

73878

346.6a1 + 343e2

Панебратцев Ю., Печенова О.

Б1-1-2005-7



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-2005-7

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 199-2005

Ю.Панебратцев, О.Печенова

Рождение ρ^0 -мезона в центральных Pb+Au взаимодействиях при энергии 158 АГэВ

В современной экспериментальной физике высоких энергий одна из актуальных задач – поиск указаний на частичное восстановление киральной симметрии в горячей и плотной ядерной материи. Этому посвящен эксперимент CERES/NA45. Исследование векторных мезонов ρ , ω и Φ дают уникальную возможность изучения динамики взаимодействия тяжелых ионов при ультррелятивистских энергиях и в частности изучения ранней стадии существования материи, которая, как предполагается, представляла собой в тот момент кварк-глюонную плазму.

Данная работа посвящена исследованию адронной моды распада резонанса $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Эта мода распада составляет $\sim 100\%$. В работе анализировались данные, полученные во время сеанса в октябре 2000 года эксперимента CERES/NA45 на ускорителе SPS в ЦЕРНе.

Полученная статистика сеанса 2000 года составляет 29 млн. событий с центральными взаимодействиями (~ 14.5 Тб) и 3 млн. событий с периферическими взаимодействиями (~ 1.5 Тб) при энергии взаимодействия 158 АГэВ. В работе проанализирован 21.2 миллион центральных Pb+Au столкновений.

Спектрометр CERES/NA45

Спектрометр CERES/NA45 предназначен для регистрации и изучения электрон-позитронных пар e^+e^- в диапазоне псевдобыстроты $2.1 < \eta < 2.65$ на ускорителе SPS в ЦЕРНе при различных энергиях взаимодействия (40 АГэВ, 80 АГэВ, 158 АГэВ).

Для улучшения разрешения по эффективной массе и идентификации электронов спектрометр CERES/NA45 в 1998 году был дополнен новой системой магнитов и цилиндрическим детектором TPC (*Time Projection Chamber*) с радиальным электрическим полем [2, 5].

Схема обновленной установки эксперимента CERES/NA45 показана на рис. 1. Спектрометр имеет полный азимутальный акцептанс, $0 < \varphi < 2\pi$, и полярный

аксептанс в интервале углов $8^\circ < \theta < 15^\circ$, что соответствует интервалу псевдобыстрот $2.1 < \eta < 2.65$.

Пучок ядер свинца взаимодействует с неподвижной мишенью – с ядрами золота. Рождаемые в этом взаимодействии частицы проходят через два силиконовых детектора (SiDC1, SiDC2), затем пересекают радиаторы черенковских детекторов (RICH1, RICH2) и отклоняются в азимутальном направлении в детекторе TPC, помещенном в магнитное поле с дрейфом в радиальном направлении. Мишень, силиконовые детекторы и черенковские детекторы находятся вне магнитного поля.

Во время сеанса 2000 года использовалась неподвижная мишень, состоящая из 13 золотых дисков диаметром 600 мкм и толщиной 35.7 мкм, расположенных вдоль направления пучка на расстоянии 1.64 мм друг от друга.

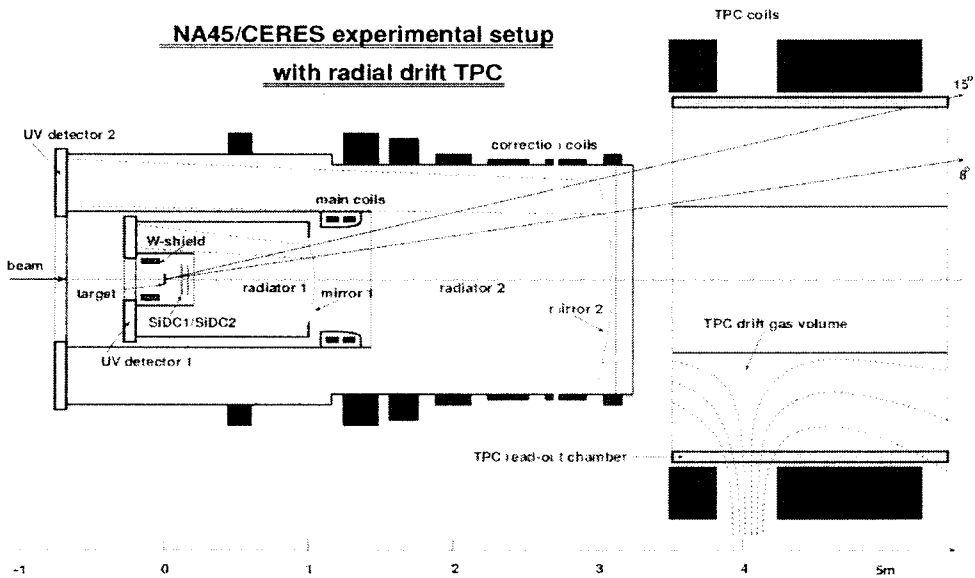


Рис. 1. Спектрометр CERES/NA45.

Два радиальных силиконовых детектора диаметром 4" имеют аксептанс по псевдобыстроте в интервале $1.95 < \eta < 3.21$ с полной азимутальной симметрией, $0 < \varphi < 2\pi$. Силиконовые детекторы SiDC1 и SiDC2 отстоят от мишени на расстоянии 9.2 см и 13 см, соответственно.

Детекторы RICH имеют аксептанс по псевдобыстроте в диапазоне $2.0 < \eta < 2.65$, близкий к центральной области, и полную азимутальную симметрию. Лоренц-фактор RICH-детекторов равен 32 ($\gamma_{th}=32$).

