

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

77/2-81

12/1-81

P2-80-661

Н.С.Амелин

МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ
С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСОВ

1980

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что модель внутриядерных каскадов^{/1/} довольно успешно описывает взаимодействие нуклонов и π -мезонов с атомными ядрами. В этой модели во внутриядерный каскад вовлекаются нуклоны и π -мезоны, рождаемые непосредственно в точке взаимодействия. Есть экспериментальные факты, не учтенные в каскадной модели. Например, π -мезоны могут рождаться посредством образования и распада резонансов в нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействиях. При энергии ниже порога рождения новых частиц π -мезоны, взаимодействуя с нуклонами, могут образовывать барионные резонансы*. Резонансы внутри ядра имеют определенный, зависящий от энергии и ширины резонанса пробег в ядре до распада. Можно предположить, что движущийся резонанс способен провзаимодействовать с внутриядерным нуклоном. Поэтому интересно выяснить, как скажется учет рождения и перераспределения резонансов на каскадных расчетах взаимодействия нуклонов и π -мезонов с ядрами.

При попытке реализации даже такой некантовой трактовки учета резонансов возникают значительные трудности из-за недостаточной экспериментальной информации о рождении резонансов и взаимодействии их с нуклонами. Ранее проводился учет резонансов в каскадных расчетах^{/2-4/}. С целью выяснения влияния резонансов на число внутриядерных столкновений резонансы при весьма упрощающих предположениях учитывались в работе^{/2/}. Более точный учет рождения и перераспределения барионных резонансов с полным моментом $3/2$ и изотопическим спином $3/2$ /так называемых $\Delta /3/2, 3/2/$ -изобар/ внутри ядра был сделан в работе^{/3,4/}.

В данной работе предлагается аналогичный моделям^{/3,4/} вариант модели внутриядерных каскадов с учетом образования и перераспределения $\Delta /3/2, 3/2/$ -изобар, рожденных как в упругих пион-нуклонных взаимодействиях, так и неупругих пион-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Следуя работе^{/4/}, бу-

* Заметим, что резкое резонансное возрастание полного сечения взаимодействия π -мезона с нуклоном при кинетической энергии π -мезона порядка 200 МэВ приводит к нарушению условий применимости каскадной модели^{/1/}.

дем называть предложенную модель изобарной. В основу изобарной модели положена "безонная версия" модели внутриядерных каскадов /5/.

В следующем разделе конкретизируем процесс рождения Δ /3/2, 3/2/-изобар, движения их внутри ядра, взаимодействия с внутриядерными нуклонами, и распада.

Последний раздел посвящен сравнению расчетов по изобарной модели с экспериментальными данными и расчетами по модели /5/.

ИЗОБАРНАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривая взаимодействие π -мезонов и нуклонов при возрастающей энергии налетающей частицы, можно видеть, что рождаются различные типы барионных и мезонных резонансов. Однако полные сечения рождения отдельных резонансов нередко трудно выделить. Еще меньше информации о дифференциальных сечениях. Мало или почти ничего не известно о сечениях взаимодействия резонансов с нуклонами. Все же, если ограничить энергию налетающей частицы до порога рождения двух π -мезонов в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействиях, можно добиться определенного прогресса. В этой энергетической области рождение π -мезонов осуществляется в основном через Δ /3/2, 3/2/-изобары /8/. Известно, что образование Δ /3/2, 3/2/-изобар в пион-нуклонных столкновениях при кинетической энергии налетающего π -мезона порядка 200 МэВ четко отделено от образования других барионных резонансов и намного превосходит их по величине сечения. Поэтому предполагается, что каждое неупругое /с рождением одного π -мезона/ пион-нуклонное или нуклон-нуклонное взаимодействие идет через образование Δ /3/2, 3/2/-изобары, каждое упругое /без рождения π -мезонов/ пион-нуклонное взаимодействие с вероятностью, пропорциональной резонансному сечению σ_R , также происходит через образование Δ /3/2, 3/2/-изобары. Если считать, что образование изобар происходит только через состояние с изотопическим спином 3/2 и предполагать некогерентность вкладов парциальных каналов, можно получить парциальные сечения рождения изобар:

$$\sigma(\pi_1 N \rightarrow \Delta \pi_2) = K_\pi \sigma_{1\pi}^{\pi N};$$

$$\sigma(N_1 N_2 \rightarrow \Delta N_3) = K_N \sigma_{1\pi}^{NN}.$$

Здесь N означает нуклон, $\sigma_{1\pi}^{NN}$, $\sigma_{1\pi}^{\pi N}$ - сечения рождения одного π -мезона в соответственно нуклон-нуклонных и пион-нуклонных столкновениях, K_π , K_N - коэффициенты, определяемые с помощью коэффициентов Клебша-Гордона. В случае пион-нуклонных взаимо-

