учитывая простую программную реализацию алгоритма критерия ω_n^k , его можно будет использовать для отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в реальном времени эксперимента.

A problem of reconstruction and selection of $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays registered by the CBM setup in Au + Au collisions at 25 A GeV beam energy is considered. The key task in this problem is a fast and reliable electron/positron identification using the energy losses of charged particles in the Transition Radiation Detector. We consider two methods for solving this problem: an artificial neuron network (ANN), and a modified nonparametric goodness-of-fit ω_n^k criterion. Our analysis shows that both approaches give similar results for the $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ yield and the signal-to-background ratio. Compared with the ω_n^k criterion, the method based on ANN has a number of disadvantages which are discussed in detail. Taking into consideration the very simple software implementation of the ω_n^k algorithm, it can be used for $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays selection in the real-time experiment.

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

ВВЕДЕНИЕ

Детальные экспериментальные измерения распадов чармония в плотной и горячей среде, такой как кварк-глюонная плазма, могут предоставить новые данные для изучения проблемы восстановления киральной симметрии и объяснения механизма возникновения массы адронов [1]. Измерения процессов, связанных с рождением чармония, выполненные в экспериментах NA50 [2] и RHIC [3] при высоких температурах и низких барионных плотностях, до сих пор не дали четкого объяснения существующим моделям.

Определение с высокой точностью выходов, функции возбуждения, прямых и эллиптических потоков J/ψ -мезонов при относительно низких энергиях и высоких барионных плотностях должно предоставить дополнительную экспериментальную информацию, необходимую для понимания происходящих процессов.

В настоящее время в GSI (Дармштадт, Германия) ведутся работы по созданию ускорительного комплекса антипротонов и тяжелых ионов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). На этом комплексе планируется проведение экспериментов на установке CBM (Compressed Baryonic Matter) [4], создаваемой большой международной коллаборацией с участием ОИЯИ [5]. Физическая программа CBM нацелена на изучение свойств сверхплотной барионной материи, образующейся в ядро-ядерных соударениях при энергии пучка 2–45 ГэВ/нуклон [6].

Схема экспериментальной установки CBM для изучения диэлектронных распадов приведена на рис. 1.

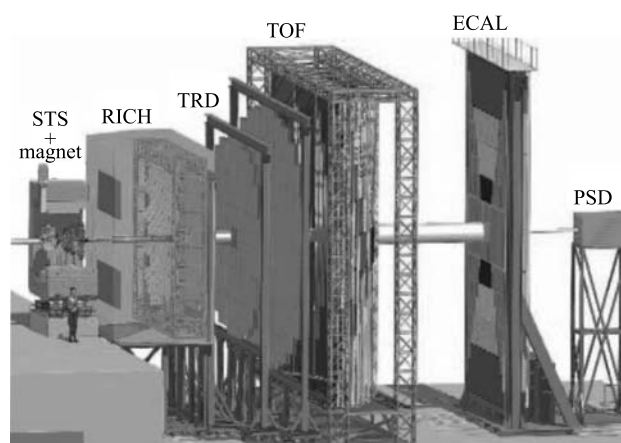


Рис. 1. Схема экспериментальной установки CBM для регистрации диэлектронных распадов

Непосредственно за мишенью между полюсами сверхпроводящего дипольного магнита располагается координатная трековая система STS (Silicon Tracking System), состоящая из восьми двухсторонних кремниевых микростриповых детекторов. Детекторы STS предназначены для реконструкции траекторий и определения импульсов заряженных частиц, а также для восстановления первичных и вторичных вершин. Система идентификации электронов/позитронов включает детекторы черенковского RICH (Ring Imaging Cherenkov) и переходного TRD (Transition Radiation Detector) излучений. TRD используется также для реконструкции траекторий регистрируемых детектором заряженных частиц. Детектор измерения времени пролета TOF (Time-Of-Flight) частиц предназначен для идентификации адронов. Электромагнитный калориметр ECAL (Electromagnetic CALorimeter) служит для идентификации фотонов и электронов. Калориметр PSD (Projectile Spectator Detector) используется для определения центральности соударений и плоскости реакций¹.

¹Плоскость реакции — плоскость, проходящая через ось пучка и вектор прицельного параметра, соединяющий центры провзаимодействовавших ядер мишени и пучка.

Измерения чармония (J/ψ , ψ') относятся к ключевой задаче эксперимента CBM. Для их регистрации по диэлектронному каналу распада необходимо надежно идентифицировать электроны/позитроны¹ в условиях доминирующего адронного, в основном от пионов, фона. Наиболее подходящим для решения указанной задачи является детектор TRD, который должен обеспечить надежную идентификацию электронов, высокий уровень подавления пионов, восстановление траекторий проходящих через него заряженных частиц в условиях интенсивных потоков (до 10^7 соударений в секунду) и высокой множественности вторичных частиц (от 100 до 1000 частиц в одном ядро-ядерном соударении).

В эксперименте CBM для идентификации электронов и подавления пионов с использованием измерения потерь энергии заряженных частиц в многослойном TRD применяются искусственная нейронная сеть (ИНС) [7,8] и непараметрический критерий согласия ω_n^k [9,10]. В настоящей работе:

— детально анализируются особенности применения данных методов при решении рассматриваемой задачи, обсуждаются их преимущества и недостатки;

— проводится сравнение эффективности указанных подходов на примере реконструкции событий $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, образующихся в Au + Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон.

Так как регистрацию событий, связанных с рождением чармония, планируется проводить в реальном времени эксперимента, для надежной и быстрой идентификации заряженных частиц с помощью TRD необходимо использовать адекватные математические методы и вычислительные алгоритмы.

1. ПРОЦЕДУРА РЕКОНСТРУКЦИИ J/ψ -МЕЗОНОВ

Экспериментальная установка CBM находится в стадии разработки. Поэтому для выполнения поставленной задачи использовались физические события, смоделированные методом Монте-Карло.

Для оценки эффективности регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ были сгенерированы наборы вторичных частиц, рождающихся в Au + Au-соударениях при энергии падающего пучка 25 ГэВ/нуклон. Толщина мишени была взята равной 25 мкм. Набор «фоновых» частиц, отвечающих Au + Au-соударению, моделировался с использованием пакета UrQMD [11], а распад $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ генерировался с помощью пакета PLUTO [12]. Подготовленные таким образом наборы частиц транспортировались через установку CBM посредством пакета GEANT3 [13] в среде CBMROOT [14].

На рис. 2 представлено типичное смоделированное событие, отвечающее одному центральному Au + Au-взаимодействию. В результате такого соударения образуется в среднем до 800 заряженных частиц.

