

**МЕТОДИЧЕСКИЕ ИЗЫСКАНИЯ ПО УЛУЧШЕНИЮ
ИЗВЛЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА ОКОЛОПОРОВОГО
КВАЗИРЕАЛЬНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ J/ψ – МЕЗОНОВ
НА НУКЛОНАХ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НА ЯДРЕ ВОДОРОДА
ПОЛУЧЕННЫХ НА УСТАНОВКЕ CLAS12**

Д.А. МАРТИРЯН*

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: davit.martiryan@yerphi.am

(Поступила в редакцию 6 августа 2021 г.)

В данной работе представлена методическая часть анализа по исследованию околопорогового квазиреального фоторождения векторных мезонов на нуклонах. В анализе используются экспериментальные данные, полученные на установке CLAS12 (Cebaf Large Acceptance Spectrometer) линейного ускорителя CEBAF (Current Beam Accelerator Facility) лаборатории имени Джефферсона (США). Исследуются данные эксперимента по рассеянию 10.6 ГэВ-ых электронов на жидководородной мишени. В статье описываются методы по отбору и идентификации конечных состояний полностью эксклюзивных реакций околопорогового ($E_\gamma \geq 8.2$ ГэВ) квазиреального ($Q^2 \approx 0$) фоторождения J/ψ мезонов. Представлено пошаговое описание механизма идентификации конечных состояний, состоящих из лептонной пары и нуклона отдачи. Показано, как в процессе анализа меняются параметры распределений кинематических величин характерных для исследуемых реакций.

1. Введение

В то время как на сегодняшний день имеется значительный объем данных по фоторождению J/ψ - мезонов при высоких энергиях, $W > 10$ ГэВ, - в хорошем согласии с механизмом 2-х глюонного обмена, - околопороговая область энергий остаётся малоизученной. Точная идентификация глюонных операторов, связанных с рождением J/ψ - мезонов вблизи порога, и моделирование их форм-факторов нуклонов являются предметом интенсивных теоретических исследований, текущее состояние и перспективы которых были просуммированы на тематическом семинаре [1]. Динамика, которая создает соответствующие глюонные поля в нуклоне, сильно меняется при переходе от высоких энергий в околопороговую область [2]. Интерес к околопороговому рождению J/ψ -мезонов на нуклонах обусловлен кинематическими характеристиками процесса. Величина пороговой энергии фотонного пучка, 8.20 ГэВ, обуславливает малость когерентной длины

$\bar{c}s$ флуктуации, $l_c \sim 2E_Y^{\text{lab}}/4mc^2 = 0.36 \text{ fm}$ [3]. Большая масса очарованного кварка и большая величина минимального передаваемого импульса $|t_{\min}| = 2.2 (\text{GeV}/c)^2$, при пороговых энергиях, означает, что реакция осуществляется зондом малого поперечного размера и с малыми параметрами соударения. Так что, ожидается, что близко к порогу сечение рождения чувствительно к короткодействующим корреляциям в волновой функции мишени и к механизму многоглюонного обмена [3,4]. Из-за малых сечений процесс рождения J/ψ - мезонов вблизи порога никогда не исследовался с точностью, необходимой для распознавания предлагаемых динамических схем, не говоря уже о извлечении количественной информации о операторах, исследующих цветовые поля в нуклоне. Прогресс в раскрытии механизма образования J/ψ - мезонов вблизи порога существенно зависит от экспериментальных данных. 12-ти ГэВ-ная реконструкция ускорителя CEBAF и соответствующее оснащение экспериментальных залов лаборатории Джефферсона, предоставили уникальную возможность изучения фото- и электророждения очарованных кваркониев, $\bar{c}s$, в малоисследованной околопороговой области от $E_Y \approx 8.5 \text{ ГэВ}$ до 11 ГэВ .

В данной статье приводятся методы анализа экспериментальных данных на предмет изучения околопорогового квазиреального фоторождения J/ψ - мезонов. Анализируются экспериментальные данные полученные при рассеянии 10.6 ГэВ -ых электронов на жидководородной мишени, - при малых углах рассеяние происходит за счет обмена квазиреальным фотоном ($Q^2 \sim 0$) и может быть описано моделью Векторной Доминантности (VDM) [5]. Диаграмма рис.1 иллюстрирует как протекает реакция квазиреального фоторождения J/ψ - мезона. Задачей исследований было обнаружение и анализ конечных состояний с двумя лептонами от распада J/ψ - мезона и протоном отдачи.

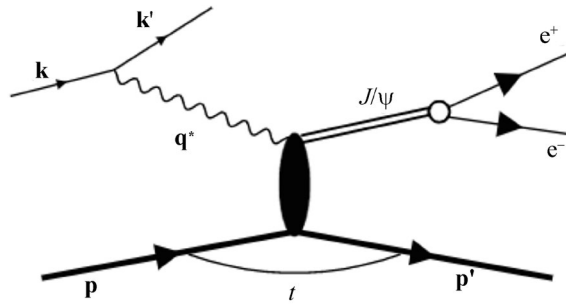


Рис.1. Диаграмма квазиреального фоторождения векторного мезона на протоне. Здесь \mathbf{k}, \mathbf{k}' – импульс электрона до и после рассеяния, соответственно, \mathbf{q}^* – импульс виртуального фотона, \mathbf{p}, \mathbf{p}' – импульс протона до и после взаимодействия, соответственно.

2. Эксперимент

Представленный в статье анализ осуществляется на данных эксперимента E12-12-001 [6], проводимого в зале В, лаборатории Джефферсона, - это один из первых экспериментов, проводимых на установке CLAS12 после 12 ГэВ -ой реконструкции CEBAF. В предлагаемом вниманию анализе используется набор

данных первого этапа эксперимента, проводимого осенью 2018 года, - 10.6 ГэВ -ый пучок электронов, со светимостью $0.7 \times 10^{35} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$, рассеивался на жидководородной мишени LH_2 .