действий для определения K_{π} необходимо знать отношение между модулями матричных элементов рождения π -мезона через состояния с изотопическим спином $3/2$ и $1/2$, а также фазовый сдвиг между данными матричными элементами. Эти величины считались не зависящими от кинетической энергии налетающей частицы и брались такими же, как и в работе ^{/3/}.

Масса, образуемая в неупругом столкновении изобары m_{Δ} , согласно работе ^{/6/}, разыгрывалась по распределению:

$$\frac{dW(m_{\Delta}, V)}{dm_{\Delta}} \sim \sigma_{\pi^+p}^t(m_{\Delta}) \cdot F(m_{\Delta}, V).$$

Здесь V - полная энергия сталкивающихся частиц, $\sigma_{\pi^+p}^t$ - полное сечение взаимодействия π^+ мезонов с протонами, $F(m_{\Delta}, V)$ - двухчастичный фазовый объем изобары и нуклона или изобары и π -мезона.

Угловое распределение рожденных изобар бралось изотропным в системе центра масс, из-за недостаточной экспериментальной информации.

Резонансное сечение σ_R для упругого пион-нуклонного взаимодействия выбрано в релятивистской форме Брейта-Вигнера с параметрами, определенными из данных по пион-нуклонному рассеянию ^{/7/}:

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{p^2} \frac{m_0^2 \Gamma^2(p)}{(m_{\Delta}^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(p)}.$$

Масса $\Delta/3/2, 3/2$ -изобары m_{Δ} равна:

$$m_{\Delta} = \sqrt{m^2 + p^2} + \sqrt{\mu^2 + p^2},$$

где m, μ, p - соответственно масса нуклона, масса π -мезона и трехимпульс π -мезона в системе центра масс π -мезона и нуклона. Масса m_0 равна 1231 МэВ. Ширина изобары $\Gamma(p)$ бралась, согласно работе ^{/7/}, в виде:

$$\Gamma(p) = \Gamma_0 \frac{p^3 [1 + (R_1 p_0)^2 + (R_2 p_0)^4]}{p_0^3 [1 + (R_1 p)^2 + (R_2 p)^4]}.$$

Здесь $\Gamma_0 = 112$ МэВ, $R_1 = 4, 206$ ГэВ⁻¹, $R_2 = 3, 142$ ГэВ⁻¹. Средний свободный пробег $\Delta/3/2, 3/2$ -изобары в ядре до распада $\lambda(p)$ определялся через ширину изобары:

$$\lambda(p) = \beta \cdot \hbar c \left[\Gamma(p) (1 - \beta^2) \right]^{-1/2},$$

где β - скорость изобары в единицах скорости света, $\hbar c = 0, 19733$ ГэВ·Ферми.

Принцип Паули запрещает изобаре распадаться в состояния, в которых кинетическая энергия нуклона, образованного от распада изобары, ниже максимальной фермиевской энергии нуклонов

ядра. Считается, что все уровни, вплоть до уровня с максимальной фермиевской энергией, заняты¹. Влияние принципа Паули эффективно приводит к увеличению $\lambda(p)$.

Вероятность каналов распада $\Lambda/3/2, 3/2/$ изобары определялась из разложения волновой функции состояния с изотопическим спином $3/2$ и соответствующей его проекцией на состояния с изотопическими спинами $1/2$ и 1 с соответствующими проекциями изотопических спинов.

Угловое распределение продуктов распада $\Lambda/3/2, 3/2/$ -изобары в системе, где она покоится, определялось с помощью экспериментального углового распределения продуктов упругого пион-нуклонного столкновения.

Считалось, что движущаяся в ядре изобара находится под действием реального ядерного потенциала. Использовался тот же самый потенциал, что и для каскадных нуклонов в работе⁵.

