

73 878

346.6a + 343e2

Панебратцев Ю., Печенова О.

Б1-1-2005-26



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-2005-26

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 199 2005

Ю.Панебратцев, О.Печенова

Поиск резонанса $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$ во взаимодействии ядер Pb+Au при энергии 158 АГэВ

Данная работа посвящена исследованию резонанса $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$. Эта мода распада составляет более 99%.

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 18.3 миллиона 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 акцептанс в интервале углов $8^\circ < \theta < 12^\circ$, что соответствует интервалу псевдобыстрот $2.1 < \eta < 2.65$.

Пучок ядер свинца взаимодействует с неподвижной мишенью – с ядрами золота. Рожденные 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 м друг от друга.

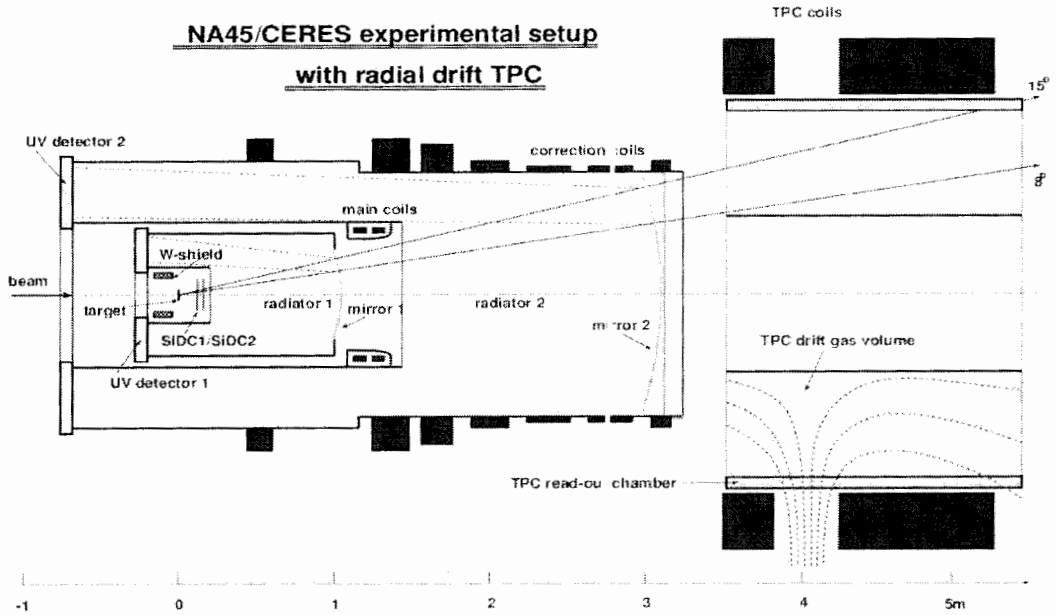


Рис. 1. Спектрометр CERES/NA45.

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

Детекторы RICH имеют акцептанс 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 TPC – это цилиндрическая дрейфовая камера, объем которой 9 м³ заполнен газовой смесью Ne (80%) и CO₂ (20%). Длина TPC 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 TPC состоит из 16 камер вдоль азимутального направления. Вдоль оси пучка (z) TPC разделена на 20 плоскостей, т.е. максимально возможное количество хитов на TPC-треке – 20. Это позволяет точно определить импульс частицы и дополнительно

идентифицировать электроны с помощью величины энергетических потерь dE/dx .

Анализ спектра инвариантных масс π^+p^-

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 создания фона из перемешанных событий;
2. длинные треки с количеством хитов не менее 18 (из 20 возможных), чтобы обеспечить наиболее высокую точность определения величины импульса. Чем длиннее трек, тем точнее определяются его параметры;
3. для отбора наиболее вероятных пионов и протонов использовалась зависимость величины энергетических потерь dE/dx от величины импульса частиц: для предполагаемых пионов величина dE/dx должна быть менее 280 (в единицах ADC), для предполагаемых протонов величина dE/dx должна быть менее 280, если величина импульса более 1 ГэВ/с, в противном случае – ограничение по величине dE/dx не делается;
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 π^+p^- . 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/с²; $\Gamma = 6.2 \pm 0.3$ МэВ/с². Результат хорошо согласуется с данными из “Review of Particle

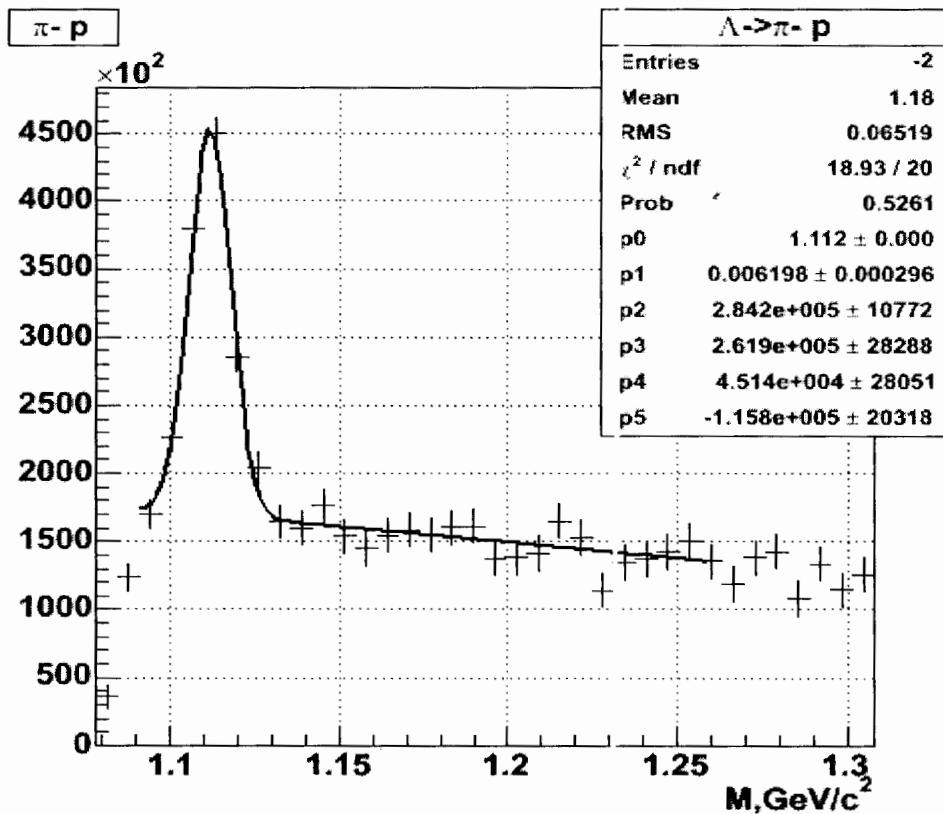


Рис. 2. Спектр инвариантных масс $\pi^- p$.