Для регистрации и идентификации диэлектронных распадов J/ψ -мезонов используются существующие модели детекторов STS, RICH, TRD и TOF. Процедура выделения

¹Так как в нашем случае задачи идентификации электронов и позитронов идентичны, далее будем рассматривать только идентификацию электронов.

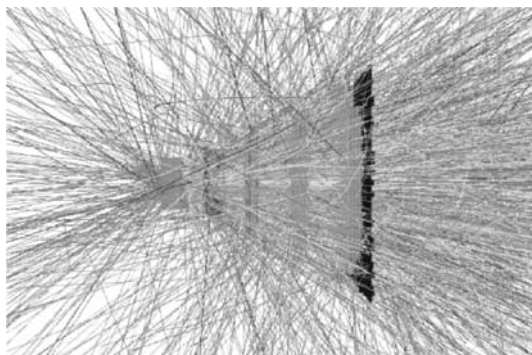


Рис. 2. Типичное смоделированное событие, отвечающее одному центральному соударению Au + Au при энергии падающего пучка 25 ГэВ/нуклон, регистрируемое установкой CBM

и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, образующихся в результате одного Au + Au-соударения, включает следующие этапы:

1) реконструкцию траекторий и импульсов заряженных частиц, зарегистрированных системой координатных детекторов STS;

2) формирование выборок электронов и позитронов, отвечающих отдельному Au + Au-соударению. Как отмечалось во введении, в эксперименте CBM электроны идентифицируются по характерному черенковскому и переходному излучениям, образующимся в детекторах RICH и TRD при регистрации заряженных частиц. В дополнение к указанным детекторам используется информация с детектора TOF для отделения адронов от электронов по времени их пролета от мишени до плоскости TOF [15];

3) исключение из указанных выборок электронов и позитронов, не удовлетворяющих специальным критериям отбора [16]:

— поперечный импульс частиц должен быть больше 1 ГэВ/с;

— частицы должны быть испущены из области мишени; прицельный параметр $\chi_{\text{prim}} < 3,5$;

4) отбор кандидатов в J/ψ -мезоны и определение их характеристик. Для этого использовался пакет KFParticle [17, 18];

5) построение спектра инвариантных масс для отобранных кандидатов в J/ψ -мезоны.

Из вышеизложенного следует, что ключевой момент в процедуре выделения и реконструкции J/ψ -мезонов — это идентификация электронов, регистрируемых детекторами RICH, TRD и TOF в условиях интенсивного пионного фона. При этом, как будет видно из последующего изложения, TRD вносит определяющий вклад в эту процедуру.

2. РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРАЕКТОРИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для реконструкции траекторий и определения импульсов заряженных частиц используется система координатных детекторов STS, размещенная между полюсами дипольного магнита [19]. С помощью STS регистрируются координаты (хиты) мест пересечения

частицей плоскостей STS-станций, расположенных на расстояниях z_i от мишени; здесь $i = 1, \dots, n$ — порядковый номер станции¹.

Задача распознавания треков заключается в поиске хитов, отвечающих траекториям отдельных частиц. Для ее решения в эксперименте СВМ используется алгоритм на основе клеточного автомата [20, 21]. Процедура распознавания треков включает два последовательных этапа: 1) формирование треков-сегментов, которые содержат хиты трех соседних STS-станций; 2) построение треков-кандидатов путем объединения соседних треков-сегментов. Данный алгоритм обеспечивает быстрое нахождение треков с эффективностью, близкой 90 % [22].

Определение пространственных координат и импульса заряженной частицы в конкретной точке установки с использованием набора хитов восстановленного трека реализуется с помощью алгоритма на основе фильтра Калмана [23, 24]. В этом подходе дискретная модель траектории заряженной частицы в магнитном поле при заданных z_i -координатах STS-станций представляется вектором состояния $\mathbf{r}(x_i, y_i, t_{x_i}, t_{y_i}, q/p)$: x_i, y_i — координаты трека; t_{x_i}, t_{y_i} — тангенсы углов наклона трека к оси OZ ; q/p — отношение заряда q частицы к ее импульсу p .

Схема работы алгоритма фильтра Калмана представлена на рис. 3.

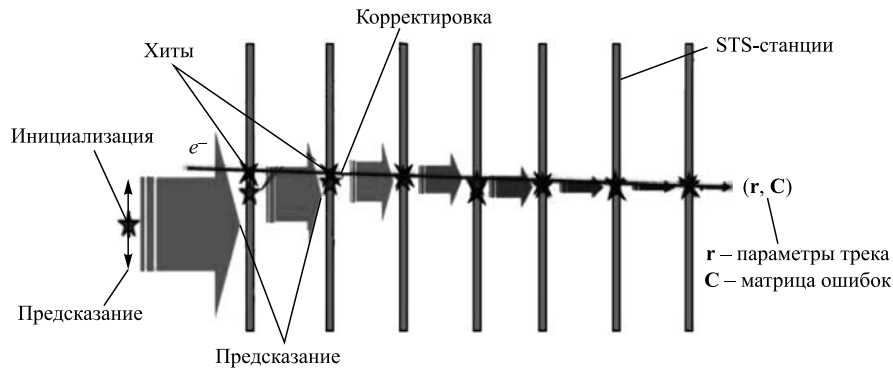


Рис. 3. Схематическое представление алгоритма фильтра Калмана

Алгоритм стартует с некоторого начального приближения для вектора состояния \mathbf{r} , которое можно получить, воспользовавшись, в частности, методом наименьших квадратов [23, 24]. Далее, переходя последовательно от хита к хиту, происходит корректировка вектора \mathbf{r} с учетом ошибок измерений, многократного рассеяния в веществе станций и отклонения частицы в магнитном поле. Для более точного вычисления вектора состояния алгоритм выполняется несколько раз: вначале «двигаясь» от первой STS-станции к последней, а затем — в обратном порядке. По завершению вычислений на выходе алгоритма получаем оптимальные значения координат трека и импульса частицы на первой и последней STS-станциях. Точность восстановления импульса при этом составляет около 1 %.

¹Нами используется декартова система координат, начало которой совпадает с центром мишени, ось OZ направлена по пучку, ось OY ориентирована вертикально вверх, а ось OX находится в горизонтальной плоскости.

3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА RICH

Треки заряженных частиц, реконструированные с помощью STS, экстраполируются в детектор RICH. Основное назначение данного детектора — это идентификация электронов и подавление пионов в диапазоне импульсов от 0,5 до 10 ГэВ/с [25].