В работе⁸ было предложено два механизма взаимодействия $\Lambda/3/2, 3/2/$ -изобары с нуклоном ядра:

1. Захват $\Lambda/3/2, 3/2/$ -изобары. Схематически эта реакция вида $\Lambda N_1 \rightarrow N_2 N_3$. Характеристики процесса захвата могут быть вычислены при знании экспериментальных характеристик обратного процесса $N_2 N_3 \rightarrow \Lambda N_1$ и использовании принципа детального баланса⁸. В данной работе для определения дифференциального и полного сечения реакции захвата изобары использовалась модель однопионного обмена с феноменологическим фактором, описывающим сход π -мезона с массовой поверхностью⁴.

Образование $\Lambda/3/2, 3/2/$ -изобары и ее захват нуклоном ядра приводят к механизму поглощения π -мезона. В работах^{1,5} поглощение π -мезона в ядре происходит на паре нуклонов. Сечение поглощения π -мезона парой определяется из экспериментального сечения поглощения π -мезона дейтронами с поправкой, привлекающей дополнительные теоретические соображения об образовании в ядре движущихся ассоциаций. Определение различий между двумя механизмами поглощения π -мезона - тема отдельных теоретических исследований. Однако можно сказать, что поглощение π -мезона парой нуклонов является феноменологией по отношению к более детализированному механизму поглощения π -мезона через изобару.

2. Обменное рассеяние $\Lambda/3/2, 3/2/$ -изобары. Схематически его можно записать как $\Lambda_1 N_1 \rightarrow \Lambda_2 N_2$. Процесс можно представить так: сначала происходит распад начальной изобары, затем π -мезон, полученный вследствие распада, взаимодействуя с нуклоном, образует конечную изобару. Масса и заряд $\Lambda/3/2, 3/2/$ -изобары могут изменяться в процессе такого взаимодействия. Для простоты считалось, что изменяется только заряд изобары. Полные, парциальные и дифференциальные сечения обменного рассеяния изобары аналогичны работе³.

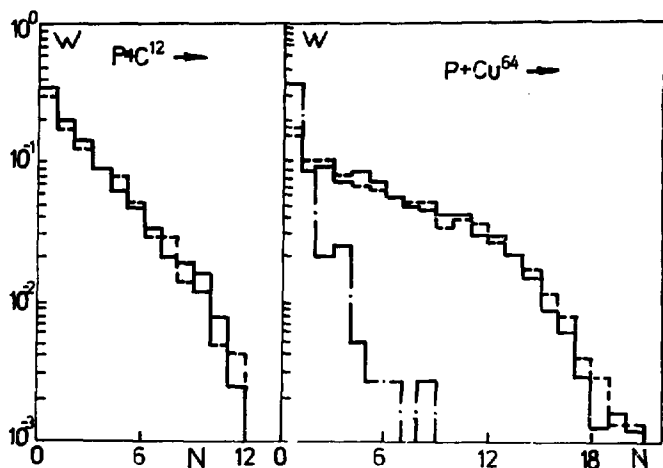


Рис.1. Распределение по числу внутриядерных столкновений в протон-ядерных взаимодействиях при 640 МэВ. Сплошная линия - расчет по изобарной модели, штриховая - расчет по модели ^{5/}, штрих-пунктирная линия - распределение по числу рожденных изобар.

Продолжение подробного описания модели внутриядерных каскадов с учетом $\Delta/3/2, 3/2/$ -изобар можно найти в работе ^{9/}.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ИЗОБАРНОЙ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И РАСЧЕТАМИ ПО МОДЕЛИ ^{5/}

Из сравнения результатов расчета по изобарной модели с экспериментальными данными и результатами расчета по модели, не учитывающей рождение изобар, хотелось бы получить ответы на следующие вопросы: во-первых, есть ли существенное отличие от расчетов по обычной каскадной модели; во-вторых, правильно ли изобарная модель описывает экспериментальные данные.

В настоящей работе рассматривались реакции, где налетающий протон с энергией 640 МэВ взаимодействует с ядрами углерода и меди.

Расчет взаимодействия π -мезонов с ядрами будет рассмотрен в следующей работе.

Прежде всего, сравнивались распределения по числу внутриядерных столкновений, рассчитанные по изобарной модели и модели ^{5/}. Они приведены на рис.1. Видно, что распределения не различаются.