Детектор ТРС – это цилиндрическая дрейфовая камера, объем которой 9 м³ заполнен газовой смесью Ne (80%) и CO₂ (20%). Длина ТРС составляет 2 м и расположен детектор на расстоянии (3.7-5.7) м от мишени (рис. 1). Внутренний радиус детектора – 48.6 см, внешний радиус – 132 см. Детектор ТРС состоит из 16 камер вдоль азимутального направления. Вдоль оси пучка (z) ТРС разделена на 20 плоскостей, т.е. максимально возможное количество хитов на ТРС-треке – 20. Это позволяет точно определить импульс частицы и дополнительно идентифицировать электроны с помощью величины энергетических потерь dE/dx .

Анализ спектра инвариантных масс: $\pi^+ \pi^-$

Для обеспечения наиболее высокой точности определения импульса и для обеспечения корректности моделирования фона был сделан определенный отбор событий, треков и пар.

1. Отбор, применяемый в данном анализе:

В данном анализе был использован следующий отбор:

1. события с множественностью в интервале $320 < M < 420$ (это составило 65.9 % от проанализированных событий) для обеспечения корректности процедуры моделирования фона из перемешанных событий;

2. длинные треки с количеством хитов не менее 18 (из 20 возможных), чтобы обеспечить наиболее высокую точность определения импульса. Чем длиннее трек, тем точнее определяются его параметры;

3. для отбора наиболее вероятных пионов использовалась зависимость величины энергетических потерь dE/dx от величины импульса частицы: для предполагаемых пионов величина dE/dx должна быть менее 280 (в единицах ADC);

4. пары, которые имеют открытый угол не менее 8 мрад, чтобы исключить искажение спектра из-за ограниченности разрешения двух треков.

С помощью данного отбора была восстановлена Λ^0 . На рис. 2 показан спектр инвариантных масс $\pi^+ \pi^-$. Фон аппроксимирован полиномом второй степени. В результате аппроксимации Λ^0 функцией Гаусса и учета ширины бина получены следующие параметры – масса и ширина: $M = 1112 \pm 3.2$ МэВ/c²; $\Gamma = 6.2 \pm 0.3$ МэВ/c². Результат достаточно близок к данным из “Review of Particle Physics”:

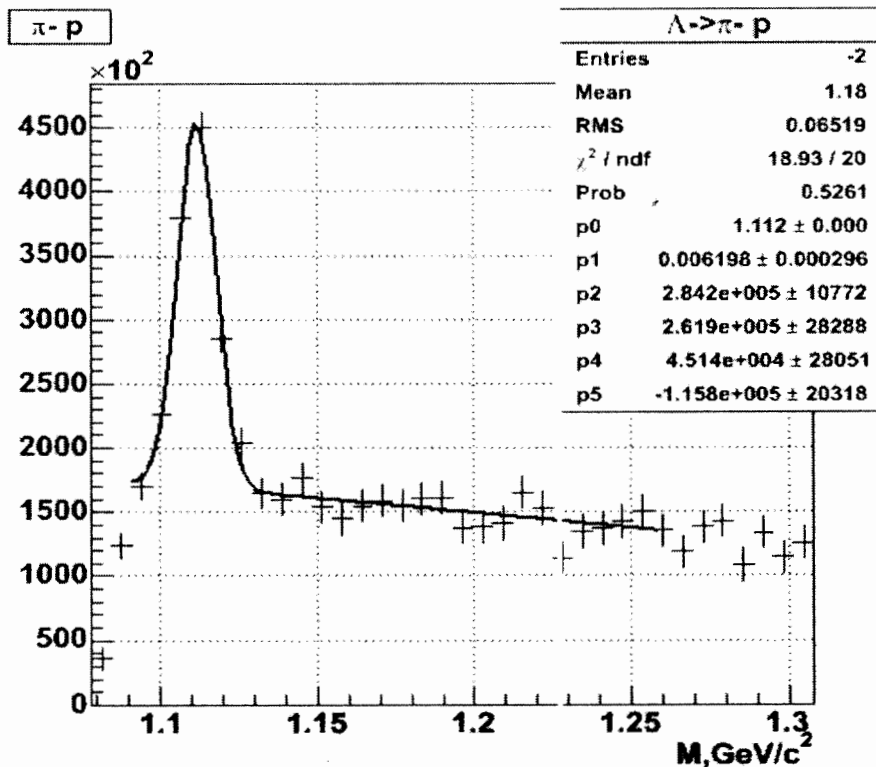


Рис. 2. Спектр инвариантных масс $\pi^- p$.

$M = 1115 \pm 0.006$ МэВ/ c^2 . Величина χ^2/ndf при аппроксимации результирующего спектра равна 0.95. Величины полученных параметров подтверждают качество данного отбора событий, треков и пар.

2. Построение спектра эффективных масс $\pi^+ \pi^-$ и количественные оценки исследуемого резонанса

Для каждой пары $\pi^+ \pi^-$ в событии вычислялась величина инвариантной массы.

Для моделирования фона использовался метод перемешанных событий (mixed event technique). При этом множественности в перемешиваемых событиях отличались не более чем на 3%.