2.1. Установка CLAS12

На рис.2 приведено схематическое изображение, расположенного в экспериментальном зале В, лаборатории Джефферсона, магнитного спектрометра CLAS12 [7]. Это комплексная установка, рассчитанная на широкий спектр экспериментов по изучению структуры и взаимодействия нуклонов, ядер и мезонов, с использованием поляризованных и неполяризованных электронных пучков и мишеней, для пучков с энергиями до 11 ГэВ. CLAS12 состоит из двух основных подгрупп детекторов: центрального детектора (CD) и переднего детектора (FD) и основан на дуальной системе магнитов, состоящей из соленоидального магнита с центральным полем 5 Тл и сверхпроводящего тороидального магнит с $\int Bdl = 0.5\text{--}2.7 \text{ Тм}$, позволяющих измерять импульсы заряженных частиц, соответственно, в CD и FD. Центральный детектор предназначен для регистрации частиц в интервале полярного угла от 35° до 125° , имеет форму цилиндра с азимутальным покрытием почти 2π и расположен между мишенью и внутренней стенкой соленоидального магнита. В состав CD входят вершинный детектор CVT (Central Vertex Tracker) и два времяпролётных детектора - CTOF (Central Time of Flight) и CND (Central Neutron Detector) предназначенных для идентификации заряженных и нейтральных частиц, соответственно. Передний детектор регистрирует и идентифицирует заряженные и нейтральные частицы в интервале полярного угла от 5° до 35° во всем диапазоне импульсов и состоит из шести функционально равнозначных магнитных спектрометров, действующих на базе шестикатушечного сверхпроводящего тороидального магнита. Каждый сектор FD оборудован высокопороговым черенковским счетчиком HTCC (High Threshold Cherenkov Counter) с радиатором CO_2 , обеспечивающим пороговый импульс для пионов

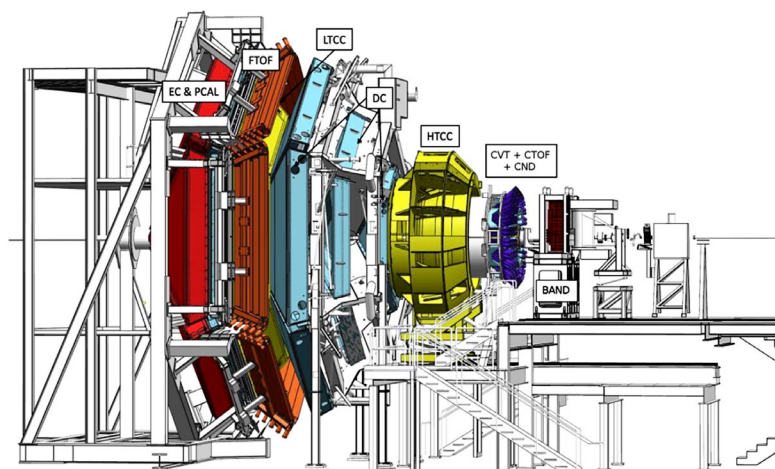


Рис.2. Схема спектрометра CLAS12, иллюстрирующая передний (FD) и центральный (CD) детекторы и их подсистемы.

4.9 ГэВ/с; набором дрейфовых камер DC (Drift Chambers); низкопороговым черенковский счетчик LTCC (Low Threshold Cherenkov Counter) с радиатором C_4F_{10} и пороговым импульсом для пиона 2.7 ГэВ/с; сцинтилляционными счетчиками FTOF (Forward Time of Flight) и составным электромагнитным калориметром ECAL (EC & PCAL на рис.2), состоящим из, добавленного после реконструкции установки CLAS, пред-ливневого калориметра (PCAL) и электромагнитного калориметра установки CLAS, EC, условно разделяемого на две части — ECIN (inner) и ECOUT (outer). Детекторы, входящие в состав FD располагаются после мишени в последовательности показанной на рис.2. Для идентификации электронов и фотонов, испускаемых очень близко к линии пучка (от 2° до 5°) дополнительно к CD и FD, в непосредственной близости к пучку, после мишени установлен, «Forward Tagger» (FT) – составной детектор, состоящий из калориметра, сцинтилляционного годоскопа и двух двухслойных трекеров микромега. Этот детектор в основном используется для исследования реакций помеченного фоторождения и глубоконеупругого комптоновского рассеяния. Частицы в CLAS12 регистрируются и идентифицируются путем измерения их импульсов, времени пролета, количества фотонов произведенных в пороговых черенковских счетчиках, и потерь энергии в калориметрах и сцинтилляционных счетчиках. Реконструкция траектории в передней части, с использованием дрейфовых камер, и в центральной части, с использованием вершинного детектора, дает разрешение по импульсу $<1\%$ и $<5\%$, соответственно. Черенковские счетчики, времяпролетные сцинтилляторы и электромагнитные калориметры обеспечивают хорошую идентификацию частиц. Система быстрого запуска и высокая скорость сбора данных позволяют работать при светимости $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

2.2. Мишень

В представляемом эксперименте используется неполяризованная, криогенная мишени LN_2 [8]. Вещество мишени помещено в 5 см -вый каптоновый конус, в основаниях которого расположены входное и выходное алюминиевые окна диаметром 23.66 мм и 15.08 мм, соответственно, и толщиной 30 мкм. Мишенная ячейка позиционируется в камере рассеяния, установленной в номинальном центре спектрометра CLAS12.