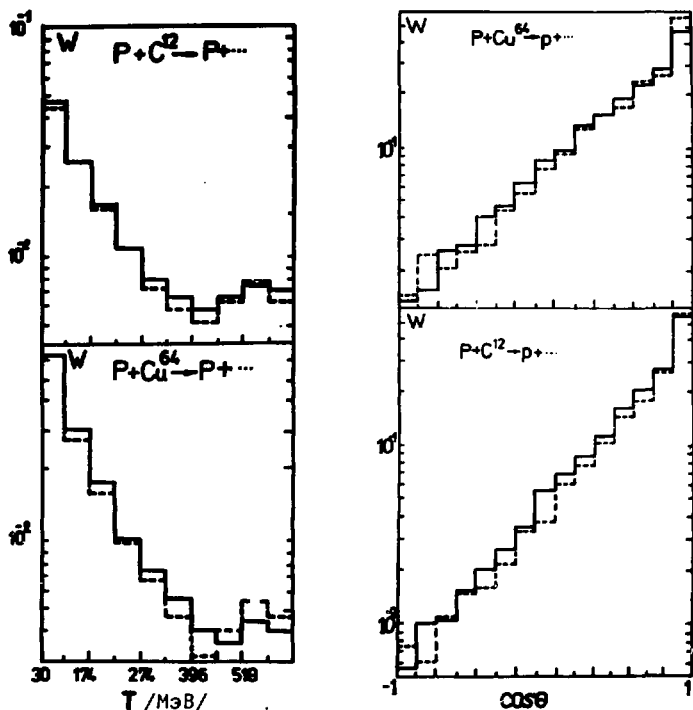


Рис.2. Энергетические и угловые распределения вылетевших протонов в протон-ядерных взаимодействиях при 640 МэВ /л.с./. Обозначения аналогичны указанным на рис.1.

Очевидно, совпадение распределений является следствием того, что число рожденных резонансов еще мало. Как показывает расчет, около 30% рожденных резонансов распадаются, даже не провзаимодействовав.

Условия применимости изобарной модели ограничивают энергию налетающей частицы до 1 ГэВ, когда количество упругих взаимодействий в ядре значительно превосходит количество неупругих взаимодействий, которые и определяют в основном число рожденных резонансов.