На рис. 3 показан спектр эффективных масс $\pi^+ \pi^-$ после вычитания нормированного фона. Фон нормировался по правой части спектра, $M_{\pi^+ \pi^-} > 0.92$ ГэВ/ c^2 . В области ρ^0 -мезона мы можем наблюдать эффект усиления (enhancement). На этом же спектре мы видим четкий пик от K^0 -мезона (497 МэВ/ c^2) и эффект в области f_2 -мезона (1270 МэВ/ c^2), более четко он виден на нижней части рисунка, где показано отношение Сигнал/Фон. Кроме этого в данный спектр могут давать вклад другие эффекты, отсутствующие в

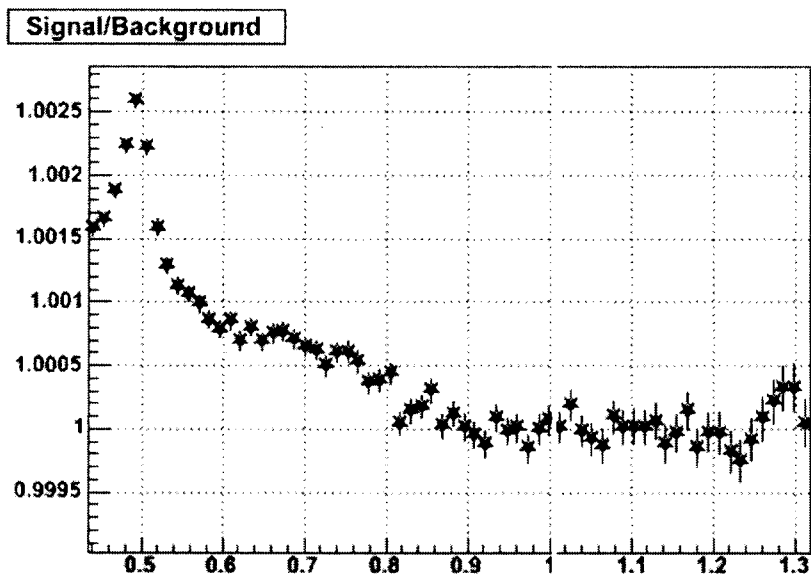
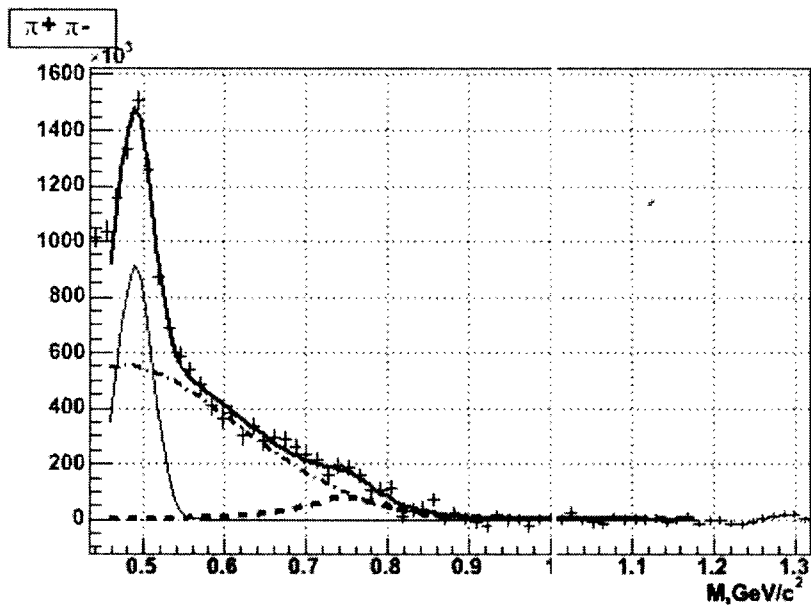


Рис. 3. Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ после вычитания нормированного фона из перемешанных событий (верхняя часть рисунка) и отношение Сигнал/Фон (нижняя часть рисунка). Вклады в спектр показаны различными линиями (верхняя часть). Подробнее см. текст.

перемешанном фоне, например отражения различных резонансов: распады $\Delta^0 \rightarrow \pi^- p$ и $K^{*0}(892) \rightarrow K\pi$ в случае негерной идентификации частиц, двухступенчатые распады $K_1(1400)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ и отражение ω -мезона в случае трехчастичного распада $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$.

Мы имеем отражение распада $\Delta^0 \rightarrow \pi^- p$ в том случае, когда за пион принимается реальный протон, отражение $K^{*0}(892) \rightarrow K\pi$ – когда за пион принимается реальный К-мезон. Трехчастичная мода распада ω -мезона

является преобладающей и составляет 89%, сечения рождения ω -мезона и ρ^0 -мезона – сравнимые по порядку величины, поэтому отражение ω -мезона составляет значимую часть данного спектра инвариантных масс.

Сделав такое предположение о возможных отражениях резонансов, спектры всех перечисленных отражений были про моделированы, используя модель UrQMD 1.3 [1]. Согласно результатам моделирования спектры отражений Δ^0 -изобары, K^{*0} - и ω -мезонов вносят значимый вклад в спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-$. Причем учитывались только те резонансы, частицы распада которых находились среди частиц финальной стадии. Первоначальное количество резонансов составляет на порядок большую величину.

Поскольку статистика моделированных данных небольшая по сравнению с реальными данными (21.2 миллион событий) и составляет чуть более 1000 событий, для сглаживания спектров отражений применялась аппроксимация полиномом. На рис. 4 приведен спектр отражений, аппроксимированный полиномом пятой степени в диапазоне эффективных масс 0.46-1.18. Величина χ^2/ndf составила 1.38. На рис. 3 экспериментальный спектр (утолщенная сплошная линия) был аппроксимирован функцией Гаусса для K^0 -мезона, функцией Брейта-Вигнера для ρ^0 -мезона и полиномом пятой степени, полученным при описании спектра отражений Δ^0 -изобары, K^{*0} - и ω -мезонов. Различными линиями показаны основные вклады в спектр эффективных масс: K^0 -мезон (тонкая линия), отражения Δ^0 -изобары, K^{*0} - и ω -мезонов (линия