Physics”: $M = 1115 \pm 0.006$ МэВ/c². Величина χ^2/ndf при аппроксимации результирующего спектра равна 0.95. Величины полученных параметров подтверждают качество данного отбора событий, треков и пар.

Для дальнейшего анализа необходима величина отношения положительных и отрицательных пионов.

2. Определение отношения пионов π^+/π^-

Для определения отношения π^+/π^- в реальных данных эксперимента NA45 использовались частицы с импульсом менее 1 ГэВ/c и величиной энергетических потерь $dE/dx < 280$ (единицы ADC), так как в этой части импульсного спектра лучше работает идентификация частиц. Для отобранных частиц построена зависимость искомого отношения от величины $m_t - m_0$, где m_t - поперечная масса пиона. На рис. 3 показаны полученная на реальных данных зависимость (черные точки), зависимость из эксперимента NA44 (черные звездочки), зависимость из модели UrQMD 1.3, где отобраны только ρ -мезоны (пустые круги), и зависимость из модели UrQMD 1.3, в которой есть примесь

других частиц – K^+ (2.5% от числа π^+), K^- (1.3% от числа π^-) и p (1.7% от числа π^+) (треугольники). Вклады других частиц ничтожно малы: Σ^+ – 0.05%, Ξ^- – 0.01% и т.д.

Отношение π^+/π^- , полученное из модели UrQMD 1,3 для частиц с импульсом менее 1 ГэВ/с, равно 0.952 ± 0.005 для акцептанса спектрометра CERES и 0.950 ± 0.002 для 4π -акцептанса; для частиц с любым импульсом – 0.958 ± 0.003 (акцептансе спектрометра CERES) и 0.956 ± 0.001 (4π -акцептанс). На модели проверено, что частицы с импульсом более 1 ГэВ/с дают вклад только в правую часть спектра, $m_t - m_0 > 0.12$ ГэВ/с².

Отношение π^+/π^- для реальных данных определялось по средней части спектра (в интервале 0.06-0.11). Эта часть спектра хорошо согласуется с NA44, который совпадает с экспериментом NA45 по энергии и близок по акцептансу. Полученное значение равно 0.914 ± 0.015 . На рис.4 показана выполненная коррекция зависимости на примесь других частиц, используя модель UrQMD

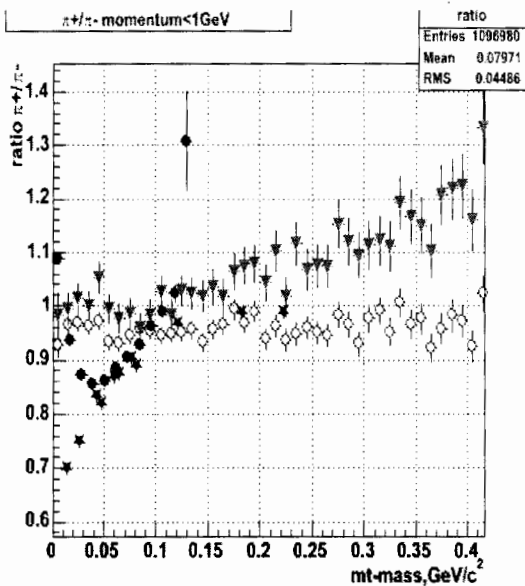


Рис. 3. Зависимости отношения π^+/π^- от величины $m_t - m_0$. Белые круги – только π -мезоны, UrQMD 1.3; треугольники – то же, но с примесью других частиц (K^+ , K^- , p , \bar{p}); черные круги – NA45; черные звезды - NA44.

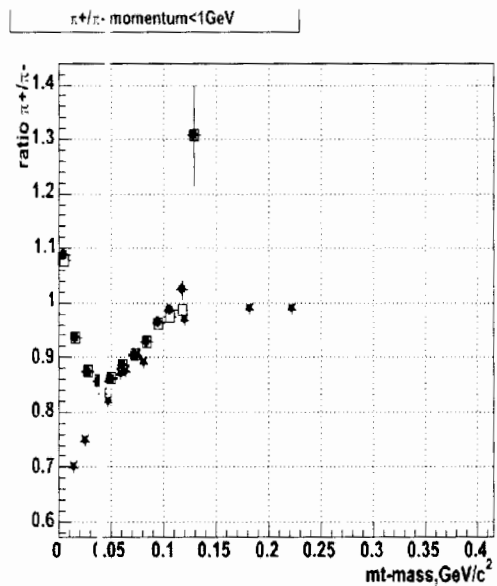


Рис. 4. Зависимости π^+/π^- от $m_t - m_0$ до коррекции (черные круги) и после коррекции (пустые квадраты) на примесь других частиц (K^+ , K^- , p , \bar{p}), используя модель UrQMD 1.3.

1.3. Черные круги соответствуют зависимости до коррекции, пустые квадраты – после коррекции. После данной коррекции величина отношения составила 0.915 ± 0.015 .

Аналогичные распределения из других экспериментов показаны на рис.5. Полученное значение 0.915 ± 0.015 для эксперимента NA45 находится в полном

согласии с данными других экспериментов, если рассматривать зависимость данного отношения от энергии взаимодействия (рис.6).