2.3. Системы запуска и сбора данных

Набор экспериментальных данных осуществляется и контролируется системами запуска (Trigger system) и сбора данных (Data Acquisition System, DAQ) [9]. Основная функция триггера – предоставление системе сбора данных сигнала запуска для записи данных. Основное назначение DAQ – упорядочивание, поступающей от детекторов информации, и передача этой информации на ленточное хранилище. Одно из условий успешной активации системы запуска - адекватный период задержки запуска, который должен составлять не менее 8 микросекунд. Также необходимо, чтобы сбор данных выполнялся с очень высокой скоростью, – более чем 95% «живого времени» (доля времени, в течение которого данные записываются на ленты). В целом, триггер CLAS12 зависит от семи

детекторов: HTCC, DC, FTOF, ECAL, CTOF, CND, FT и проводится в три этапа¹, в течении которых в режиме online определяется стоит ли записывать событие для последующего offline анализа, - сохраняются события, в которых электрон эффективно провзаимодействовал с мишенью. С точки зрения дизайна DAQ, сбор данных происходит от интерфейсных компонентов, которые называются контроллерами считывания (ROC [10]). Параметры производительности DAQ CLAS12 следующие: частота событий 30 кГц, скорость передачи данных 1 Гигабайт в секунду (1 GB/s). Собранные данные хранятся на больших лентах данных в формате EVIO (ввод/вывод событий).

2.4. Идентификация частиц

Собранные экспериментальные данные проходят автономную (offline) обработку в среде программного обеспечения CLARA [11] (CLAS Analysis and Reconstruction Architecture), в которой реконструкция событий разделяется на микросервисы, выполняющие алгоритмы обработки данных. Пакеты программного обеспечения включают услуги по реконструкции, визуализации и калибровке событий, а также моделированию детекторов и событий.

Последний этап реконструкции данных – идентификация частиц, осуществляемая Конструктором Событий EB (Event Builder). Идентификация частиц основана на различных комбинациях измеренных физических величин. Также в алгоритм конструктора событий внесены данные по ограничениям, учитывающие калибровочные константы разных детекторов, которые могут повлиять на идентификацию.

Лептоны из-за малой массы, вероятнее всего, могут быть зарегистрированы в переднем детекторе FD. Эффективность и способ идентификации лептонов зависит от их энергии, – для энергий ниже 4.9 ГэВ/с EB-идентификация электронов и позитронов довольно эффективна, т. к. менее подвержена загрязнению пионами, – действует порог HTCC. Выше этого порога HTCC выдает сигнал как для лептонов так и для пионов и, следовательно, не может участвовать в их разделении. В области высоких импульсов идентификация лептонов основывается исключительно на величине «Sampling Fraction» (доля выборки) в электромагнитном калориметре:

$$SF = E_{\text{tot}}/p. \quad (2)$$

где E_{tot} – полная энергия (суммарная энергий кластеров трех слоёв калориметра) отложенная в ECAL, а p – импульс, измеренный в DC. Значение SF каждой частицы уникально. Показателями, определяющими идентификатор частицы с данным измеренным значением SF являются величины среднего значения и

¹ На первом этапе система запуска получает и обрабатывает информацию поступившую от FADC и DCRB для конкретного детектора. На втором этапе идёт сравнение с относящимися к текущему эксперименту расчетными значениями времени и места положения попаданий для различных частей детекторов. Заключительный этап – это когда принимается решение оставить событие или отказаться от него на основании разработанных критериев.

стандартного отклонения, полученные параметризацией зависимости общей доли выборки от полной энергии отложенной в калориметре.

Для электронов и позитронов измеренное значение SF_{meas} должно находиться в пределах пяти стандартных отклонений от рассчитанного среднего SF_{calc}

$$|SF_{\text{meas}}(E_{\text{tot}}) - SF_{\text{calc}}(E_{\text{tot}})| < 5\sigma_p. \quad (3)$$

Адроны (в частности, протоны), идентифицируются по их времени пролета (tof) от вершины образования до точки взаимодействия с времяпролётными детекторами. Установка CLAS12 имеет два времяпролётных детектора, - центральный (CTOF) и передний (FTOF). В обоих случаях процедура идентификации адронов аналогична, -рассматривается разность между измеряемым и вычисляемым временем пролёта. Идентификаторы частиц, присвоенные конструктором событий совпадают с обозначениями в PDG (Particle Data Group), - так, например, согласно данной нотации, индексы электрона и позитрона 11 и -11 , соответственно, индекс протона 2212.

Достоверность идентификаторов оценивается величиной χ^2 , задаваемой для каждой частицы и определяемой как отклонение идентифицирующей величины (tof для протона, SF для лептонов) от ожидаемого значения

$$\chi^2 = \frac{SF_{\text{meas}}(E_{\text{tot}}) - SF_{\text{calc}}(E_{\text{tot}})}{\sigma_p}. \quad (4)$$

3. Анализ – цель, формализм, стратегия, методы и их реализация

Анализ проводится в среде пакета ROOT (многофункциональный пакет объектно-ориентированных программ и библиотек, для анализа данных в физике высоких энергий [12]). Входными данными служат данные, прошедшие предварительную обработку и записанные в соответствии со стандартным программным обеспечением, разработанным для установки CLAS12 (см. разделы 2.3, 2.4).

3.1. Цель

Предмет исследования представляемого анализа – реакция немаркированного квазиреального околопорогового фоторождения J/ψ – мезона, $\gamma p \rightarrow p J/\psi(l^+l^-)$, где l^+l^- – лептонная пара от распада J/ψ – мезона. В данной статье описаны методы применённые при отборе и анализе событий фоторождения J/ψ – мезонов в реакции $ep \rightarrow e^+e^-p'X$.

3.2. Формализм

Анализ проводится с использованием техники построения инвариантной и недостающей масс, а также оценки ряда кинематических величин на основе закона сохранения энергии и требований, обусловленных спецификой рассматриваемой реакции.