Принцип работы RICH основан на регистрации черенковского излучения (ЧИ), которое возникает при движении релятивистской заряженной частицы в радиаторе детектора со скоростью v , превышающей скорость c/n распространения света в этой среде (c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления среды), т. е. при $\beta = v/c > 1/n$. Фотоны ЧИ испускаются в направлении движения частицы по поверхности конуса с углом раствора θ . Величина угла θ связана со скоростью частицы и с показателем преломления среды радиатора следующим соотношением:

$$\cos \theta = \frac{c}{vn}. \quad (1)$$

Импульс p релятивистской частицы связан с ее массой m формулой

$$p = mv\gamma, \quad (2)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор частицы. Поэтому, определив импульс частицы (см. разд. 2) и оценив с помощью соотношения (1) ее скорость, можно вычислить массу m и идентифицировать частицу.

ЧИ регистрируется фотодетектором в виде кольца, размеры которого зависят от угла θ , связанного со скоростью частицы соотношением (1). Из-за оптических искажений и особенностей конструкции детектора RICH кольца имеют форму эллипса. Положение центра эллипса и его полуоси вычисляются с помощью алгоритмов, разработанных в коллаборации CBM [26].

После распознавания и реконструкции всех колец, отвечающих Au + Au-соударениям, нужно каждое кольцо «связать» с конкретным треком, найденным в STS. Для этого трек из STS экстраполируется до зеркал RICH, а затем отражается на плоскость фотодетектора. Определенная таким образом точка пересечения треком плоскости фотодетектора используется для связывания трека с одним из колец. В идеале центр кольца должен совпадать с точкой пересечения плоскости фотодетектора прямой, отвечающей отраженному треку. Однако из-за наличия магнитного поля, многократного рассеяния и некоторых других факторов они чаще всего не совпадают. Поэтому, чтобы минимизировать ошибочные ассоциации колец с треками, в качестве критерия для их связывания используется расстояние от центра кольца до места попадания трека, которое не должно превышать 1 см.

На рис. 4 приведены зависимости большой (a) и малой (b) полуосей эллипса от импульсов регистрируемых частиц. Заметим, что в области малых импульсов вплоть до 4,65 ГэВ/с детектор RICH регистрирует только электроны и «нечувствителен» к пионам и другим адронам с большей массой. Поэтому для отбора электронов в диапазоне импульсов меньше 4,65 ГэВ/с нами выбиралась область $\pm 3\sigma$ относительно средних значений большой и малой полуосей эллипса. Для частиц с импульсами более 4,65 ГэВ/с RICH начинает регистрировать ЧИ и от пионов. При этом в области импульсов больше 6 ГэВ/с распределения от электронов и пионов начинают перекрываться (см. рис. 4). В связи

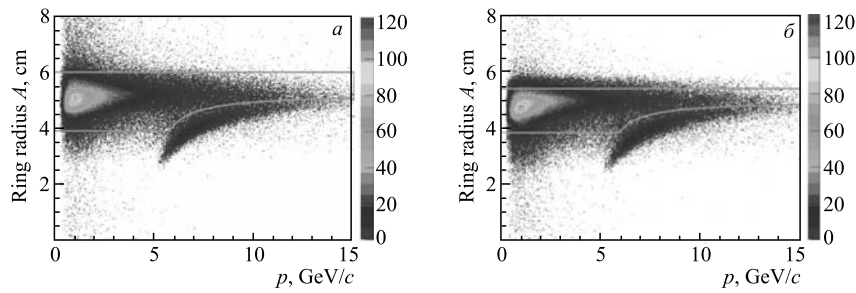


Рис. 4. Зависимости большой (а) и малой (б) полуосей эллипса от импульсов регистрируемых частиц

с этим для более корректного выделения электронов необходимо учитывать зависимости полуосей эллипса от импульса пионов. В области импульсов, больших 6 ГэВ/с, указанные зависимости аппроксимировались гиперболой.

Таким образом, все заряженные частицы, давшие одновременно отсчеты внутри обеих областей, отмеченных линиями на рис. 4, идентифицируются RICH как электроны/позитроны.

4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПИОНОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА TRD

Основное назначение детектора переходного излучения TRD — это исключение из выборки частиц, идентифицированных с помощью детектора RICH как электроны, примеси пионов. Процедура удаления пионов включает несколько этапов: 1) поиск и реконструкцию траекторий частиц, зарегистрированных координатными детекторами TRD; 2) связывание треков, найденных в TRD, с треками, реконструированными системой STS и идентифицированными детектором RICH как электроны; 3) идентификацию частиц с учетом потерь энергии только в тех модулях TRD, которые дали вклад в реконструированные треки.

4.1. Детектор TRD в установке CBM. На рис. 5 приведена схема размещения детектора TRD в установке CBM. Стандартная версия TRD состоит из трех станций, расположенных от мишени на расстояниях 5, 7,2 и 9,5 м соответственно. Отдельная станция

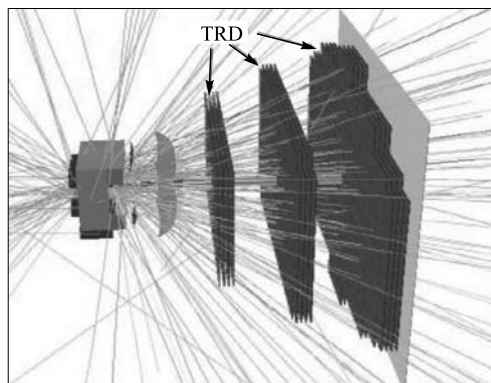


Рис. 5. Схема размещения стандартной версии детектора TRD в установке CBM

включает четыре детектирующих модуля, каждый из которых содержит два элемента: радиатор, в котором происходит генерация фотонов переходного излучения высокоэнергичными электронами ($\gamma > 2000$), и многопроволочную пропорциональную камеру (МПК), предназначенную для измерения потерь энергии регистрируемых заряженных частиц и фиксации координат места их прохождения через TRD.

Для поиска и реконструкции треков, регистрируемых МПК, применяются метод слежения по треку и фильтр Калмана [27]. В алгоритме слежения по треку при инициализации процедуры поиска треков в качестве начальных приближений используются треки, найденные в детекторе STS. Поэтому трек, реконструированный в TRD, оказывается однозначно связанным с конкретным STS-треком.

С каждым из реконструированных треков ассоциируется набор потерь энергий ($\Delta E_i, i = 1, \dots, n$), оставленных заряженной частицей в $n = 12$ модулях TRD. При этом если координатный детектор j -го модуля не внес своего вклада (в виде соответствующего хита) в реконструкцию трека, то этот модуль исключался из рассмотрения, а потеря энергии в нем принималась равной нулю: $\Delta E_j = 0$. Используя указанный набор потерь энергий, необходимо решить задачу идентификации частицы, состоящую в определении, к какому из распределений (в нашем случае электронов или пионов) эти потери относятся.