Ratio π^+/π^-

E866 PRC57 (1998) R446
 WA98 QM2001
 KaoS FLB420 (1998) 20
 NA44 (1996)
 STAR (top 10% central)

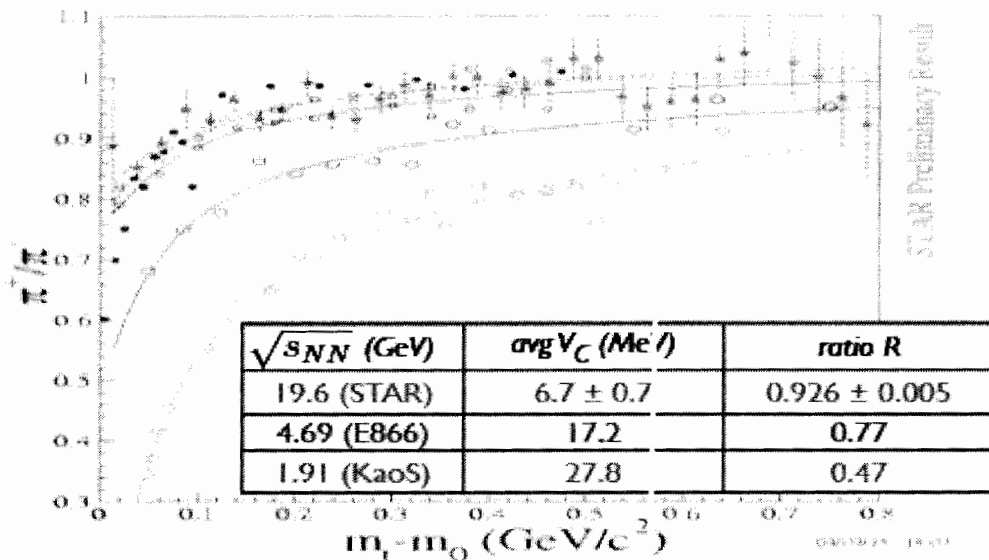


Рис. 5. Отношение π^+/π^- из других экспериментов.

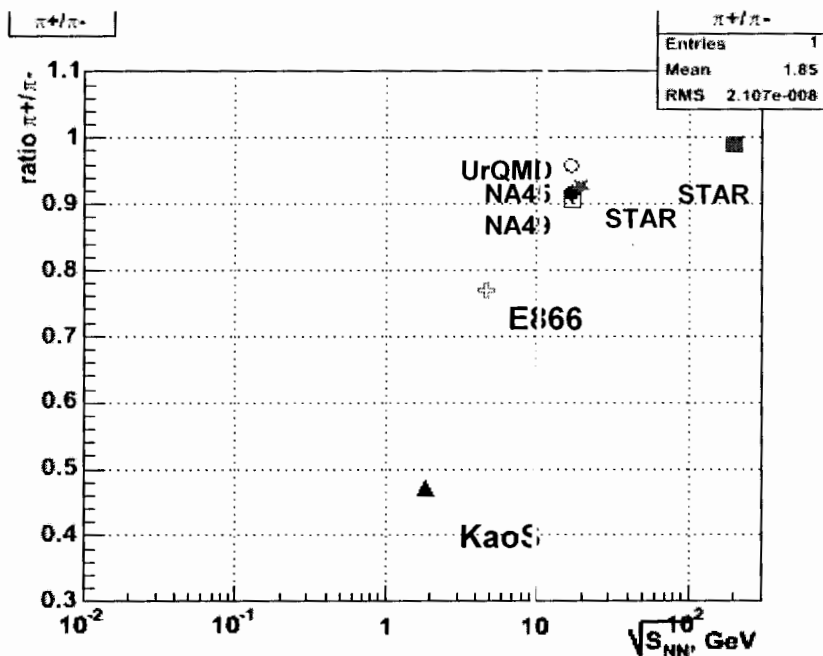


Рис. 6. Зависимость отношения π^+/π^- от энергии взаимодействия. Данные различных экспериментов: STAR – звезда и заполненный квадрат, NA49 – пустой квадрат, модель UrQMD 1.3 – пустой круг, NA45 – черная точка, E866 – пустой крест, KaoS – черный треугольник.

3. Построение спектра эффективных масс π^+p и количественные оценки исследуемого резонанса

Для каждой пары π^+p в событии вычислялась величина инвариантной массы, предполагая каждую отобранную (см. п.1) положительную частицу пионом, а затем - протоном.

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

Неверная идентификация частиц приводит к вкладу значительной части реальных пионов в спектр эффективных масс π^+p в предположении, что эти пионы являются протонами. Следовательно, в спектре эффективных масс π^+p существует отражение интерференции тождественных частиц (в данном случае интерференции $\pi^+\pi^+$). Мы можем наблюдать аналогичный вклад отражения интерференции тождественных частиц ($\pi^-\pi^-$) в спектр эффективных масс отрицательных частиц π^-p . Далее будет показано сравнение этих спектров.