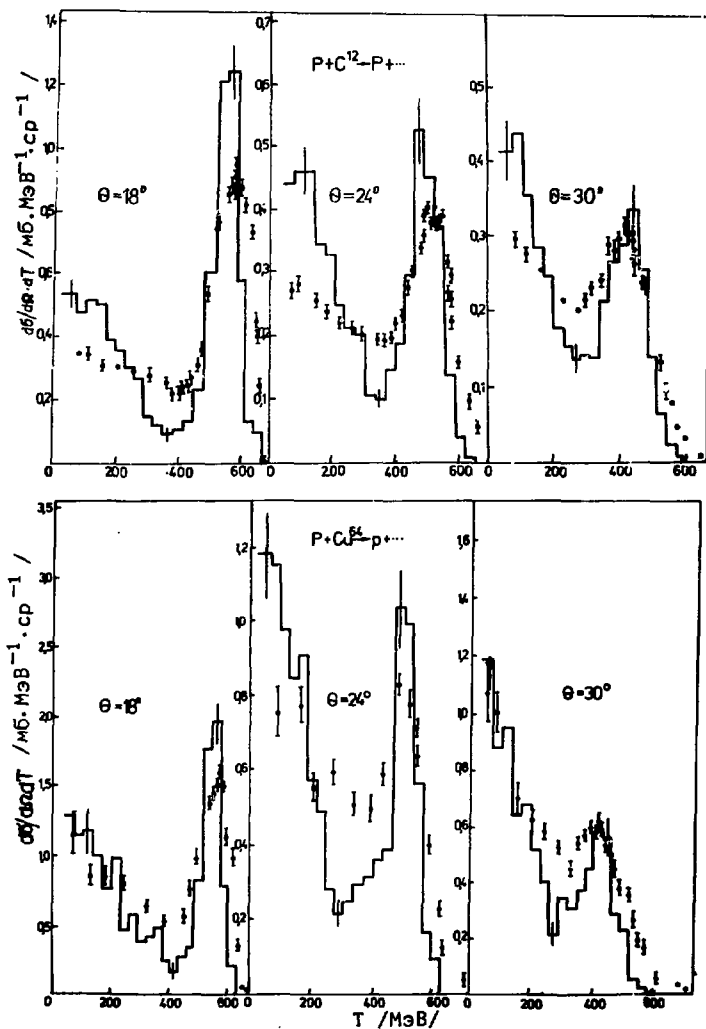


Рис. 3. Двойные дифференциальные сечения образования протонов в протон-ядерных взаимодействиях при 640 МэВ /л.с./. Гистограммы - расчет по изобарной модели.
 ● - экспериментальные данные /10/.

Таблица

Среднее число внутриядерных столкновений, полное сечение неупругого взаимодействия, средние характеристики рожденных нуклонов, π -мезонов и ядра-остатка в протон-ядерных взаимодействиях при 640 МэВ. Расчет производился по изобарной модели (INCCD) и модели ^{15/} (INCC-78).

Тип кода	Ядро	E_{in}^* / МэВ	E^* / МэВ	\bar{N}	\bar{A}	\bar{Z}	\bar{N}_p	\bar{N}_n	\bar{N}_{π^-}	\bar{N}_{π^0}	\bar{N}_{π^+}
INCC-78	C ¹²	243,70	52,39	346	10,62	5,10	1,530	1,143	0,0410	0,1161	0,1674
	C ⁵⁴	796,85	98,72	641	61,64	27,91	1,779	1,892	0,0458	0,1101	0,1333
INCCD	C ¹²	249,19	50,48	355	10,54	5,05	1,617	1,159	0,0389	0,1003	0,1292
	C ⁵⁴	789,49	95,42	656	61,66	27,84	1,785	1,901	0,0512	0,0847	0,0981

σ_{in} - полное сечение неупругого взаимодействия, E^* - средняя энергия возбуждения ядра-остатка, \bar{N} - среднее число внутриядерных столкновений, \bar{A} , \bar{Z} - атомный номер и заряд ядра-остатка соответственно, \bar{N}_p , \bar{N}_n - соответственно среднее число рожденных протонов и нейтронов, \bar{N}_{π^-} , \bar{N}_{π^0} , \bar{N}_{π^+} - соответственно среднее число рожденных π^- , π^0 и π^+ -мезонов. Статистическая ошибка менее 1%.

Энергетические и угловые распределения вылетевших протонов, как видно из рис.2, фактически не различаются.

На рис.3 представлены рассчитанные по изобарной модели энергетические спектры протонов, вылетающие под углами 18°, 24° и 30°, которые сравниваются с экспериментальными данными работы ^{10/}. Выбор углов определяется тем, что для углов, меньших 18°, становится существенным дифракционное рассеяние, не учитываемое в каскадных расчетах, для углов, больших 30°, существенны предравновесные и равновесные процессы в ядре-остатке ^{11/}, которые не учитывались в расчете. Из рис.3 видно, что имеется вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, правильно передается изменение спектров с изменением угла регистрации и с изменением атомного номера ядра-мишени.

Совпадение распределений по числу внутриядерных столкновений, а также энергетических и угловых распределений прото-

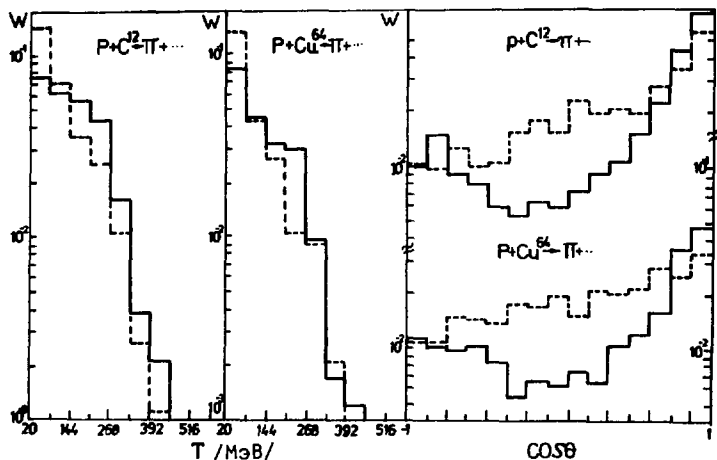


Рис. 4. Энергетические и угловые распределения вылетевших π -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях при 640 МэВ /л.с./. Обозначения аналогичны показанным на рис. 1.