4.2. Распределения потерь энергии электронов и пионов в TRD. На рис. 6 приведены распределения полных потерь энергии пионов и электронов с импульсом 3 ГэВ/с в первом модуле детектора TRD. Из рисунка видно, что эти распределения сильно перекрываются. Поэтому, используя измерения с одного модуля, невозможно отличить электроны от пионов. С этой целью потери энергии регистрируемой частицы измеряются многослойным детектором TRD, а при обработке набора потерь энергии применяют методы многомерного анализа данных, учитывающие одновременные измерения несколькими модулями.

Распределение ионизационных потерь энергии пионов достаточно хорошо аппроксимируется функцией логнормального распределения (рис. 7):

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma x}} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} (\ln x - \mu)^2 \right], \quad (3)$$

где σ — дисперсия, μ — средняя величина и A — нормировочный коэффициент [28].

Распределение потерь энергии электронов носит более сложный характер. Оно формируется из распределения ионизационных потерь энергии (рис. 8, *a*) и потерь энергии на переходное излучение (рис. 8, *б*). Левый пик на рис. 8, *б* соответствует случаям, когда при прохождении электрона через модуль TRD в радиаторе не образуется переходное излучение. Из этого рисунка видно, что для используемого в нашем случае радиатора такое происходит примерно в половине случаев. Это, конечно же, серьезно усложняет задачу идентификации электронов/пионов.

Для решения задачи идентификации рассматриваемых частиц с использованием выборки потерь энергии с многослойного детектора TRD нами применялись методы многомерного анализа данных, реализованные на основе:

- непараметрического критерия согласия ω_n^k ;
- ИНС.

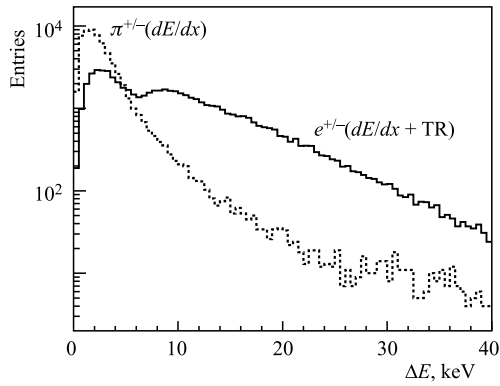


Рис. 6. Распределения потерь энергии пионов (пунктирная линия) и электронов (сплошная) с $p = 3$ ГэВ/с в одном модуле TRD

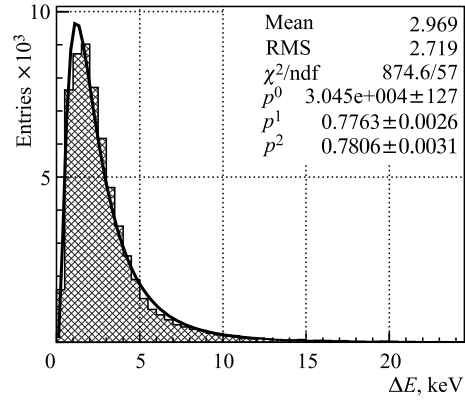


Рис. 7. Распределение потерь энергии пионов с $p = 3$ ГэВ/с и его аппроксимация логнормальной функцией

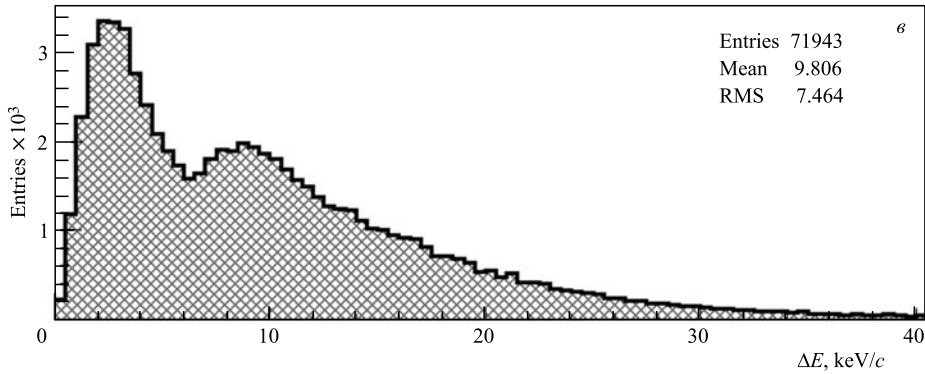
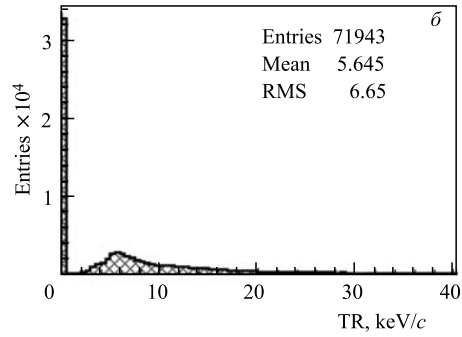
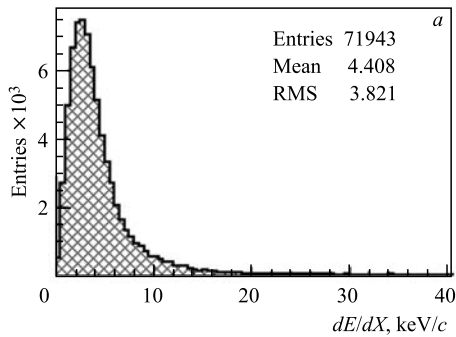


Рис. 8. Распределения потерь энергии для электронов с $p = 3$ ГэВ/с: а) потери на ионизацию; б) потери на переходное излучение; в) полные потери

4.3. Идентификация электронов и пионов с помощью критерия согласия ω_n^k . С учетом того факта, что рассматриваемые частицы имеют разный характер распределения потерь энергии, здесь решается задача проверки соответствия имеющейся выборки потерь энергии наперед заданной статистической гипотезе. В нашем случае в качестве такой гипотезы используется распределение потерь энергии пионов.

В работах [9, 10] детально исследовалась и была продемонстрирована возможность надежной идентификации электронов и пионов с помощью непараметрического критерия согласия ω_n^k ; здесь k — это степень критерия, а n — объем выборки потерь энергии частицы, зарегистрированной детектором TRD.

Для идентификации частицы на основе выборки потерь энергии, измеренных детектором TRD, необходимо вычислить статистику:

$$\omega_n^k = -\frac{n^{k/2}}{k+1} \sum_{j=1}^n \left\{ \left[\frac{j-1}{n} - \phi(\lambda_j) \right]^{k+1} - \left[\frac{j}{n} - \phi(\lambda_j) \right]^{k+1} \right\}, \quad (4)$$

где $\phi(\lambda)$ — значение функции распределения Ландау, вычисленное с помощью функции DSTLAN из CERNLIB [29]; $\lambda_1 \leq \dots \leq \lambda_i \leq \dots \leq \lambda_n$ — упорядоченная выборка случайных величин λ , связанных с исходным набором потерь энергии частицы следующим выражением:

$$\lambda_i = \frac{\Delta E_i - \Delta E_{\text{мп}}^i}{\xi_i} - 0,225, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (5)$$

Здесь ΔE_i — величина потери энергии частицей в i -м радиаторе TRD; $\Delta E_{\text{мп}}^i$ — величина наиболее вероятной потери энергии для пионов; $\xi_i = 1/4,02$ FWHM (Full Width on Height Medium — полная ширина на половине высоты) для распределения потерь энергии пионов в i -м радиаторе [30].