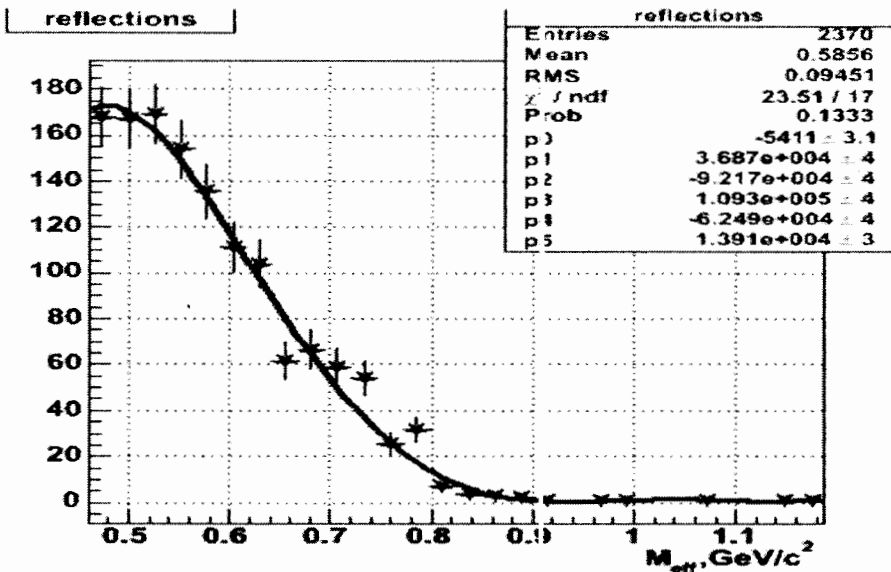


Рис. 4. Аппроксимация полиномом 5-ой степени результирующего спектра отражений (Δ^0 -изобары, K^{*0} - и ω -мезонов).

пунктир-точка) и ρ^0 -мезон (пунктирная линия). Вклады от двухступенчатых распадов $K_1(1400)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ незначительны, отражение η -мезона дает вклад в самую левую часть спектра ($M_{\pi^+\pi^-} < 460 \text{ МэВ}/c^2$), поэтому их можно не рассматривать. Величина χ^2/ndf при аппроксимации результирующего спектра (рис. 3, утолщенная сплошная линия) составила 1.16. Ширина K^0 -мезона - $22 \pm 1 \text{ МэВ}/c^2$, это означает, что разрешение по массе в области K^0 -мезона (адронная мода) равно $\sim 4\%$.

Учитывая эффективность ТРС (93% для длинных ТРС треков) и долю используемых в анализе треков (27.5%), была получена количественная оценка числа ρ^0 -мезонов на реальное событие в аксептансе спектрометра CERES, которая составила величину 1.10 ± 0.20 . Это значение находится в хорошем соответствии с моделированными данными, полученными с помощью UrQMD 1.3 (0.97 ± 0.02). Расхождение между реальными и моделированными данными составляют величину, приблизительно равную одной ошибке. Статистическая значимость ρ^0 -мезона в данном спектре составляет 5.2 стандартных отклонений.

На рис. 5 показано сравнение спектров, полученных на эксперименте STAR

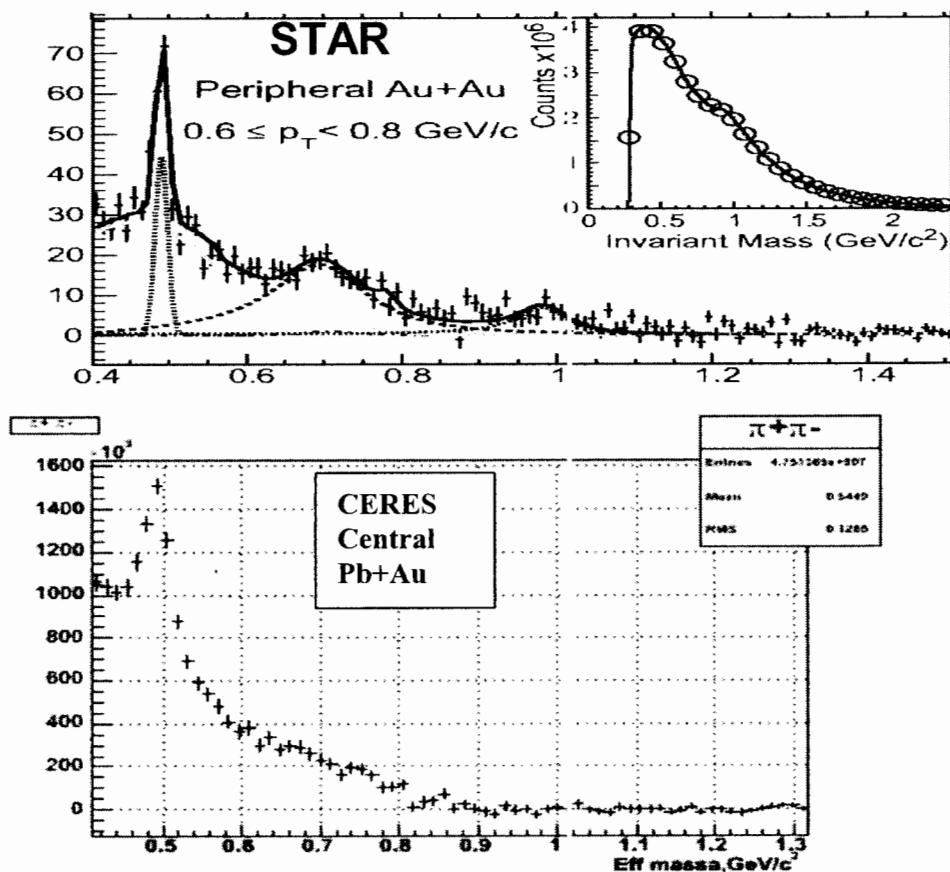


Рис. 5. Распределения инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, полученных на эксперименте STAR (верхняя часть рисунка) и эксперименте CERES (нижняя часть рисунка), после вычитания нормированного фона.