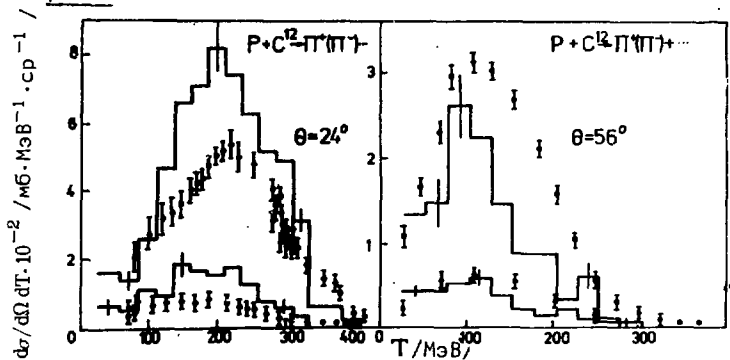


Рис. 5. Двойные дифференциальные сечения образования π^+ /верхняя гистограмма/ и π^- -мезонов /нижняя гистограмма/ при взаимодействии протонов 640 МэВ с ядрами ^{12}C . Гистограммы - расчет по изобарной модели. \bullet - экспериментальные данные^{/11'/}.

нов приводит к тому, что рассчитанные по изобарной модели и модели^{/5/} средние характеристики ядра-остатка и вылетевших протонов, представленные в таблице, одинаковы.

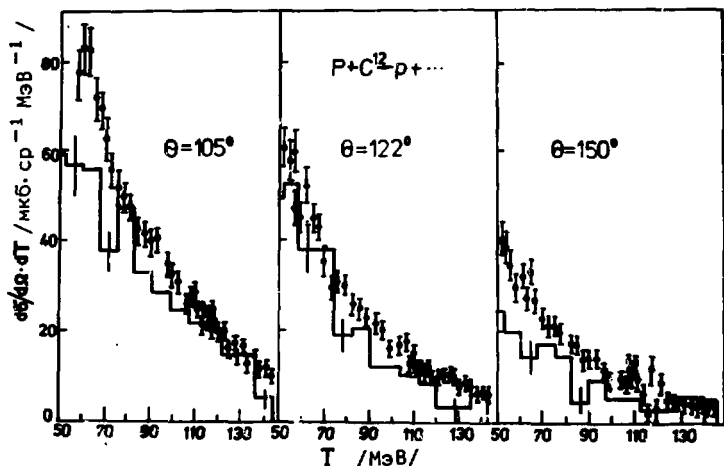


Рис.6. Двойные дифференциальные сечения образования протонов при взаимодействии протонов 640 МэВ с ядрами ^{12}C . Гистограммы - расчет по изобарной модели. \circ - экспериментальные данные работы ¹².

Иное дело, когда рассматривается выход π -мезонов, рождение и поглощение которых целиком связано с образованием $\Delta(3/2, 3/2^-)$ -изобар. Из таблицы видно, что средняя множественность вылетевших π -мезонов, рассчитанных по изобарной модели, заметно ниже, чем средняя множественность вылетевших π -мезонов, рассчитанных по модели без учета изобар ⁵. Энергетические распределения, представленные на рис.4, являются более жесткими, угловые - более асимметричными, чем распределения, рассчитанные по обычной каскадной модели.

Жесткость энергетических спектров и резкая вытянутость вперед угловых распределений вызваны конечным временем жизни $\Delta(3/2, 3/2^-)$ -изобар и их способностью выживать в реакции $\Delta_1 N_1 \rightarrow \Delta_2 N_2$. На рис.5 приведены рассчитанные по изобарной модели энергетические спектры π^+ и π^- -мезонов, вылетающих под углами 24° и 56° при взаимодействии протонов с энергией 640 МэВ с ядрами углерода. Рассчитанные спектры сравниваются с экспериментальными данными ¹¹. Несмотря на удовлетворительное описание положения максимумов и отношения выходов π^+ и π^- -мезонов, из рис.5 видно, что асимметрия в угловом распределении вылетающих π -мезонов /см. рис.4/ является чрезмерной. Если правильно учесть экспериментальную угловую зависимость рожден-