На рисунке 7 мы можем видеть отражение интерференции тождественных

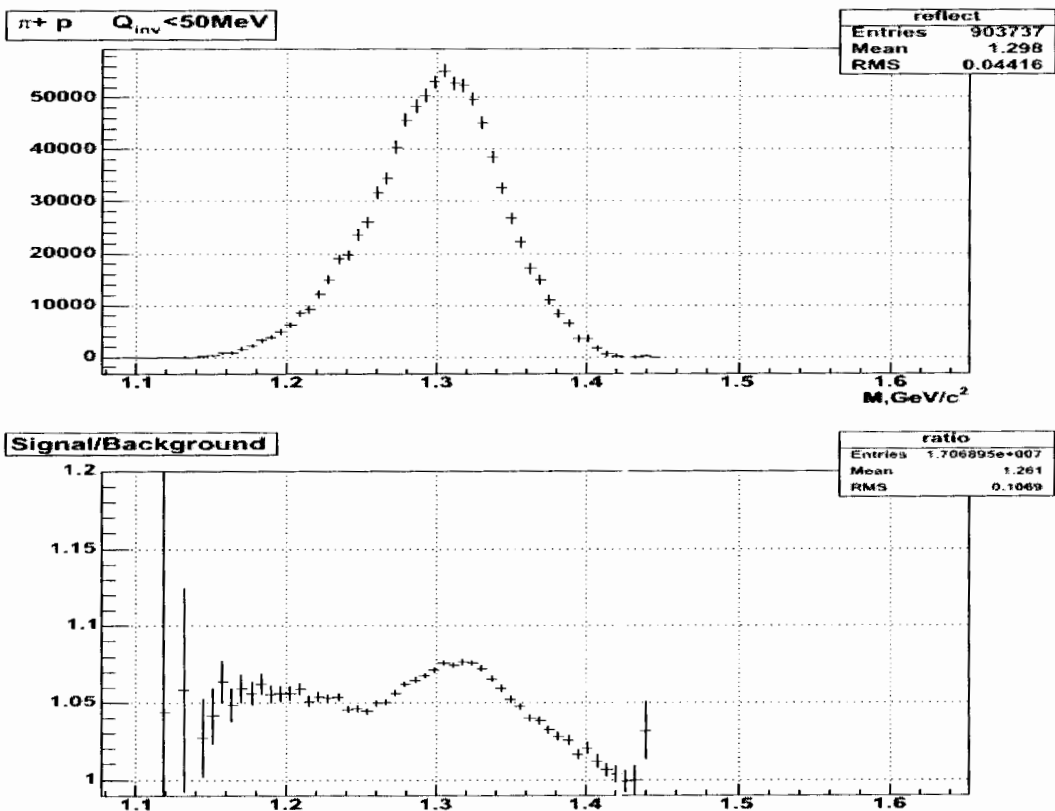


Рис. 7. Отражение интерференции тождественных частиц в спектр эффективных масс π^+p . Статистика - 2.7 миллиона событий.

частиц в спектр эффективных масс π^+p для пар, удовлетворяющих условию $Q_{inv} < 50 \text{ МэВ}$ (предполагая, что две частицы в паре являются пионами), где

величина $Q_{inv} = \sqrt{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 - (E_1 - E_2)^2}$. В условии отбора используется

величина 50 МэВ, т.к. эффект интерференции тождественных частиц (в данном случае пионов) сконцентрирован в этой области.

Область отражения интерференции в спектр эффективных масс 1.14-1.42 ГэВ/c² перекрывается с областью $\Delta^{++}(1232)$ резонанса (1.12-1.36).

Еще один вклад в распределение инвариантных масс π^+p – это отражения различных резонансов из-за неверной идентификации частиц. Из-за этих эффектов выделение Δ^{++} изобары затруднено.

Поэтому в данном анализе были применены следующие процедуры:

- усиление выделения резонанса, используя ограничение на угол эмиссии распадной частицы (п. 3.1);
- подавление отражения интерференции тождественных частиц посредством применения весов при моделировании фона (п. 3.2);
- учет отражения резонансов для выделения $\Delta^{++}(1232)$ резонанса из результирующего спектра π^+p (п. 3.3).

3.1. Усиление выделения резонанса, используя ограничение на угол эмиссии распадной частицы в системе покоя резонанса, соответствующего спин-четности изобары $J^P = 3/2^+$

В данном анализе для усиления выделения исследуемого резонанса использовался тот факт, что спин-четность $\Delta^{++}(1232)$ изобары $J^P = 3/2^+$. Угловое распределение продуктов распада $\Delta^{++}(1232)$ изобары соответствует зависимости $a + b \cdot \cos^2\Theta$, где Θ - угол эмиссии частицы распада в системе покоя резонанса относительно направления полета $\Delta^{++}(1232)$ изобары (рис.8) в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов (нуклон ядра Рв пучка и нуклон ядра Au мишени).

Определение угла Θ , угла между направлением полета $\Delta^{++}(1232)$ изобары 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 Рb пучка, другой нуклон – это нуклон Au мишени;

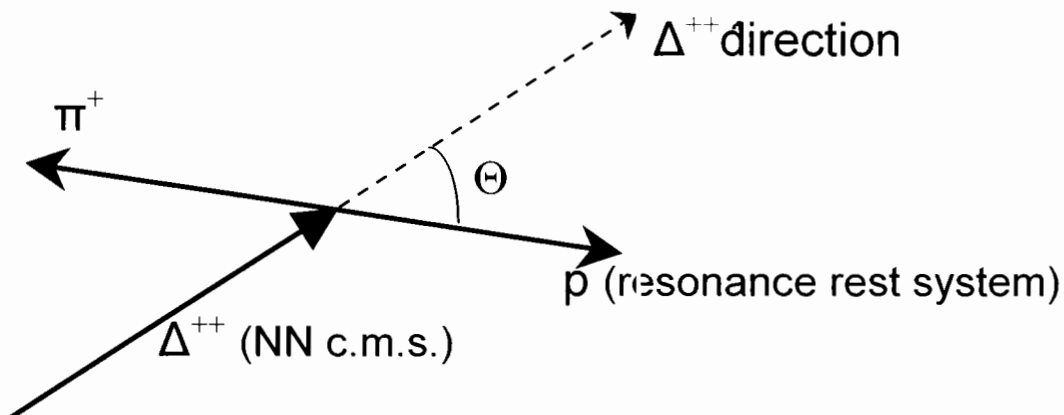


Рис. 8. Угол эмиссии частицы распада в системе покоя резонанса относительно направления полета Δ^{++} изобары.

- в этой системе вычисляется суммарный 4-импульс пиона и протона;
- 4-импульс частицы распада преобразуется из системы покоя нуклон-нуклон в систему покоя резонанса;
- вычисляется угол между суммарным импульсом (направление полета $\Delta^{++}(1232)$ изобары) в системе покоя нуклон-нуклон и импульсом частицы распада в системе покоя резонанса.

Угловое распределение оказалось возрастающей функцией $\cos\Theta$ ($b>0$). Применялось ограничение $|\cos\Theta|>0.8$.