[3, 4] и на эксперименте CERES. Представленные спектры – это распределения инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ после вычитания нормированного фона. Отличие спектра эксперимента STAR в следующем: для моделирования фона использовались комбинации $\pi^+\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$ и применялось ограничение по поперечному импульсу $0.6 < p_T < 0.8$ ГэВ/с. Видно, что полученные спектры качественно похожи. После вычитания фона в обоих спектрах, помимо известных резонансов, остаются дополнительные эффекты – отражения резонансов. В эксперименте STAR аналогичным образом учитываются отражения K^{*0} - и ω -мезонов.

3. Усиление эффекта выделения резонанса с помощью применения ограничения на угол эмиссии распадной частицы в системе покоя резонанса, соответствующего спин-четности ρ^0 -мезона $J^P = 1^-$

В данном анализе для усиления выделения резонанса использовался тот факт, что спин и четность ρ^0 -мезона $J^P = 1^-$. Угловое распределение продуктов распада $\rho(770)^0$ -мезона соответствует зависимости $a + b \cdot \cos^2\Theta$, где Θ - угол эмиссии частицы распада (рис. 7) в системе покоя резонанса относительно направления полета ρ^0 -мезона в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов (нуклон ядра пучка – нуклон ядра мишени).

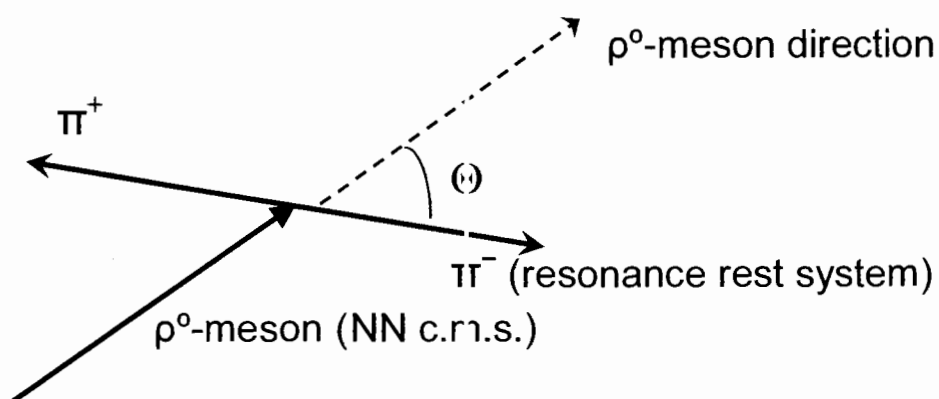


Рис. 7. Угол эмиссии частицы распада в системе покоя резонанса относительно направления полета ρ^0 -мезона.

Распределение $\cos\Theta$ для пар пионов из области инвариантных масс 0.695-0.845 (область ρ^0 -мезона) показано на рис. 8. В этом случае коэффициент $b>0$.

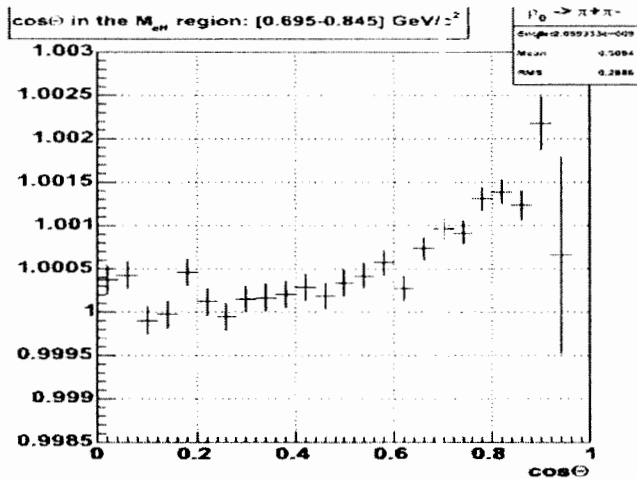


Рис. 8. Распределение $\cos\Theta$ для пар из области инвариантных масс ρ^0 -мезона.

Применялись ограничения $|\cos\Theta|>0.7$ и $|\cos\Theta|>0.8$. Данное свойство применялось ранее неоднократно в элементарных реакциях [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14].

Определение угла Θ , угла между направлением полета ρ^0 -мезона и частицей распада в системе покоя резонанса, выполняется следующим образом:

- 4-импульсы частиц преобразуются из лабораторной системы в систему покоя нуклон-нуклон, где один нуклон – это нуклон Рв пучка, другой нуклон – это нуклон Au мишени;
- в этой системе вычисляется суммарный 4-импульс двух пионов (π^+ и π^-);
- 4-импульс частицы распада преобразуется из системы покоя нуклон-нуклон в систему покоя резонанса;
- вычисляется угол между суммарным импульсом (направление полета ρ^0 -мезона) в системе покоя нуклон-нуклон и импульсом частицы распада в системе покоя резонанса.

Применение ограничений $|\cos\Theta|>0.7$ и $|\cos\Theta|>0.8$ показано на рисунках 9 и 10, соответственно. На верхней части рисунков – результат вычитания нормированного фона (нормировка по правой части спектра, $M_{\pi^+\pi^-}>0.92$ ГэВ/ c^2), на нижней части рисунков – отношение Сигнал/Фон.