Для обнаружения J/ψ – резонанса исследуется распределение инвариантной массы e^+e^- пары:

$$m_{inv} = \sqrt{E_{e^+e^-}^2 - p_{e^+e^-}^2}. \quad (5)$$

Знание недостающей массы, ($m_{miss}^2 = E_{miss}^2 - p_{miss}^2$) и поперечных компонент недостающего импульса p_x/p_{miss} и p_y/p_{miss} необходимо для ограничений «эксклюзивности», применяемых для селекции полностью эксклюзивных конечных состояний $e^+e^-p'(e')$ и выделения квазиреального фоторождения из реакции электроорождения:

$$ep \rightarrow (e')\gamma p \rightarrow (e')e^+e^-p'. \quad (6)$$

Соответствующее уравнение сохранения 4-мерного импульса:

$$p_{beam} + p_{target} = p_{scat} + p_\gamma + p_{target} = p_{scat} + p_{e^+} + p_{e^-} + p_p. \quad (7)$$

4-импульсы рассеянного электрона и исходного квазиреального фотона полностью определяются путем измерения 4-импульсов частиц в конечном состоянии:

$$p_\gamma = p_{e^+} + p_{e^-} + p_p - p_{target}, \quad (8)$$

$$p_{scat} = p_{beam} + p_{target} - p_{e^+} - p_{e^-} - p_p. \quad (9)$$

Два эксклюзивных ограничения применяются к недостающей частице (X) системы pe^+e^-X . Масса и доля поперечного импульса недостающей частицы X должны быть близки к нулю. Ограничение по массе гарантирует, что недостающая частица является электроном. Ограничение на поперечный импульс обеспечивает низкую виртуальность фотона, что соответствует квазиреальному фоторождению e^+e^- пары. Действительно, виртуальность промежуточного фотона можно записать следующим образом:

$$Q^2 = 2E_{beam}E_X(1 - \cos\theta_x), \quad (10)$$

где E_{beam} – энергия электронного пучка, E_X – энергия незарегистрированного рассеянного электрона, θ_x – его угол рассеяния в лабораторной системе отсчета, определяемый по формуле:

$$\tan\theta_x = P_{tx}/P_x, \quad (11)$$

а P_{tx} и P_x – соответственно импульс и поперечный импульс недостающей частицы. Так, при $|P_{tx}/P_x| < 0.05$, $|M_{miss}^2| < 0.4$ (ГэВ/с²)², виртуальность промежуточного фотона, $Q^2 < 0.02$ (ГэВ/с)².

Ещё одна наблюдаемая, вычисляемая в ходе анализа, – это переданный импульс $-t$, который определяется как:

$$-t = 2m_p(E_p - m_p). \quad (12)$$

3.3. Стратегия

На первом этапе анализа производится отбор потенциальных событий интересующей нас реакции $\gamma p \rightarrow pe^+e^-$, для чего из полного набора данных отбираются события в конечном состоянии которых обязательно присутствует один

протон, один электрон и один позитрон, а также возможна любая другая частица. Частицы отбираются в соответствии с идентификатором (PID), заданным конструктором событий (ЕВ). На данном этапе допустимо наличие ложно идентифицированных частиц от возможной записи случайных совпадений TOF/ECAL или ложных треков. На втором этапе производится корректировка данных, - уточнение присвоенных на этапе первичной обработки идентификаторов частиц, вычисление поправок направленных на согласование измеренных импульсов обнаруженных частиц с их фактическими импульсами в вершине взаимодействия. После того, как частицы в конечном состоянии хорошо идентифицированы и их импульсы исправлены, применяются ограничения эксклюзивности, чтобы убедиться, что каждое событие является событием интересующей нас реакции. Затем вычисляются наблюдаемые с кинематическими переменными этих событий.

3.4. Методы и их реализация

На начальной стадии анализа необходимо было убедиться в возможности использовать данные эксперимента E12-12-001, в котором электрон рассеивался на жидководородной мишени, для исследования фоторождения J/ψ – мезона. Был использован предложенный физиками CLAS [13] механизм выделения событий квазиреального фоторождения из реакций электророждения:

- в процессе рождения e^+e^- пар на электронных пучках в конечном состоянии присутствует два электрона,
- рассеянный электрон пучка и продукт распада виртуального фотона или векторного мезона. Наличие в конечном состоянии электронов даёт возможность использовать полученные данные для извлечения событий квазиреального фоторождения, для чего необходимо отбирать события, в которых один из электронов, а именно провзаимодействовавший электрон пучка рассеялся под очень малым углом $\sim 0^\circ$.

Из набора данных были отобраны события полностью эксклюзивного электророждения $ep \rightarrow e^+e^-p'(e')$, здесь (e') обозначает недетектируемый рассеянный электрон, кинематика, которого восстанавливается на основе ана-

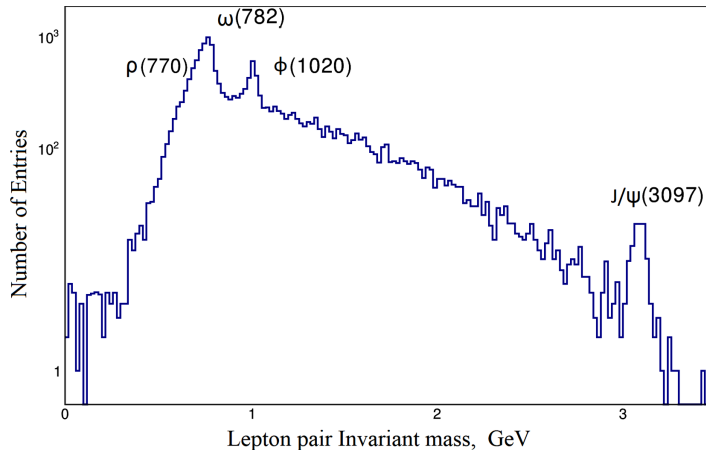


Рис.3. Распределение инвариантной массы e^+e^- пары.