3.2. Подавление отражения интерференции тождественных частиц посредством применения весов при моделировании фона

На рис. 9 приведено распределение величины Q_{inv} для положительных пионов, показано отношение Сигнал/Фон. Сигнал означает совокупность комбинаций пар из реального события, Фон – комбинаций пар из перемешанных событий. Для того чтобы учесть отражение интерференции тождественных частиц в спектр эффективных масс π^+p , при моделировании фона по методу перемешанных событий (mixed events technique) использовались веса. Это означает, что во время моделирования фона для каждой пары π^+p вычислялась величина Q_{inv} , предполагая, что частицы в паре являются π^+ мезонами, и с

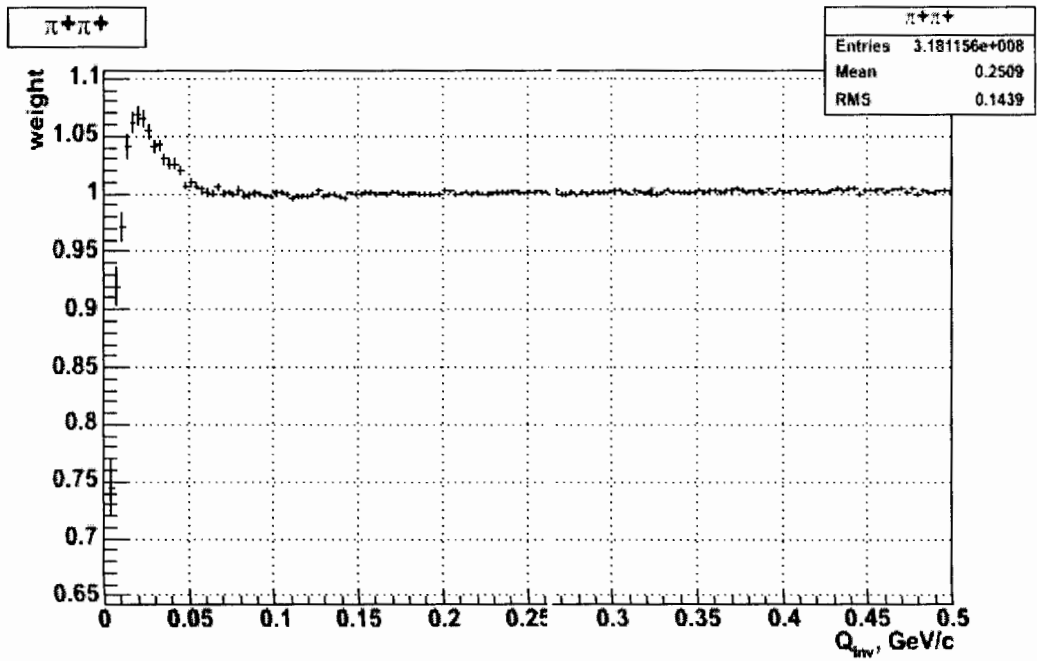


Рис. 9. Величины Q_{inv} для положительных частиц, которые используются для определения весов (вертикальная ось) при моделировании фона.

помощью этой величины определялся вес, который использовался при занесении эффективной массы пары π^+p в гистограмму фоновых комбинаций. Тем самым было смоделировано отражение интерференции тождественных частиц в фоне. На рисунке 10 мы можем видеть распределение инвариантных

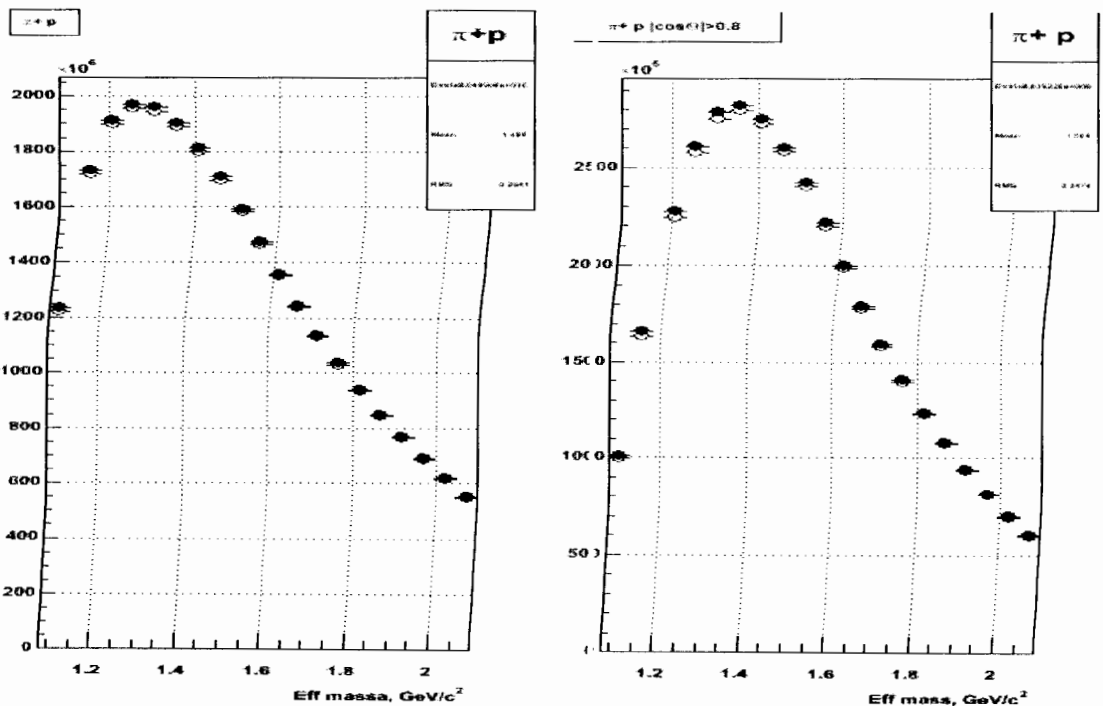


Рис. 10. Темные символы – комбинации пар из реальных событий, светлые символы – фоновые комбинации пар. На правой части рисунка показаны спектры после применения ограничения $|\cos\Theta| > 0.8$.