С учетом результатов аппроксимации функцией Брейта-Вигнера на рис. 10 и ширины бина (26 МэВ/ c^2) получены следующие значения массы и ширины: $M=743\pm 29$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=140\pm 47$ МэВ/ c^2 . Эти величины достаточно близки к

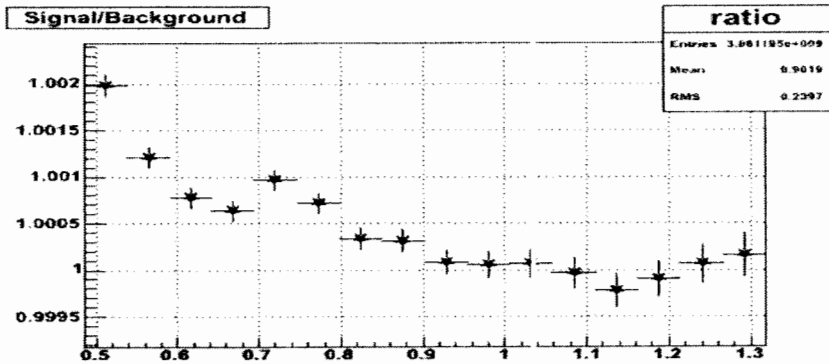
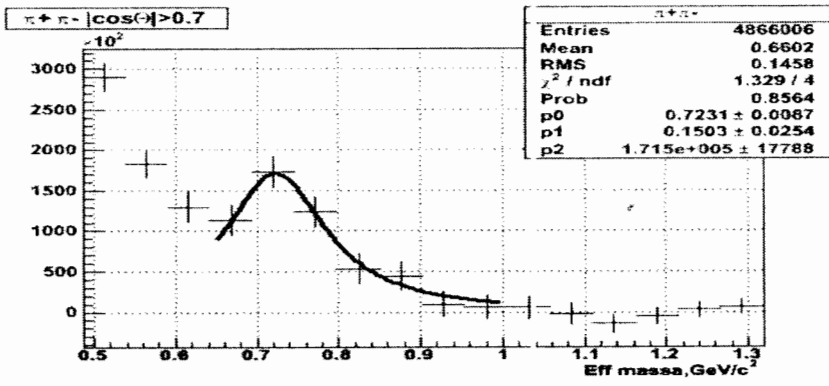


Рис. 9. Спектр $\pi^+\pi^-$ после применения ограничения $|\cos\Theta|>0.7$ и вычитания нормированного фона. 12.6 млн проанализированных событий.

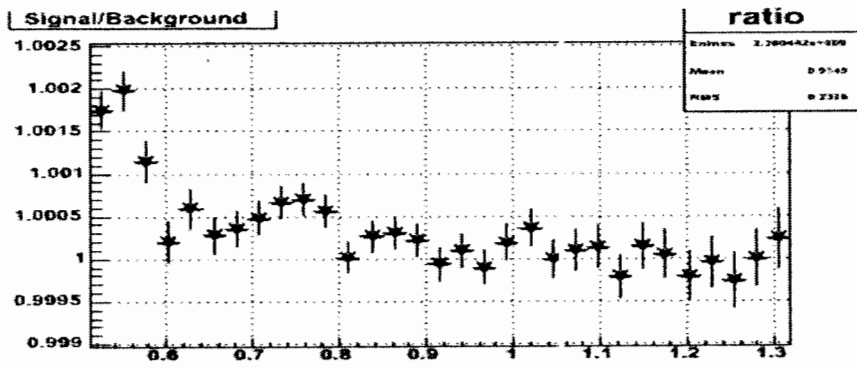
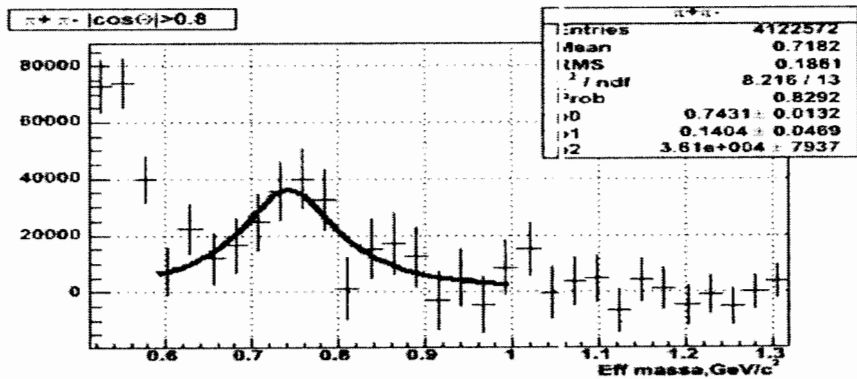


Рис. 10. Спектр $\pi^+\pi^-$ после применения ограничения $|\cos\Theta|>0.8$ и вычитания нормированного фона.

данным из “Review of Particle Physics”: $M=769 \pm 0.8 \text{ МэВ}/c^2$; $\Gamma=150.2 \pm 0.8 \text{ МэВ}/c^2$. Статистическая значимость ρ^0 -мезона в данном спектре составляет 6.8 стандартных отклонений.

На рис. 11 показаны вклады в экспериментальный спектр после применения ограничения на $\cos\Theta$: оставшаяся часть K^0 -мезона (тонкая линия), отражения Δ^0 -изобары, K^{*0} -мезона в случае неверной идентификации частиц и отражение ω -мезона в случае распада $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ (линия пунктир-точка) и ρ^0 -мезон (пунктирная линия).