лиза недостающего импульса. Остальные три частицы - протон отдачи, p' , и образовавшаяся пара лептонов, e^+e^- регистрировались в передней части установки CLAS12. На рис.3 показано распределение инвариантной массы e^+e^- пары, для событий отобранных по вышеописанному принципу, где хорошо виден пик, соответствующий массе J/ψ - мезона.

Дальнейший анализ направлен на выявление, вычисление и учёт дополнительных поправок, как при идентификации частиц, так и для уточнения их кинематических характеристик.

3.5. Ложно идентифицированные π^+ мезоны

При анализе J/ψ фоторождения очень важна хорошая идентификация лептонов конечного состояния. Если в области энергий до 4.9 ГэВ HTCC CLAS12 обеспечивает хорошее разделение пионов и лептонов, - здесь чистота селекции лептонов посредством HTCC приблизительно 99%[14], - то для импульсов выше порога HTCC (4.9 ГэВ) как экспериментальные данные, так и моделирование показывают наличие в образцах позитронов большую примесь π^+ -мезонов. Чтобы уменьшить вероятность того, что пион высокой энергии пройдет через ограничения для ID позитрона необходимы дополнительные ограничения, - что особенно важно для фоторождения J/ψ -мезона, поскольку импульс электронов и позитронов в конечном состоянии может достигать значения 9 ГэВ.

Для набора данных, используемых в данном анализе есть чёткие качественные свидетельства загрязнения пионами.

- *Спектр импульсов позитронов*

Одно из свидетельств пионного загрязнения проиллюстрировано на рис. 4, где для исследуемых событий показана двухмерная зависимость угла рассеяния позитронов от их импульсов. Кинематические расчёты показали, что статистически значимый кластер выше 5 ГэВ обусловлен пионами, прошедшими ограничения заданные в конструкторе событий.

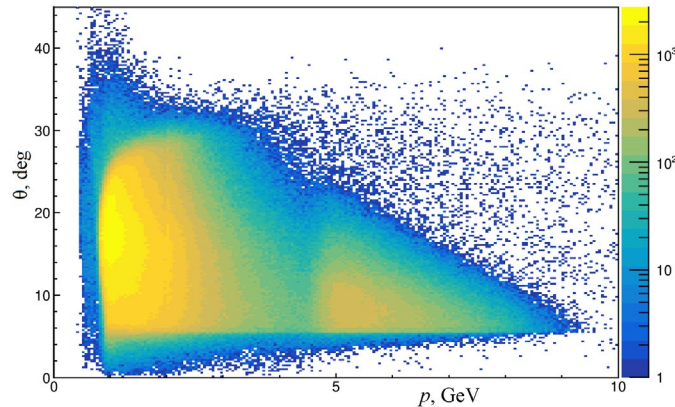


Рис.4. Зависимость угла рассеяния позитронов от импульса. Кластер событий выше 5 ГэВ указывает на наличие в этом диапазоне энергий пионного загрязнения.

- *Эксклюзивная реакция*

Ещё одно свидетельство загрязнения образца позитронов пионами можно наблюдать при исследовании эксклюзивной реакции с пионом (ложно идентифицированным как позитрон), электроном и недостающим нейтроном в конечном состоянии:

$$ep \rightarrow e\pi^+(n) \rightarrow ee^+(n). \quad (13)$$

Из набора данных CLAS12 отбираются события в которых присутствует частица с индексом -11 (ID позитрона) и импульсом больше 4.5 ГэВ и электрон с импульсом ниже 4.5 ГэВ. Обе частицы должны быть зарегистрированы в переднем детекторе. Ограничение на импульс электрона гарантирует, что это настоящий электрон. Недостающая масса рассчитывается путем приписывания позитрону массы пиона. Полученный спектр недостающих масс показан на рис.5. Виден четкий пик в области нейтронной массы. Этот пик результат реакции $ep \rightarrow e\pi^+n$, где π^+ был ложно идентифицирован как позитрон. Эти эксклюзивные события с ложно идентифицированными пионами могут использоваться для количественной оценки загрязнения пионами.

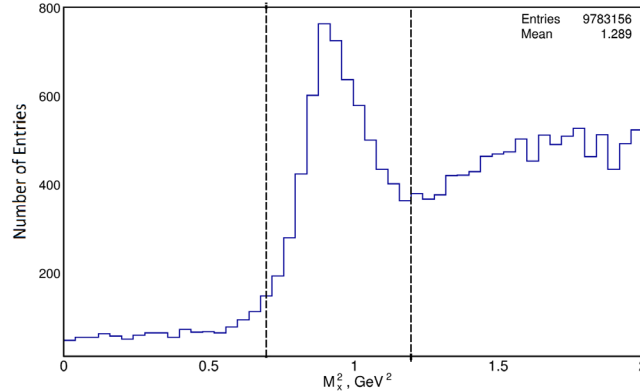


Рис.5. Распределение квадрата недостающей массы реакции $ep \rightarrow e\pi^+n$. Все кандидаты в пионы взяты из набора данных с PID = -11 и находятся под наблюдаемым нейтронным пиком.

С целью разработки дополнительных критериев для идентификации позитронов и увеличения вероятности истинного положительного ID был проведён ряд исследований.

- *Ограничение по χ^2*

Мерой качества присвоенных конструктором событий лептонных индексов является величина χ^2 (см. раздел 2.4) На рис. 6 представлены распределения данной величины для высокоэнергичных (больше 5 ГэВ) истинных позитронов и ложно идентифицированных пионов. Видно, что неверно идентифицированные пионы в основном находятся в области низких χ^2 , - доля выборки этих пионов оказалась достаточно большой, в результате чего они оказались идентифицированными как позитроны. Возможны две стратегии по ужесточению ограничений величины χ^2 , которые проверяются в процессе анализа, - отсечение по модулю ($\chi^2 < c$) или на низких значениях ($\chi^2 > c$).