масс π^+p (темные символы) и фон из перемешанных событий с использованием весов (светлые символы). Видно, что фон из перемешанных событий хорошо описывает распределение инвариантных масс. На рисунке 11 показан спектр

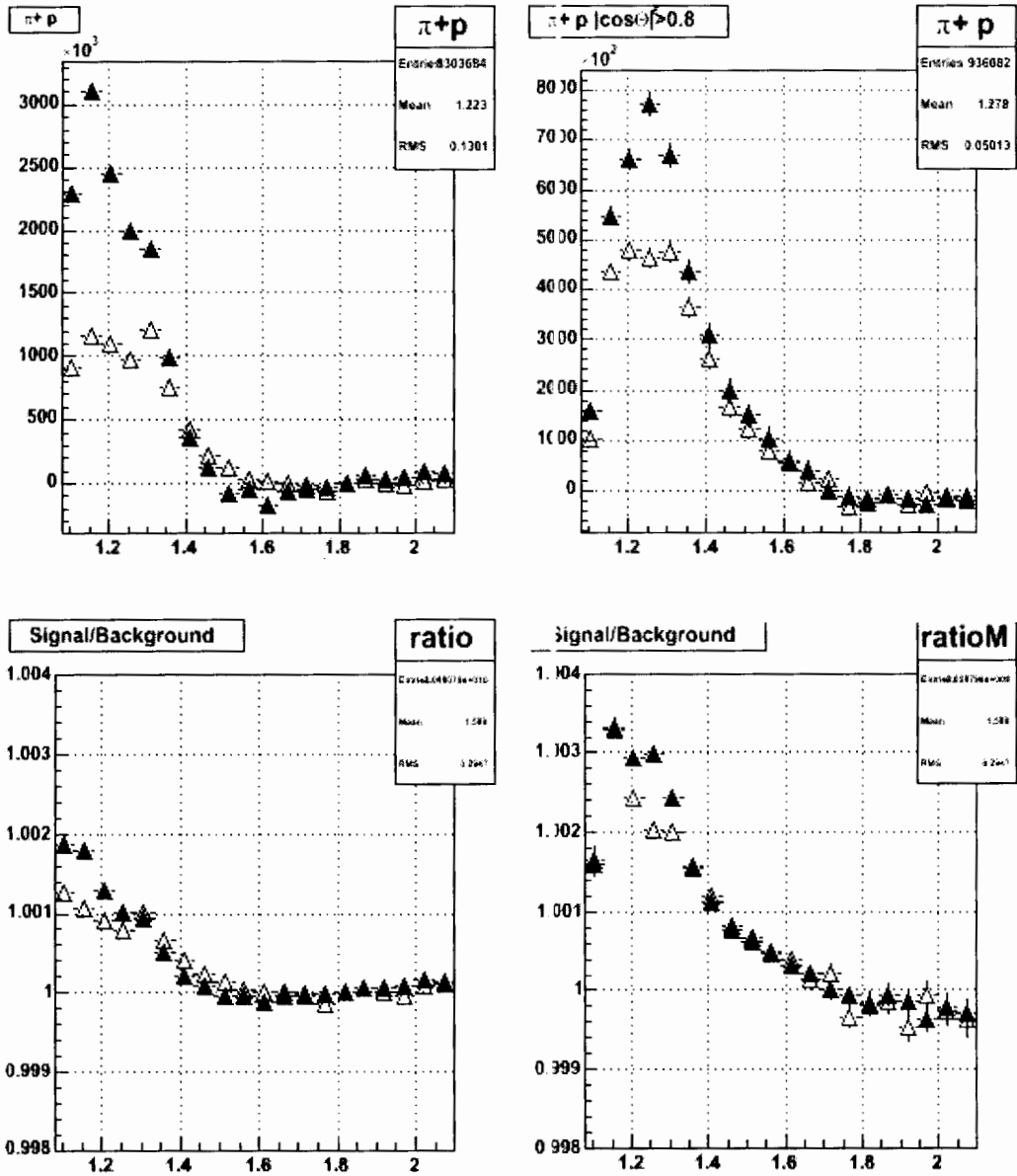


Рис. 11. Спектры эффективных масс π^+p (темные символы) и π^-p (светлые символы) после вычитания нормированного фона. На правой части рисунка показаны спектры после применения ограничения $|\cos\Theta| > 0.8$.

эффективных масс после вычитания нормированного фона. Нормировка фона выполнялась по правой части спектра, $M_{\pi\pi} > 1.7$ ГэВ/c². На правой части рисунка показан спектр эффективных масс после применения ограничения $|\cos\Theta| > 0.8$. Абсолютно аналогичная процедура выполнена для отрицательных частиц (применение величин Q_{inv} для пар $\pi^+\pi^-$ для определения весов при

моделировании фона, вычитание нормированного фона и применение ограничения по $\cos\Theta$). Темные символы соответствуют спектру положительных частиц (предполагая π^+), светлые символы – спектру отрицательных частиц (предполагая π^-). В области Δ^{++} резонанса мы можем видеть четкую разницу в спектрах.

3.3. Учет отражения резонансов для выделения $\Delta^{++}(1232)$ резонанса из результирующего спектра π^+

Из рис. 11 видно, что помимо резонанса $\Delta^{++}(1232)$ в спектре существуют дополнительные эффекты. В полученные спектры могут давать вклады отражения различных двухступенчатых распадов: $K_1(1270)$ (и $K_1(1400)$, K_2^* , $K^*(1410)$, $K^*(1680)$) $\rightarrow K^*(892)\pi$, затем $K^*(892)\rightarrow K\pi$; $K_1(1270)$ (и K_2^* , $K^*(1410)$, $K^*(1680)$) $\rightarrow \rho(770)\pi$, затем $\rho\rightarrow\pi\pi$; $a_1\rightarrow\rho(770)\pi$, затем $\rho\rightarrow\pi\pi$; $a_0\rightarrow\eta\pi$, затем $\eta\rightarrow\pi\pi$.