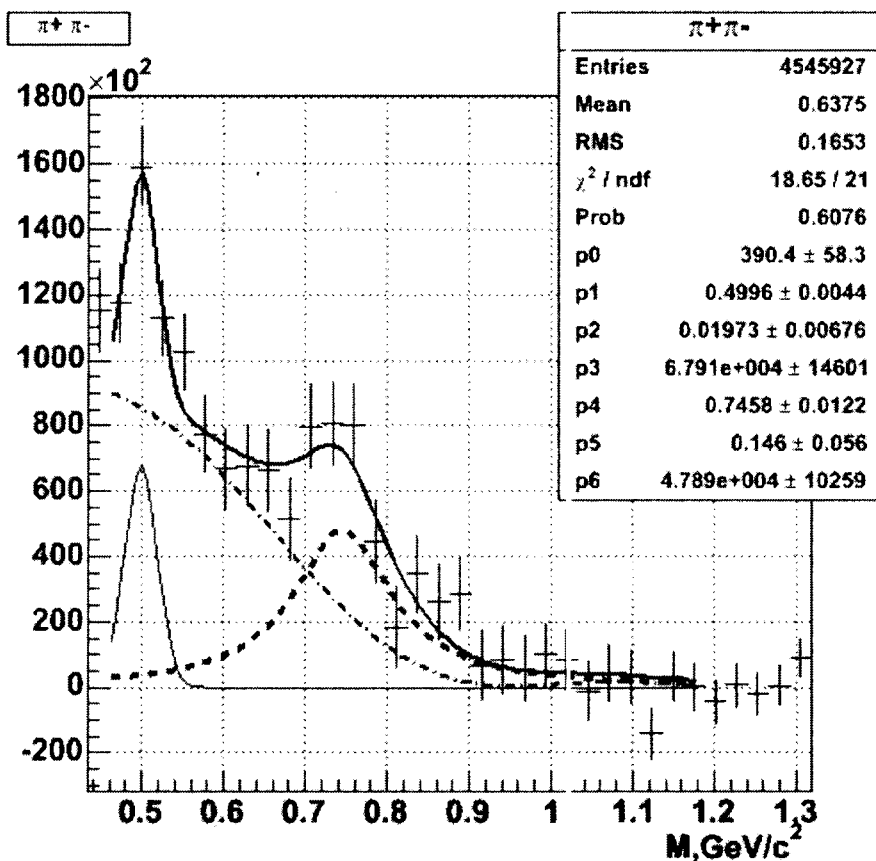


Рис. 11. Спектр $\pi^+\pi^-$ после использования ограничения $|\cos\Theta| > 0.7$ и вычитания нормированного фона. Вклады в спектр показаны различными линиями. 12.6 млн проанализированных событий.

Величина χ^2/ndf при аппроксимации результирующего спектра (рис. 11, сплошная линия) составила 0.89.

Количественная оценка влияния данного ограничения следующая: доля ρ^0 -мезона после применения ограничения составляет приблизительно 60% от

количества ρ^0 -мезона до применения ограничения, доля K^0 -мезона - приблизительно 25% от количества K^0 -мезона до применения ограничения. Это не противоречит предположению, что K^0 -мезон распадается изотропно ($\ell=0$), а ρ^0 -мезон в соответствии с зависимостью, пропорциональной $\cos^2\Theta$ ($\ell=1$).

Очевидно, что применение ограничения на $\cos\Theta$ приводит к усилению статистической значимости эффекта: фон дополнительно уменьшается более чем на порядок, а выход ρ^0 -мезона - ~ в 1.5 раза. Статистическая значимость ρ^0 -мезона при этом возрастает и становится равной 6.8 стандартных отклонений.

Аналогичная процедура, как для спектров эффективных масс (такой же отбор событий, треков, пар; такая же процедура создания фона), была выполнена для получения спектра $m_\pi - m_0$ для пар из области $\rho^0(770)$ -мезона, где m_π - поперечная масса $\rho^0(770)$ -мезона. На рис. 12 полученный спектр аппроксимирован функцией $A \cdot \exp(-(m_\pi - m_0)/T)$, где T - инверсный параметр наклона (inverse slope parameter). По вертикальной оси отложена величина $1/(m_\pi - m_0) \cdot dN/d(m_\pi - m_0)$. Результат аппроксимации на рис. 12: $T = 182 \pm 29$ МэВ. Полученное значение не противоречит данным других экспериментов.