Для определения величин $\Delta E_{\text{мп}}^i$ и ξ_i распределение ионизационных потерь энергии пионов фитировалось функцией плотности логнормального распределения (3) (см. рис. 7).

Из графиков, приведенных на рис. 9 и 10, видно, что величины $\Delta E_{\text{мп}}^i$ и ξ_i связаны с импульсом пиона p нелинейными зависимостями. При вычислении статистики (4) указанные зависимости приближались полиномами третьей степени:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{мп}}(p) &= 0,0002598 p^3 - 0,008862 p^2 + 0,1176 p + 0,9129; \\ \xi(p) &= 0,00008938 p^3 - 0,003022 p^2 + 0,03999 p + 0,5292. \end{aligned}$$

В работе [10] была предложена модификация критерия ω_n^k , обусловленная особенностями потерь энергии электронов в многослойном TRD; в рассматриваемом нами случае

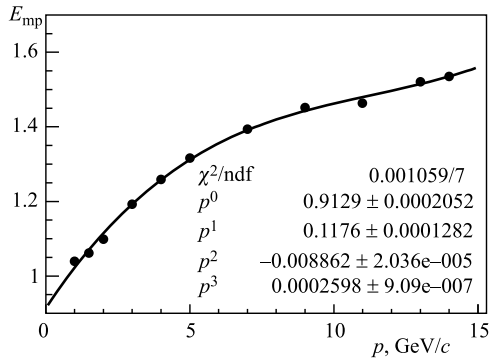


Рис. 9. Зависимость величины $\Delta E_{\text{мп}}$ от импульса пиона p и ее аппроксимация полиномом третьей степени

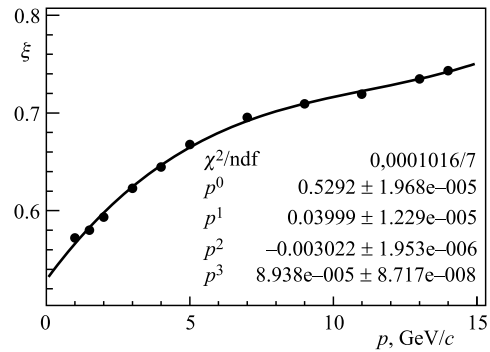


Рис. 10. Зависимость величины $\xi(p)$ от импульса пиона p и ее аппроксимация полиномом третьей степени

максимальное число модулей в детекторе $n = 12$. Суть предложенной модификации состояла в следующем.

1. Как показал проведенный нами анализ [10], наиболее вероятное число модулей, в радиаторах которых при прохождении электронов образуется переходное излучение, ~ 6 . Это как раз та ситуация, когда на основании потерь энергии в указанных модулях можно отличить электроны от пионов. В противном случае из-за близости распределений ионизационных потерь этих частиц задача их идентификации на основании указанных потерь энергии в модулях TRD практически неразрешима.

2. Заметим, что величины λ_i , используемые при вычислении статистики (4), упорядочены и прямо пропорциональны энергетическим потерям зарегистрированной частицы. С учетом вышесказанного при вычислении статистики ω_n^k нужно использовать только ту часть выборки $\{\lambda_i\}$, которой отвечают наибольшие значения потерь энергии частицы, т. е. λ_i с индексами $i > 6$. При этом следует учесть соответствующее уменьшение объема выборки данных, используемых при вычислении статистики (4).

Предложенная в [10] модификация критерия ω_n^k позволила существенно повысить его мощность в задаче идентификации электронов и пионов.

Следует также заметить, что при прохождении через TRD заряженная частица может оставить свой след (хит) не во всех 12 координатных детекторах. Трек частицы считается реконструированным в детекторе TRD, если он содержит не менее девяти хитов. Поэтому с изменением числа хитов в треке (от 9 до 12) следует учитывать соответствующее изменение объема выборки статистики ω_n^k . Проведенные нами исследования показали, что без потери в эффективности идентификации электронов для частиц с разным числом хитов на треке можно использовать статистику ω_6^k , т. е. задать $n = 6$. Степень k была взята равной 4.

Для удобства графического представления приведем распределение величин статистики ω_n^k к диапазону $[0, 1]$. Для этого используем следующее преобразование:

$$\tilde{\omega}_n^k = \frac{\omega_n^k - \omega(k, n)_{\min}}{\omega(k, n)_{\max} - \omega(k, n)_{\min}},$$

где

$$\omega(k, n)_{\min} = \frac{1}{2^k n^{k/2} (k+1)}, \quad \omega(k, n)_{\max} = \frac{n^{k/2}}{(k+1)},$$

здесь $\omega(k, n)_{\min}$ и $\omega(k, n)_{\max}$ — соответственно минимальное и максимальное значения статистики ω_n^k [31].

На рис. 11 представлено распределение случайных величин $\tilde{\omega}_6^4$, отвечающих электронам (пунктирная линия) и пионам (сплошная), зарегистрированным TRD. Из рисунка видно, что, выбрав определенный порог для значения статистики $\tilde{\omega}_6^4$, можно отделить большую часть электронов с некоторой примесью пионов. Согласно требованиям эксперимента СВМ, порог выбирался таким образом, чтобы потеря электронов не превышала 10%. Следовательно, если величина статистики $\tilde{\omega}_6^4$ больше выбранного порога, то анализируемая выборка отвечает электрону, в противном случае она вызвана пионом. Как видно из рис. 12, величина порога нелинейно зависит от импульса электрона; зависимость эта достаточно «гладкая» и с хорошей точностью аппроксимируется кубическими сплайнами.