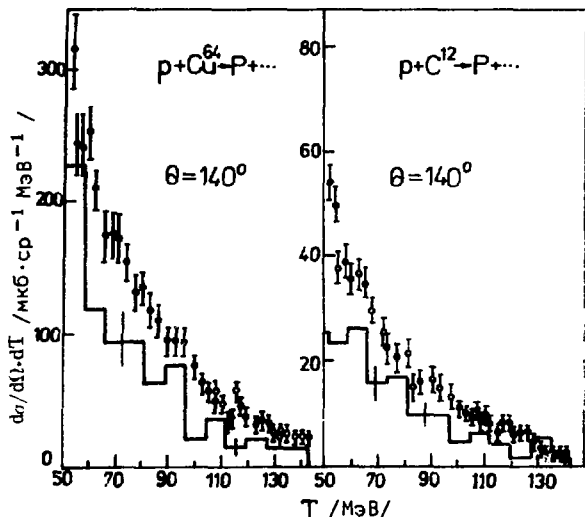


Рис.7. Двойные дифференциальные сечения образования протонов при взаимодействии протонов 640 МэВ с ядрами ^{12}C и ^{64}Cu . Гистограммы - расчет по изобарной модели. \circ - экспериментальные данные работы 12 .

ных $\Delta/3/2, 3/2$ -изобар в нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействиях, возможно, удастся улучшить согласие с экспериментом.

В настоящей работе предпринята попытка описать с помощью изобарной модели инклюзивные двойные дифференциальные сечения образования протонов, испускаемых назад, в протон-ядерных взаимодействиях при 640 МэВ 12 .

С помощью модели 13 учитывались предравновесные и равновесные процессы в ядре-остатке после прохождения каскадной стадии.

Экспериментально измеренные и рассчитанные по изобарной модели сечения приведены на рис.6 и 7. Сравнение показывает, что правильно передаются как угловая зависимость сечений для ядра углерода /рис.6/, так и зависимость от атомного номера ядра-мишени для угла регистрации протонов 140° /рис.7/. Заметное расхождение с экспериментом, наблюдаемое для низкоэнергетических протонов, отчасти связано с несовершенным учетом автором данной работы предравновесной стадии распада ядра-остатка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что предложенная изобарная модель в общем удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Она может с успехом применяться для расчета неупругих взаимодействий нуклонов с атомными ядрами. Учет $\Delta/3/2,3/2$ -изобар в модели внутриядерных каскадов заметно сказывается на выходе π -мезонов. Имеет смысл провести дополнительный анализ и более тщательное сравнение выхода π -мезонов с экспериментальными данными.

Необходимо отметить, что включение $\Delta/3/2,3/2$ -изобар в каскадную лавину позволяет естественным образом описать данные по выходу энергичных протонов назад.

Автор считает приятным долгом поблагодарить В.С.Барашенкова, Г.И.Лыкасова и В.И.Комарова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ОИЯИ, Р2-5546, Дубна, 1970.
3. Harp G.D. et al. Phys.Rev., 1973, C8, p.581; Phys.Rev., 1974, C10, p.2387.
4. Cinocchio S.N. Phys.Rev., 1978, C17, p.195.
5. Амелин Н.С., Барашенков В.С. ОИЯИ, Р2-12616, Дубна, 1979; ОИЯИ, Б1-2-12985, Дубна, 1979.
6. Sternheimer R.M., Lindenbaum S.I. Phys.Rev., 1961, 123, p.333; Phys.Rev., 1958, 109, p.1723; Phys.Rev., 1957, 105, p.1874.
7. Rittenberg A. et al. Rev.Mod.Phys., 1971, 43, p.5114.
8. Frankel Z. Phys.Rev., 1963, 130, p.2407.
9. Амелин Н.С. ОИЯИ, Б1-2-80-667, Дубна, 1980.
10. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1959, т.36, вып.6, с.1029.
11. Мещеряков М.Г. и др. ЖЭТФ, 1956, т.31, вып.1, с.53; Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1958, т.34, вып.5, с.1357.
12. Комаров В.И. et al. JINR, E1-11513, Дубна, 1978.
13. Гудима К.К. и др. ОИЯИ, Р4-7821, Дубна, 1974.