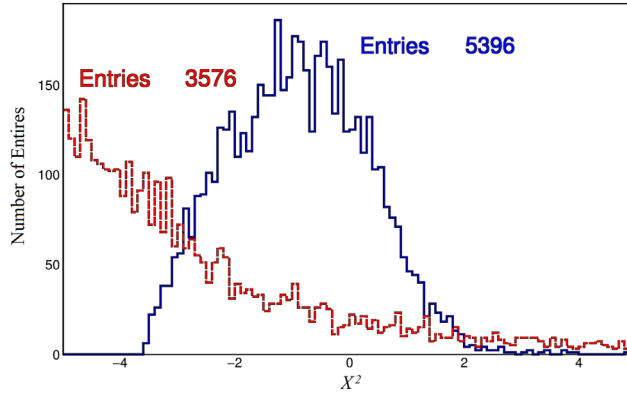


Рис.6. Распределение по χ^2 для реальных позитронов высоких энергий (синий) и неправильно идентифицированных пионов (красный, пунктирный).

- *Исследование продольных и поперечных профилей ливней в разных слоях электромагнитного калориметра ECAL (PCAL, ECIN и ECOUT)*

Продольная сегментация ECAL оказывается полезной для различения позитронов. Позитроны с большей вероятностью теряют всю свою энергию в первых слоях калориметра (PCAL и ECIN). Напротив, пионы, являясь минимально ионизирующими частицами (MIP), с большей вероятностью будут терять энергию во всех слоях электромагнитного калориметра. Например, доля выборки PCAL содержит заметное отличие между откликом, обусловленным пионами, и откликом, обусловленным позитронами. Эффективность отбраковки ложных событий может быть увеличена путем исследования двухмерной зависимости доли выборки ECIN от доли выборки PCAL. Как видно из рис.7 ограничение, задаваемое выражением $SF_{ECIN} = 0.2 - SF_{PCAL}$, может отбраковать значительную часть пионов, сохраняя при этом позитроны.

3.6. Идентификация электронов

В данном анализе J/ψ фоторождения дополнительные ограничения применялись только к позитронам у которых импульс в конечном состоянии реакции превосходил значение 5 ГэВ. Что относительно электронов, то для них

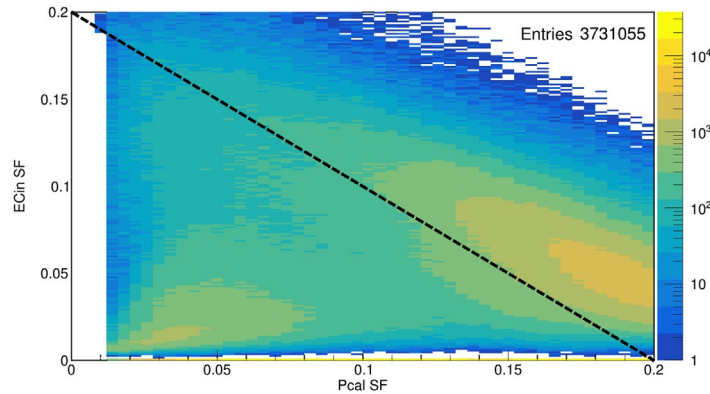


Рис.7. Соотношение между долей выборки PCAL и долей выборки ECIN. (область под диагональю соответствует пионам, а над диагональю-позитронам).

используются ограничения, задаваемые конструктором событий ЕВ. π^- загрязнение не преобладает в фазовом пространстве, которое анализируется в данном исследовании. Кроме того, сохранение лептонного числа накладывает ограничения на конечную реакцию. Когда есть хорошо идентифицированные позитроны с более низкой энергией, соответствующие отрицательные частицы с более высокой энергией должны быть электронами и вероятность π^- загрязнения очень мала.

3.7. Идентификация протонов

Помимо идентификации электронов и позитронов, для измерения сечения J/ψ рождения, а также других наблюдаемых, необходима точная идентификация протонов. Предварительные оценки показали, что идентификаторы задаваемые конструктором событий при идентификации протонов удовлетворительны для данного анализа. Из-за кинематических ограничений фоторождения J/ψ мезона, угол рассеяния протона достаточно мал, поэтому почти все предполагаемые протоны отдачи попадают в переднюю часть детектора CLAS12, что обуславливает преимущества при идентификации, так как передний детектор имеет лучшее разрешение по углу и импульсу, а также хорошее временное разрешение FTOF.

Было проанализировано 166387 событий с e^+e^- парами в конечном состоянии. На рис.8 представлено распределение инвариантной массы e^+e^- пары после коррекции идентификаторов частиц, заданных конструктором событий и применения ограничения эксклюзивности. Выход J/ψ - мезонов на этом этапе анализа равен 120.

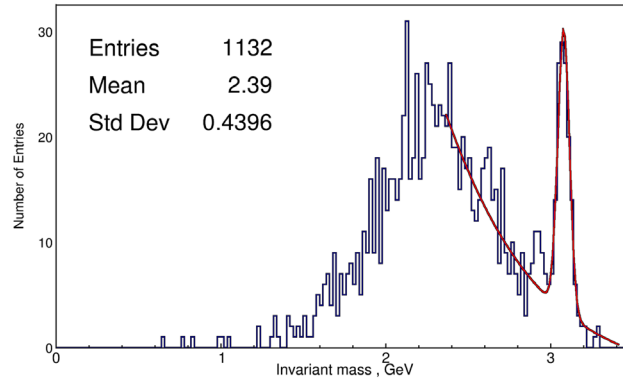


Рис.8. Инвариантная масса e^+e^- пары после корректировки идентификаторов.