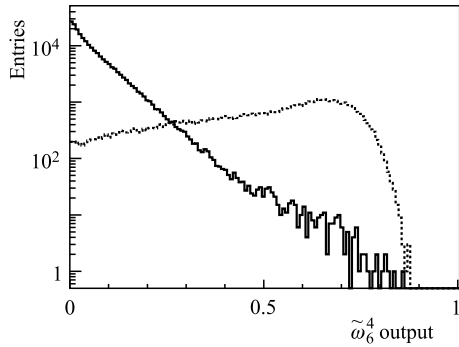


Рис. 11. Распределения случайных величин $\tilde{\omega}_6^4$ для пионов (сплошная линия) и электронов (пунктирная)

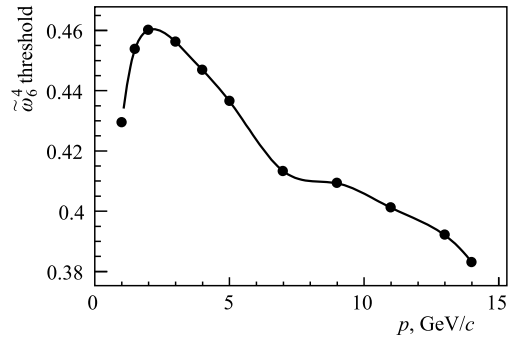


Рис. 12. Зависимость величины порога от импульса электрона и ее интерполяция кубическими сплайнами

4.4. Идентификация электронов и пионов с помощью ИНС. В работах [7, 8] была исследована возможность идентификации электронов и пионов с помощью искусственной нейронной сети — многослойного перцептрона (МСП). В настоящее время в эксперименте СВМ для идентификации частиц с помощью детектора TRD используется трехслойный перцептрон, реализованный в среде СВМROOT [32].

В этой сети количество нейронов во входном слое задается равным числу хитов в реконструированном треке (т.е. принимает значения от 9 до 12), число нейронов в скрытом слое равнялось 12. Для определения типа частицы использовался один выходной нейрон, который принимал значения в окрестности -1 для пионных событий и 1 — для электронных событий. На рис. 13 приведены распределения значений сигнала на выходе нейронной сети для пионов (сплошная линия) и электронов (пунктирная), из которых видно, что МСП, так же как и модифицированный критерий ω_n^k , позволяет надежно идентифицировать электроны.

На рис. 14 приведена зависимость величины порога для выходного сигнала МСП от импульса электрона. Так же как и для критерия ω_n^k , выбираемый порог отвечает потере 10% электронов. Из рисунка видно, что с изменением импульса поведение ве-

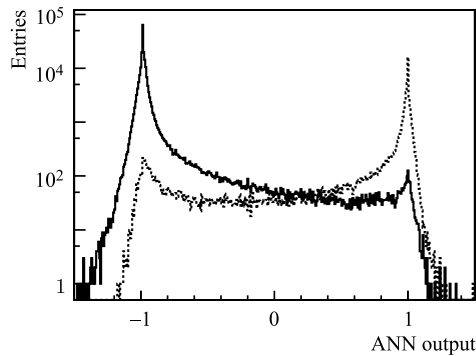


Рис. 13. Распределение значений сигнала на выходе нейронной сети для пионов (сплошная линия) и электронов (пунктирная)

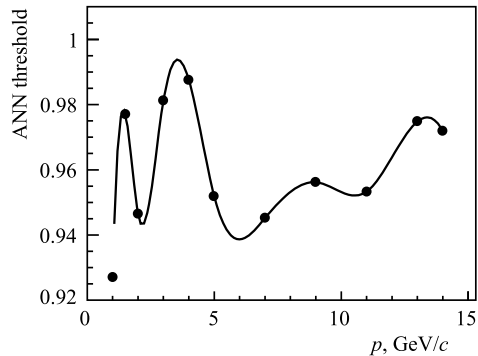


Рис. 14. Зависимость величины порога для выходного сигнала МСП от импульса электрона и ее интерполяция кубическими сплайнами

личины порога носит непредсказуемый характер с довольно большими колебаниями по абсолютной величине.

Рассмотрим основные особенности применения МСП и вытекающие из них ограничения по сравнению с критерием ω_n^k .

1. Для обучения МСП необходимо иметь в своем распоряжении данные, максимально соответствующие распределениям потерь энергии обеих частиц — электронов и пионов. Распределение ионизационных потерь пионов в веществе хорошо изучено, в то время как потери энергии электронов в радиаторах TRD носят сложный характер, зависящий от конструкции конкретного радиатора. Им отвечает сложная гипотеза, что не позволяет гарантировать корректность результатов, получаемых с помощью МСП. Метод, основанный на критерии согласия ω_n^k , не имеет отмеченного недостатка, так как для его применения необходимо знание только параметров распределения ионизационных потерь пионов.

2. Варьирование числа хитов в треках, регистрируемых координатными детекторами TRD (от 9 до 12), приводит к необходимости внесения соответствующих изменений в число нейронов во входном слое МСП. Сети с разным числом нейронов во входном слое нужно будет обучать на данных, в которых реконструированные треки имеют такое же число хитов. Очевидно, что для каждого такого случая нужно будет использовать свою кривую зависимости величины порога от импульса. Метод, основанный на критерии согласия ω_n^k , не имеет указанного недостатка, так как без потери в эффективности идентификации электронов для частиц с разным числом хитов на треке можно использовать одну и ту же статистику ω_6^4 .

В заключение заметим, что достижение приемлемого уровня подавления пионов и надежного выделения электронов с помощью МСП возможно только в случае перехода от исходных значений потерь энергии в слоях TRD к «эффективным» переменным (5), характерным для критерия согласия ω_n^k [7, 8].

5. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПИОНОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА TOF

Трек, реконструированный в TRD, экстраполируется до плоскости детектора TOF, который в дополнение к детекторам RICH и TRD используется для идентификации высокоэнергетических электронов и исключения адронов [33].

С помощью TOF измеряется время t , за которое частица проходит расстояние L от мишени до плоскости детектора TOF. Используя время пролета t и пройденное частицей расстояние L , можно вычислить ее скорость:

$$v = \frac{L}{t}. \quad (6)$$

Расстояние L от мишени до плоскости TOF подсчитывается как сумма расстояний между хитами, соответствующими данному треку (частице) в подсистемах STS и TRD, от мишени до входа частицы в детектор STS и от детектора TRD до места попадания частицы в TOF.

Используя выражения (2) и (6), можно вычислить массу

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\left(\frac{ct}{L}\right)^2 - 1} \quad (7)$$

и идентифицировать анализируемую частицу.

На рис. 15 приведена зависимость квадрата массы m^2 от импульса для частиц, идентифицированных с помощью детекторов RICH и TRD как электроны/позитроны. Здесь следует отметить, что при вычислении времени пролета t учитывалась точность измерения детектором TOF, которая задана равной $\sigma_t = 80$ пс. Обусловленная этим ошибка определения квадрата массы частицы m^2 составляет [33]

$$\sigma_{m^2} = \frac{2p^2}{L^2} t \sigma_t. \quad (8)$$

Это приводит к тому, что для высокоэнергетических e^- и e^+ значение квадрата массы m^2 частицы может принимать как положительные, так и отрицательные значения (рис. 15).