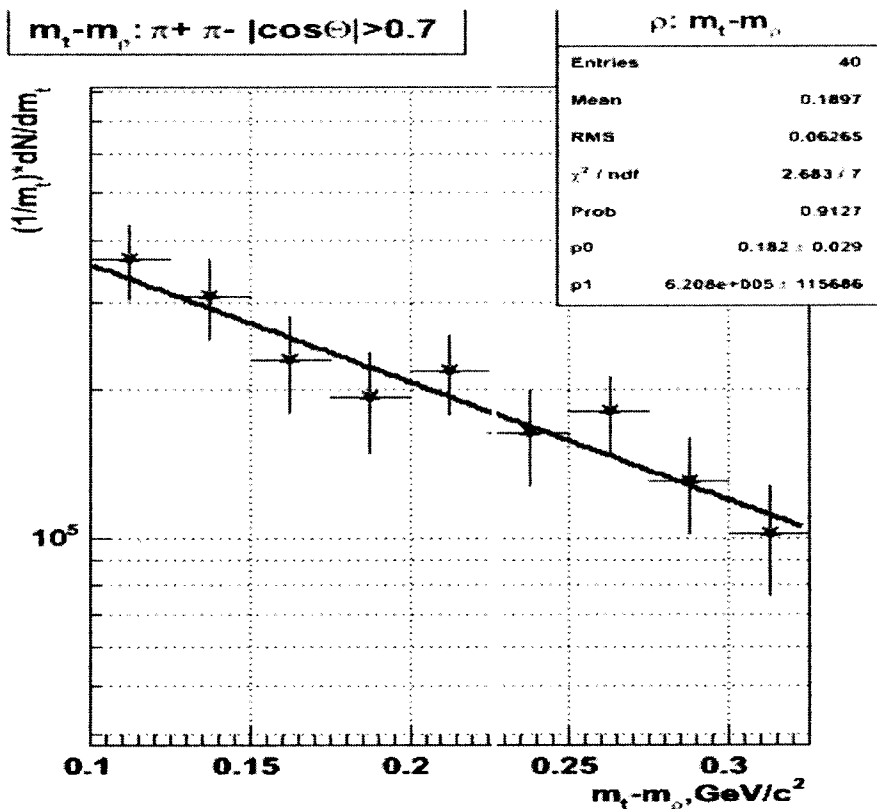


Рис. 12. Спектр $m_\pi - m_0$, полученный для пар пионов из области $\rho^0(770)$ -мезона. Проанализировано 12.6 миллионов событий.

Заключение

В данной работе проводились исследования по поиску резонанса $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Качество применяемой методики подтверждает результат восстановления Λ^0 , получены следующие параметры – масса и ширина: $M = 1112 \pm 3.2$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma = 6.2 \pm 0.3$ МэВ/ c^2 . Результат хорошо согласуется с данными из “Review of Particle Physics”: $M = 1115 \pm 0.006$ МэВ/ c^2 .

Полученные значения массы и ширины для Λ^0 и K^0 -мезона ($M=489\pm 4.5$ МэВ/ c^2 , $\Gamma=22\pm 1.5$ МэВ/ c^2) говорят о том, что систематический сдвиг по эффективной массе в пределах статистических ошибок отсутствует.

Восстановлен спектр эффективных масс $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Исследованы возможные отражения в данный спектр посредством моделирования на основе модели UrQMD 1.3.

Получены количественные оценки рождения резонанса $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Число ρ^0 -мезонов на реальное событие в CERES-акцептансе составило величину 1.10 ± 0.20 . Это значение находится в хорошем соответствии с моделированными данными, полученными с помощью UrQMD 1.3 (0.97 ± 0.02). Расхождение между реальными и моделированными данными составляют величину, приблизительно равную одной ошибке.

Значение массы и ширины $\rho(770)^0$ -мезона, полученные на реальных данных, следующие: $M=743\pm 29$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=140\pm 47$ МэВ/ c^2 . Эти величины достаточно близки к данным из “Review of Particle Physics”: $M=769\pm 0.8$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=150.2\pm 0.8$ МэВ/ c^2 .

Применение ограничения на угол эмиссии распадной частицы (спин-четность ρ^0 -мезона $J^P = 1^-$) усиливает статистическую значимость эффекта до 6.8 стандартных отклонений, при этом дополнительно уменьшая фон более чем на порядок.

Получена величина инверсного параметра наклона (температуры) T (inverse slope parameter) для $\rho(770)^0$ -мезона: $T = 182\pm 29$ МэВ.

В пределах экспериментальных ошибок смещение массы и изменение ширины $\rho(770)^0$ -мезона не наблюдается.

Литература

1. The UrQMD user guide, July 18, 2003
2. A. Marin et al., Nucl. Phys. A661 (1999) 673c.
3. J. Adams et al., (STAR Collaboration), nucl-ex/0207023 v2 8.03.2004
4. P. Fachini for STAR Collaboration, Nucl. Phys. A715 (2003) 462c
5. G. Agakichiev et al., (CERES Collaboration), Nucl. Phys. A714 (1999) 23c
6. H. Albrecht et al., Z. Phys. C 61, 1 (1994)
7. M. Derrick et al., Phys. Lett. B 158, 519 (1985)
8. Y. J. Pei et al., Z. Phys. C 72, 39 (1996)
9. V. Brobel et al., Phys. Lett. B 48, 73 (1974)
10. R. Singer et al., Phys. Lett. B 60, 385 (1976)
11. M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. C 50, 405 (1991)
12. D. Drijard et al., Z. Phys. C 9, 293 (1981)
13. P.V. Chliapnikov et al., Nucl. Phys. B 176, 303 (1980)
14. F.C. Winkelmann et al., Phys. Lett. B 56, 101 (1975)

Аннотация

Данная работа посвящена поиску резонанса $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ во взаимодействии ядер Pb+Au при энергии 158 АГэВ. Исследованы возможные отражения в спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-$ посредством моделирования на основе модели UrQMD (v.1.3). Получены количественные оценки рождения резонанса $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Значения массы и ширины $\rho(770)^0$ -мезона, полученные на реальных данных, достаточно близки к табличным. В пределах экспериментальных ошибок смещение массы и изменение ширины $\rho(770)^0$ -мезона не наблюдается. Для усиления резонансного сигнала была применена процедура, основанная на использовании углового распределения продуктов распада резонанса, соответствующего внутренним квантовым числам резонанса (спин-четность ρ^0 -мезона $J^P = 1^-$).

Annotation

This contribution is dedicated to the search of the resonance $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ in Pb+Au collisions at 158 AGeV. The possible reflections to the invariant mass spectrum $\pi^+\pi^-$ were investigated by model UrQMD (v.1.3). The quantitative estimations of resonance $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ were obtained. The values of the mass and width of the $\rho(770)^0$ -meson obtained by real data and the values from "Review of Particle Physics" are approximately equal, the discrepancy is approximately one sigma. To increase the resonance signal the effective procedure was applied. This procedure is based on usage of the angle distribution of the resonance decay particles corresponding to inside quant numbers (for ρ^0 -meson $J^P = 1^-$).