3.8. Коррекции на радиационные потери энергии

Ещё один вид поправок важно учитывать как при расчётах инвариантной массы, так и для уменьшения потери событий при применении ограничений эксклюзивности, — это потери энергии на радиацию электронов и позитронов от распада J/ψ -мезона при прохождении через материал установки CLAS12 от

вершины образования до места регистрации. Часть радиационных фотонов будет обнаружена в ECAL. Измеренная энергия радиационных фотонов может быть использована для восстановления импульса электронов и позитронов в вершине образования. В продольном поле соленоида в точке излучения полярный угол электрона такой же, как и в вершине образования. С азимутальным углом дело обстоит сложнее, - здесь есть зависимость от трёхмерного импульса электрона и расстояния от вершины рождения

$$\theta_\gamma \approx \theta_{e^\pm}^r \approx \theta_{e^\pm}^v, \quad \phi_\gamma \approx \phi_{e^\pm}^r \neq \phi_{e^\pm}^v. \quad (14)$$

Радиационные фотоны в ECal можно идентифицировать, анализируя разности между величинами восстановленных углов электрона/позитрона и нейтрального попадания:

$$\Delta\theta = \theta_\gamma - \theta_e^r; \Delta\phi = \phi_\gamma - \phi_e^r. \quad (15)$$

Для исследования отбирались события с электроном и хотя бы одной нейтральной частицей. При отборе радиационных фотонов применялось ограничение на разницу между полярным углом электрона (или позитрона) и фотона, реконструированного с помощью ECAL, - так как угол в точке образования радиационных фотонов совпадает с углом излучившего их лептона, то ограничение бралось достаточно малым $\sim 0.7^\circ$ (рис.9).

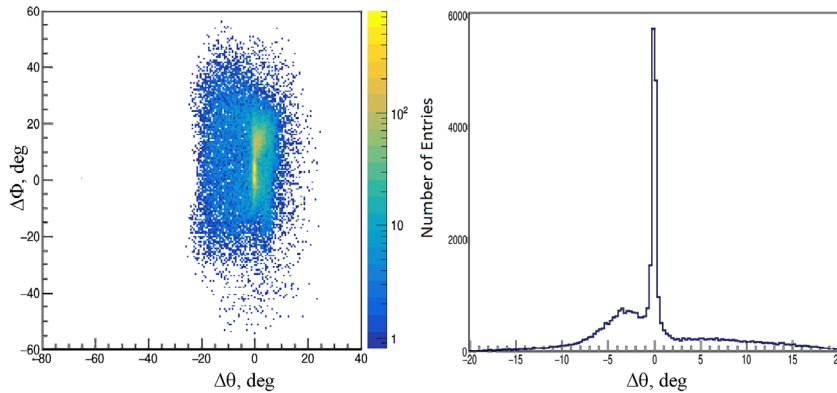


Рис.9. Двухмерное распределение разниц углов ϕ и θ (левый рисунок) и проекция разниц углов θ (правый рисунок) радиационного фотона и излучившего его лептона.

Анализировались две возможности обнаружения и учёта подобных фотонов:

- фотоны, которые излучаются до того, как электрон достигнет дрейфовых камер можно легко идентифицировать,
- это обнаруженные в ECAL фотоны, которые не связаны с треком в DC. Энергия подобных фотонов непосредственно суммировалась с энергией излучающих их лептонов,
- ещё одно соображение, которое следует принять во внимание, заключается в

том, что не все радиационные фотоны идентифицируются правильно в конструкторе событий ЕВ. Для различения фотонов и нейтронов в алгоритме конструктора событий рассчитываются скорости частиц β с использованием временной информации в калориметре. Из-за несовершенства временных ассоциаций ЕСАЛ некоторые фотоны ошибочно идентифицируются как нейтроны. Для учёта подобных фотонов, анализировались все нейтральные частицы, прошедшие ограничение по разности углов, независимо от идентификатора. Для фотонов, ошибочно идентифицированных как нейтрон, импульс должен быть пересчитан с использованием энергозависимой параметризации доли выборки фотонов,

$$P = E_{\text{tot}}/SF, \quad (16)$$

где

$$SF = 0.25(1.018 - 0.015/E_{\text{tot}} + 0.00012/E_{\text{tot}}^2).$$

На рис.10 показаны импульсные распределения радиационных фотонов для электронов (синий) и позитронов (красный). Распределение инвариантной массы e^+e^- пары после учёта радиационных поправок представлено на рис.11. Число J/ψ -мезонов увеличилось до 166.

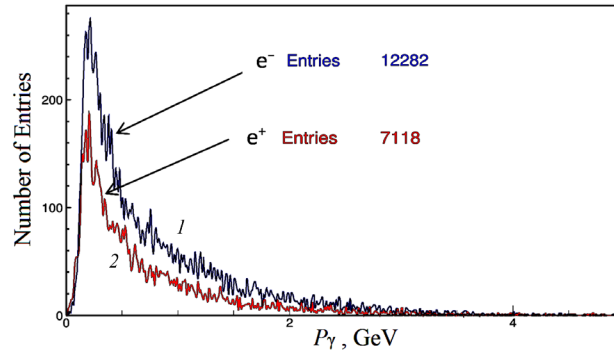


Рис.10. Импульсные распределения радиационных фотонов электронов (1) и позитронов (2).

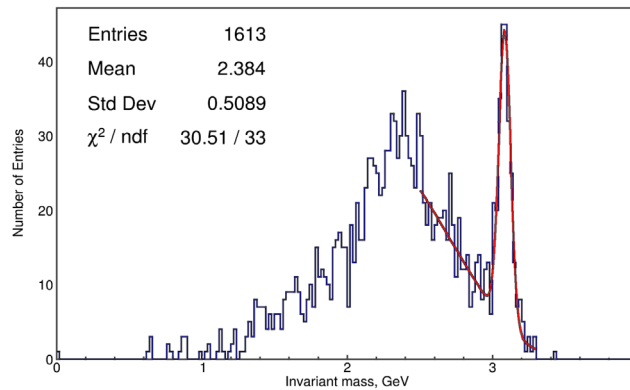


Рис.11. Инвариантная масса e^+e^- пары после радиационных поправок.