Отражения резонансов содержатся в распределении инвариантных масс $\pi\pi$ из-за неверной идентификации частиц, когда за протон принимается реальный K-мезон или реальный π -мезон. Вклады от данных отражений резонансов в спектр положительных и отрицательных частиц приблизительно идентичны. Следовательно, мы можем исключить отражения резонансов из распределения инвариантных масс $\pi\pi^+$ путем вычитания спектра отрицательных частиц из спектра положительных частиц. В спектре отрицательных частиц содержится $\bar{\Delta}$, но вклад ее невелик: отношение $\bar{\Delta}/\Delta^{++}$ составляет 0.02 (из модели UrQMD 1.3). При вычитании спектра надо учесть разницу в количестве положительных и отрицательных пионов ($\pi^+/\pi^- \sim 0.915$, см. п.2). Доля каонов достаточно мала, из модели UrQMD 1.3 получены следующие соотношения: $K^+/\pi^+=0.025$, $K^-/\pi^-=0.013$. Доля пионов составляет 85% от всех заряженных частиц, поэтому значимым в данном случае является только соотношение пионов.

На рисунке 12 показан результат вычитания спектров – спектр положительных частиц минус спектр отрицательных частиц, принимая во внимание разницу в количестве положительных и отрицательных пионов. Справа на рисунке – спектр инвариантных масс $\pi^+\pi$ после применения ограничения $|\cos\Theta|>0.8$. На левой части рисунка показано дополнительное распределение (пустые квадраты), оно получено после применения противоположного ограничения

$|\cos\Theta|<0.8$. Ограничение действует не локально, а вдоль всего спектра эффективных масс.

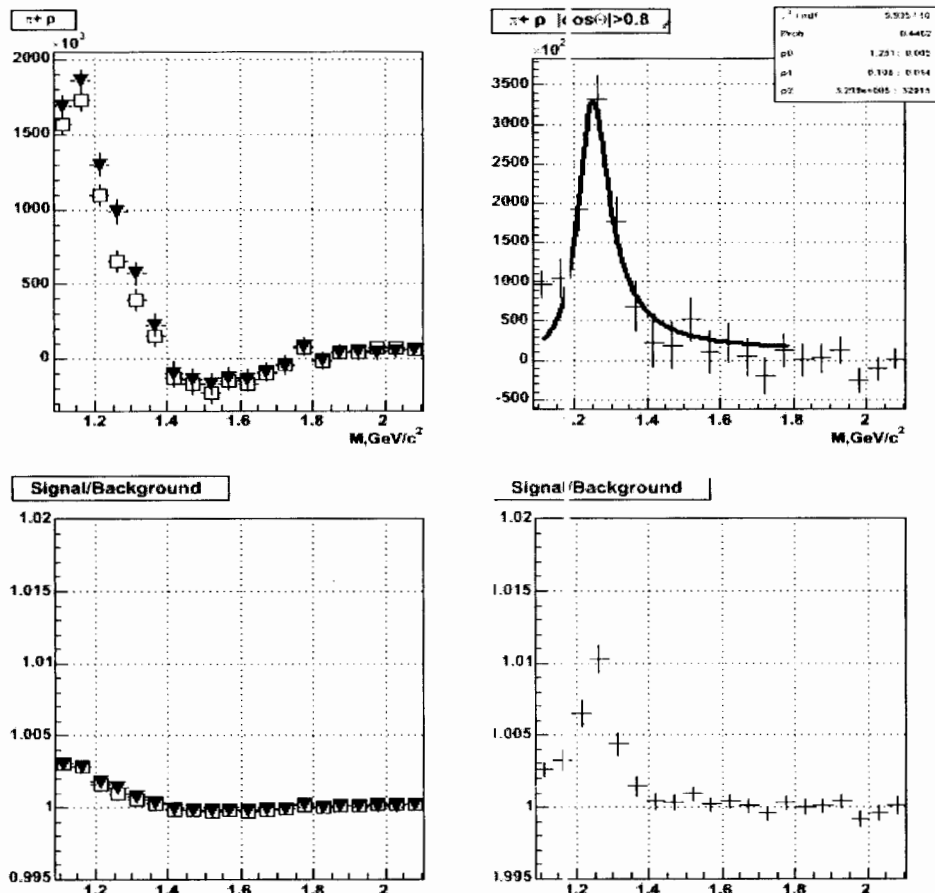


Рис. 12. Результат вычитания спектров: спектр положительных частиц – спектр отрицательных частиц. На правой части рисунка показаны спектры после применения ограничения $|\cos\Theta|>0.8$. Пустые квадраты на левой части рисунка соответствует применению противоположного ограничения $|\cos\Theta|<0.8$.

Результаты определения параметров Δ^{++} изобары, массы и ширины, следующие: $M=1251\pm 26$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=108\pm 29$ МэВ/ c^2 .

Эти величины достаточно близки к данным из “Review of Particle Physics”: $M=1230-1234$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=115-125$ МэВ/ c^2 . Статистическая значимость пика – 6.95 стандартных отклонений.

Учитывая эффективность ТРС (93% для длинных ТРС треков), долю используемых в анализе треков (28.5%), отношение $\bar{\Delta}/\Delta^{++}$ (0.02, из модели UrQMD 1.3) и влияние ограничения $|\cos\Theta|>0.8$ (75%), была получена количественная оценка числа Δ^{++} изобар на реальное событие в акцептансе спектрометра CERES, которая составила величину 1.13 ± 0.16 . Учтены только статистические ошибки. Количество Δ^{++} изобар на одно событие в акцептансе спектрометра CERES, полученное с помощью модели UrQMD 1.3, следующее:

1.00±0.02. Расхождение между реальными и моделированными данными составляют величину, приблизительно равную одной ошибке.