Среди частиц, отобранных с помощью RICH и TRD как электроны/позитроны, присутствует небольшая примесь от пионов. Для исключения их из этой выборки использовался порог, отмеченный на рис. 15 ломаной линией. Для последующего анализа рассматриваются только такие частицы, квадрат массы которых находится ниже пороговой линии.

6. ПОСТРОЕНИЕ СПЕКТРА ИНВАРИАНТНЫХ МАСС ДЛЯ ОТОБРАННЫХ КАНДИДАТОВ В J/ψ -МЕЗОНЫ

Спектр инвариантных масс для отобранных кандидатов в J/ψ -мезоны формировался из суммы двух распределений: а) спектра масс сигнальных событий, отвечающего отобранным и реконструированным J/ψ -мезонам; б) спектра масс, связанного с комбинаторным фоном.

Процедура построения спектра масс, отвечающего сигнальным событиям, состояла в следующем:

- 1) для каждого Au + Au-соударения с помощью пакета UrQMD генерировался набор «фоновых» частиц, к которому посредством пакета PLUTO добавлялась электрон-позитронная пара от распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$;
- 2) набор указанных частиц транспортировался через установку CBM с помощью средств пакета GEANT3; при этом с использованием детекторов RICH, TRD и TOF проводились их идентификация и отбор электронов и позитронов;
- 3) частицы, идентифицированные как электроны и позитроны, использовались для реконструкции J/ψ -мезонов с помощью пакета KFParticle; для того чтобы уменьшить вклад фона, рассматривались только частицы, испущенные из области мишени, поперечный импульс которых превышал 1 ГэВ/с [16].

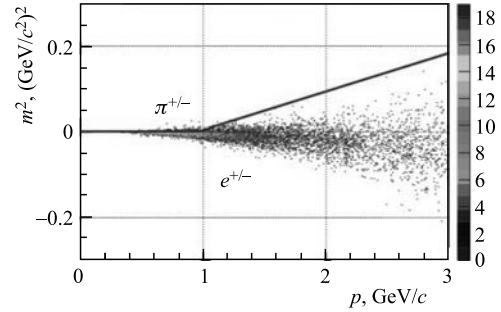


Рис. 15. Зависимость квадрата массы от импульса для частиц, идентифицированных в RICH и TRD как электроны/позитроны

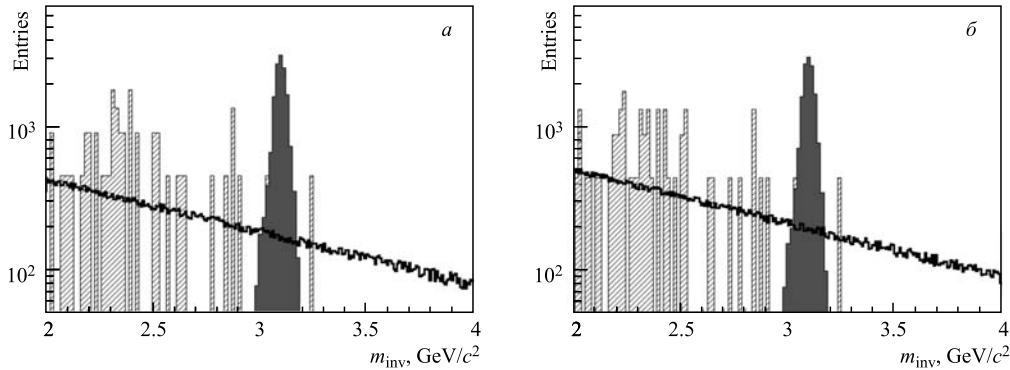


Рис. 16. Реконструированные спектры инвариантных масс для кандидатов в J/ψ в случае, когда при идентификации электронов/позитронов с помощью TRD используется МСП (а) или модифицированный критерий ω_6^4 (б)

Данная процедура позволяет оценить эффективность реконструкции J/ψ , рождающихся в центральных событиях УгQMD. При нормировке пика, отвечающего сигнальным событиям, учитывались вероятность рождения J/ψ $M = 1,92 \cdot 10^{-5}$ (согласно модели HSD [34]), вероятность распада J/ψ по диэлектронному каналу $BR = 6\%$ [35], количество разыгранных центральных соударений $N(i)$ и эффективность Eff регистрации сигнала установкой СВМ [15]:

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

Процедура построения спектра масс, отвечающего комбинаторному фону, отличалась от процедуры, описанной выше, тем, что к набору частиц, генерируемому с помощью пакета УгQMD, не добавлялась электрон-позитронная пара от распада J/ψ -мезона. Кроме того, для получения статистики, сопоставимой с числом отсчетов в сигнальном спектре, использовалась методика комбинирования событий [15].

На рис. 16 представлены спектры инвариантных масс для кандидатов в J/ψ для случаев, когда при идентификации электронов/позитронов с помощью TRD используется МСП (а) и модифицированный критерий ω_6^4 (б). Приведенные спектры соответствуют 10^{11} центральным соударениям Au + Au при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. Серым цветом показан полученный спектр инвариантных масс для сигнальных событий; спектру масс, связанному с комбинаторным фоном, соответствует заштрихованная область на рис. 16.

Из рис. 16 видно, что сигнал от J/ψ -мезонов четко выделяется над комбинаторным фоном: отношение сигнала к фону равняется $\sim 7,5$. Эффективность регистрации сигнала для обоих рассмотренных случаев составила 13,5%. Это означает, что при частоте Au + Au-соударений 1 МГц за 1 ч работы установки можно зарегистрировать до 525 распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена цепочка математических методов, предназначенных для реконструкции траекторий и импульсов заряженных частиц, их идентификации с помощью детекторов RICH, TRD и TOF с целью отбора маловероятных распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Главная проблема в этой задаче — это надежная идентификация электронов/позитронов в условиях интенсивного адронного (в основном пионного) фона. Ключевую роль в ее решении играет детектор переходного излучения, который позволяет достичь максимального (в сравнении с RICH и TOF) подавления фона от пионов на всем интервале импульсов электронов/позитронов от распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Заметим, что детектор RICH позволяет надежно идентифицировать электроны/позитроны в импульсном интервале 1–6,5 ГэВ/с. В области импульсов, больших 6,5 ГэВ/с, фактор подавления пионов сильно падает, а при импульсах выше 10 ГэВ/с отличить с его помощью электроны/позитроны от пионов практически невозможно.

В таблице приведена зависимость коэффициента подавления пионов от импульса частицы при условии потери 10% электронов, полученного с помощью МСП и модифицированного критерия ω_6^4 с учетом потери энергии с детектора TRD. Видно, что оба метода обеспечивают сравнимый и в то же время достаточно высокий уровень подавления пионов на всем импульсном интервале.