В таблице 1 приведены оценки изменения инвариантной массы e^+e^- пары в следствии описанных в статье корректировок.

Табл.1.

	Const, G	Mean, G	σ , G	Выход J/ψ	Рост, %
(a)	26.85 \pm 3.35	3.087 \pm 0.011	0.0357 \pm 0.0003	120.04 \pm 14.97	–
(b)	36.64 \pm 3.79	3.091 \pm 0.019	0.03638 \pm 0.003	166.63 \pm 17.25	39

4. Заключение

В данной статье описаны методические изыскания в процессе анализа экспериментальных данных электророждения с целью извлечения и анализа событий квазиреального околопорогового фоторождения J/ψ -мезонов. На примере рассмотрения ряда методических подходов продемонстрирована положительная динамика в процессе набора необходимой для анализа статистики, что, несомненно, важно при анализе малоизученной и труднодоступной области околопорогового фоторождения тяжёлых кваркониев на ядрах.

Автор статьи выражает благодарность Н. Дашьян и С. Степаняну за плодотворные обсуждения и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **C. Weiss, M. Strikman**, Workshop on Non-Perturbative Color Forces in QCD, Temple University, Philadelphia, PA, March 26-28, 2012, <http://quarks.temple.edu/~npcfiqcd/>.
2. **N. Brambilla, S. Eidelman, B.K. Heltsley, R. Vogt, G.T. Bodwin, et al.** Eur. Phys. J., **C71**, 1534 (2011); arXiv:1010.5827 [hep-ph].
3. **S.J. Brodsky, E. Chudakov, P. Hoyer, J.M. Laget.** Phys. Lett. B, **498**, 23 (2001).
4. **J.M. Laget, R. Mendez-Galain.** Nucl. Phys. A, **581**, 397 (1995).
5. **V.D. Barger, R.J.N. Phillips.** Phys. Lett. B, **58**, 433 (1975).
6. **S. Stepanyan, et al.** https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/12/PR12-12-001.pdf.
7. **V.D. Burkert, L. Elouadrhiri, K.P. Adhikari, et al.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, **959**, 163419 (2020).
8. **N. Baltzell et al.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, **959**, 163421 (2020).
9. **B. Raydo et al.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, **960**, 163529 (2020).
10. **S. Boyarinov et al.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, **966**, 163698 (2020).
11. **V. Ziegler et al.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, **959**, 163472 (2020).
12. <http://root.cern.ch>.
13. **Р.Г. Паремюзян.** Доклады НАН Армении, **109**, 328 (2009).
14. **Y.G. Sharabian et al.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, **957**, 163824 (2020).

CLAS12 ՍԱՐՔԱՎՈՐՄԱՆ, ՋՐԱԾՆԻ ՄԻՋՈՒԿԻՑ ԷԼԵԿՏՐԱԾՆՄԱՆ
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ, ՇԵՄԻՆ ՄՈՏ ՔՎԱԶԻԻՐԱԿԱՆ
 J/ψ – ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՇՆՄԱՆ ՄԵԹՈԴԱԿԱՆ ԲԱՐԵԼԱՎՈՒՄՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Դ.Ա. ՄԱՐՏԻՐՅԱՆ

Աշխատանքում ներկայացված է նուկլոնի վրա, շեմին մոտ, քվազի-իրական վեկտոր մեզոնների ֆոտոծնման ուսումնասիրության մեթոդաբանական մասը: Ուսումնասիրությունների ժամանակ օգտագործվել են Ջեֆերսոնի լաբորատորիայի (ԱՄՆ), CEBAF (Current Beam Accelerator Facility) գծային արագացուցչի CLAS12 (Cebaf Large Acceptance Spectrometer) սարքավորմից ստացած փորձարարական տվյալները: Ուսումնասիրվել են հեղուկ ջրածնի թիրախի 10.6 GeV էլեկտրոնների ցրման փորձարարական տվյալները: Աշխատանքում նկարագրվում են վերջնական վիճակում գտվող, լրից էքսկլուզիվ, շեմին մոտ ($E_\gamma \geq 8.2$ GeV), քվազի-իրական ($Q^2 \approx 0$) J/ψ - մեզոնների ընտրությունը և նույնականացման մեթոդները: Բերված է վերջնական վիճակում լեպտոնային զույգի և հետ հարվածի պրոտեների նույնականացման համափարփակ նկարագրությունը: Ցուցադրվում է, թե ինչպես են մշակումների ընթացքում փոխվում ուսումնասիրվող ռեակցիաներին բնորոշ կինեմատիկական մեծությունների բաշխման փոփոխականները:

METHODOLOGICAL RESEARCH TO IMPROVE THE EXTRACTION OF NEAR-
THRESHOLD QUASI-REAL PHOTOPRODUCTION OF J/ψ - MESON PROCESS ON
NUCLEONS FROM EXPERIMENTAL DATA OF ELECTROPRODUCTION ON
HYDROGEN NUCLEI, OBTAINED BY CLAS12 SETUP

D.A. MARTIRYAN

This paper described the methodological part of the analysis on the study of near-threshold quasi-real photoproduction of vector mesons on nucleons. The analysis uses experimental data obtained at the CLAS12 (Cebaf Large Acceptance Spectrometer) facility of the CEBAF (Current Beam Accelerator Facility) of the Jefferson Laboratory (USA). The experimental data on the scattering of 10.6 GeV electrons by a liquid hydrogen target are investigated. The article describes methods for the selection and identification of the final states of completely exclusive near-threshold reactions of ($E_\gamma \geq 8.2$ GeV) quasi-real ($Q^2 \approx 0$) photoproduction of J/ψ mesons. A step-by-step description of the mechanism for identifying the final states selection of a lepton pair and a recoil nucleon is presented. It is shown how the parameters of the distributions of kinematic quantities characteristic of the reactions under study change in the course of the analysis.