4. Построение спектра m_t-m_0 для пар из области $\Delta^{++}(1232)$ изобары

Аналогичная процедура, как для спектров в эффективных массах (такой же отбор событий, треков, пар; такая же процедура моделирования фона), была выполнена для получения спектра m_t-m_0 для пар из области $\Delta^{++}(1232)$ изобары, где m_t – поперечная масса $\Delta^{++}(1232)$ изобары. На рис. 13 полученный спектр

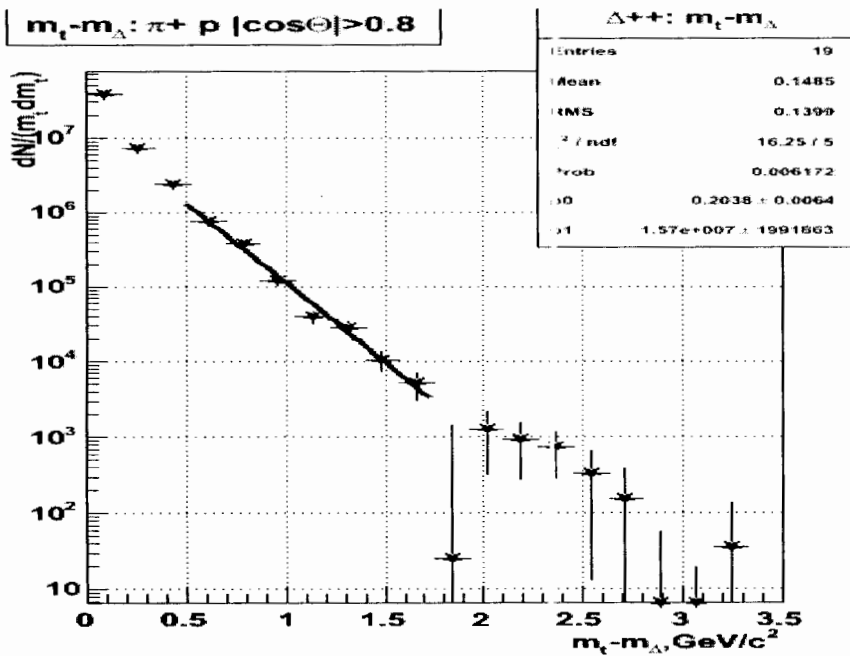


Рис. 13. Спектр m_t-m_0 , построенный для области $\Delta^{++}(1232)$ изобары.

аппроксимирован функцией $A \cdot \exp(-(m_t-m_0)/T)$, где T – инверсный параметр наклона (inverse slope parameter). По вертикальной оси отложена величина $1/(m_t-m_0) \cdot dN/d(m_t-m_0)$. Из результатов моделирования получено, что влияние акцептанса существенно в первых бинах, до 0.07 ГэВ/c².

Аппроксимация была сделана, исключив первые бины (влияние акцептанса) и последние бины (статистически не обеспечены). Результат аппроксимации на рис. 13: $T = 204 \pm 6.4$ МэВ для интервала быстрот $2.0 < u < 2.4$. Полученный результат не противоречит данным других экспериментов.

Заключение

В данной работе проводились исследования по поиску резонанса $\Delta^{++}(1232) \rightarrow \pi^+ p$. Восстановлен спектр эффективных масс $\Delta^{++}(1232) \rightarrow \pi^+ p$. Исследованы возможные отражения в данный спектр посредством моделирования на основе модели UrQMD 1.3.

Определено отношение π^+/π^- для реальных данных. Полученное значение 0.915 ± 0.015 находится в хорошем согласии с данными других экспериментов.

Получена количественная оценка числа Δ^{++} изобар на *реальное* событие в акцептансе спектрометра CERES, которая составила величину 1.13 ± 0.16 . Количество Δ^{++} изобар на одно *моделированное* событие в акцептансе спектрометра CERES (модель UrQMD 1.3) следующее: 1.00 ± 0.02 .

Расхождение между реальными и моделированными данными составляют величину, приблизительно равную одной ошибке. Статистическая значимость пика – 6.95 стандартных отклонений.

Значение массы и ширины $\Delta^{++}(1232)$ изобары, полученные на реальных данных, следующие: $M=1251 \pm 26$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=108 \pm 29$ МэВ/ c^2 . Эти величины достаточно близки к данным из “Review of Particle Physics”: $M=1230-1234$ МэВ/ c^2 ; $\Gamma=115-125$ МэВ/ c^2 . В пределах точности смещение массы и изменение ширины $\Delta^{++}(1232)$ -изобары не наблюдается.

Получена величина инверсного параметра наклона (inverse slope parameter) для $\Delta^{++}(1232)$ -изобары: $T = 204 \pm 6.4$ МэВ.

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/0307023 v2 8.03.2004
4. P. Fachini for STAR Collaboration, Nucl. Phys. A715 (2003) 462c
5. G. Agakichiev et al., (CERES Collaborator), Nucl. Phys. A714 (1999) 23c

Аннотация

Данная работа посвящена поиску резонанса $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$ во взаимодействии ядер Pb+Au при энергии 158 АГэВ. Исследованы возможные отражения в спектр эффективных масс $p\pi^+$ посредством моделирования на основе модели UrQMD (v.1.3). Получены количественные оценки рождения резонанса $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$. Значения массы и ширины $\Delta^{++}(1232)$ изобары, полученные на реальных данных, достаточно близки к табличным. В пределах экспериментальных ошибок смещение массы и изменение ширины $\Delta^{++}(1232)$ изобары не наблюдается. Для выделения резонансного сигнала была применена процедура, основанная на использовании углового распределения продуктов распада резонанса, соответствующего внутренним квантовым числам резонанса (спин-четность $\Delta^{++}(1232)$ изобары $J^P = 3/2^+$).

Annotation

This contribution is dedicated to the search of the resonance $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$ in Pb+Au collisions at 158 AGeV. The possible reflections to the invariant mass spectrum $p\pi^+$ were investigated by model UrQMD (v.1.3). The quantitative estimations of resonance $\Delta^{++}(1232) \rightarrow p\pi^+$ were obtained. The values of the mass and width of the $\Delta^{++}(1232)$ isobar 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 quantum numbers (for $\Delta^{++}(1232)$ isobar $J^P = 3/2^+$).