Зависимость коэффициента подавления пионов от импульса частицы при условии потери 10% электронов

Метод идентификации e^+e^- в TRD	p , ГэВ/с						
	1	3	5	7	9	11	13
МСП	299	1267	794	710	887	749	636
Модифицированный критерий ω_6^4	583	1055	1079	709	882	709	669

С учетом того, что отбор и регистрацию распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ планируется проводить в реальном времени эксперимента с помощью высокопроизводительных вычислительных систем, в работе были детально проанализированы особенности применения МСП и критерия ω_n^k при идентификации электронов/позитронов и пионов с помощью многослойного TRD.

Проведенный анализ показал, что метод на основе МСП обладает рядом ограничений. В частности, для получения надежных и корректных результатов необходимо знать распределения потерь энергии как электронов, так и пионов. Получение корректных данных для потерь энергии электронов в модулях TRD и их последующее применение при обучении МСП представляется непростой и весьма проблематичной задачей. Кроме того, при анализе выборок с TRD для частиц с разными импульсами и разным числом хитов на треке требуется соответствующая настройка МСП. Отмеченные недостатки могут привести не только к некорректным результатам, связанным с идентификацией анализируемых частиц, но и к существенному увеличению времени вычислений.

Как отмечалось выше, метод идентификации регистрируемых частиц на основе модифицированного критерия согласия ω_n^k лишен указанных недостатков. Вместе с тем он обладает мощностью, сравнимой с мощностью метода на основе МСП (см. таблицу), и позволяет получать сопоставимые с МСП итоговые результаты (см. рис. 16). Если учесть простую программную реализацию модифицированного критерия ω_n^k , его можно будет использовать для регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в режиме реального времени эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matsui T., Satz H.* J/ψ Suppression by Quark–Gluon Plasma Formation // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 178. P. 416.
2. *Alessandro B. et al. (NA50 Collab.)*. A New Measurement of J/ψ Suppression in Pb–Pb Collisions at 158-GeV per Nucleon // *Eur. Phys. J. C.* 2005. V. 39. P. 335–345.
3. *Leitch M.* RHIC Results on J/ψ // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. V. 34. P. S453.
4. Compressed Baryonic Matter Experiment: Technical Status Report. Darmstadt: GSI, 2005; <http://www.gsi.de/onTEAM/dokumente/public/DOC-2005-Feb-447e.html>.
5. *CBM Collab.* // *Nucl. Phys. A.* 2013. V. 904–905. P. 1059–1062.
6. The CBM Physics Book / Eds.: *Friman B. et al.* Lecture Notes in Physics. 1st Ed. 2011. V. 814. 960 p.
7. *Akishina E. P. et al.* Electron/Pion Identification in the CBM TRD Using a Multilayer Perceptron. JINR Commun. E10-2007-17. Dubna, 2007. 15 p.
8. *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.
9. *Akishina E. P. et al.* Electron/Pion Identification in the CBM TRD Applying a ω_n^k Goodness-of-Fit Criterion // *Part. Nucl., Lett.* 2008. V. 5, No. 2(144). P. 202–218.
10. *Акишина Т.П.* Особенности применения критерия ω_n^k к задаче идентификации электронов с помощью детектора переходного излучения в эксперименте CBM // *Письма в ЭЧАЯ.* 2012. Т. 9, № 3(173). С. 440–462.
11. *Bleicher M. et al.* Relativistic Hadron–Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model (UrQMD) (1999-09-16) // *J. Phys. G.* 1999. V. 25. P. 1859.
12. <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>
13. GEANT — Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library. Long Write-up. W5013. 1995.
14. *Bertini D. et al.* The FAIR Simulation and Analysis Framework // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 119. P. 032011.
15. *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.
16. *Дереновская О.Ю., Васильев Ю.О.* Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой CBM в AuAu-соударениях при энергии 25 ГэВ/нуклон // *Письма в ЭЧАЯ.* 2013. Т. 10, № 7(184). С. 1163–1173.
17. *Gorbunov S., Kisel I.* Reconstruction of Decayed Particles Based on the Kalman Filter. CBM-SOFT-note-2007-003. Darmstadt: GSI, 2007.
18. *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.
19. Silicon Tracking System (STS). Technical Design Report for the CBM. Darmstadt: GSI, 2012; <http://www.fair-center.eu/en/for-users/experiments/cbm.html>.
20. *Bussa M. P. et al.* Application of a Cellular Automaton for Recognition of Straight Tracks in the Spectrometer DISTO // *Comp. Math. Appl.* 1997. V. 34, No. 7/8. P. 695–701.
21. *Kisel I.* Event Reconstruction in the CBM Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2006. V. 566. P. 85–88.
22. *Кулаков И.С. и др.* Анализ эффективности и производительности алгоритма распознавания треков в STS-детекторе эксперимента CBM на многоядерном сервере ЛИТ ОИЯИ. Сообщ. ОИЯИ P10-2012-1. Дубна, 2012. 18 с.

23. Kalman R. E. A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems // Trans. ASME. Ser. D. J. Basic Eng. 1960. V. 82. P. 35–45.
24. Gorbunov S. et al. Fast SIMDized Kalman Filter Based Track Fit // Comp. Phys. Commun. 2008. V. 178. P. 374–383.
25. Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detector. Technical Design Report for the CBM. Darmstadt: GSI, 2013; <http://www.fair-center.eu/en/for-users/experiments/cbm.html>.
26. 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.
27. Lebedev A. et al. Fast Global Tracking for the CBM Experiment at FAIR // Вестн. РУДН. Сер. «Математика. Информатика. Физика». 2010. Т. 2, № 2. С. 59–63.
28. Akishina E. P. et al. Distributions of Energy Losses for Electrons and Pions in the CBM TRD. JINR Commun. E10-2007-158. Dubna, 2007. 17 p.
29. Koelberg K. S. CERN Computer Centre Program Library. G110.
30. Eadie W. T. et al. Statistical Methods in Experimental Physics. Amsterdam; London: North-Holland Publ. Comp., 1971.
31. Ivanov V. V., Zrellov P. V. Nonparametric Integral Statistics ω_n^k : $\omega_n^k = n^{k/2} \int_{-\infty}^{\infty} [S_n(x) - F(x)]^k dF(x)$: Main Properties and Applications // Comp. Math. Appl. 1997. V. 34, No. 7/8. P. 703–726.
32. <http://root.cern.ch/root/html/TMultiLayerPerceptron.html>
33. Time-of-Flight System (TOF): Technical Design Report for the CBM. Darmstadt: GSI, 2013; <http://www.fair-center.eu/en/for-users/experiments/cbm.html>
34. 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.
35. Nakamura K. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // J. Phys. G. 2010. V. 37; 2011 Partial Update for the 2012 edition: <http://pdg.lbl.gov>.

Получено 5 декабря 2013 г.