

C-482

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



659/2-76

23/11-76
P1 - 9350

Б.Словинский, Б.Среднява, З.Стругальский

ЭМИССИЯ ПРОТОНОВ

В РЕАКЦИЯХ $P^+ + He \rightarrow p + P^0 + A'$

И $P^+ + He \rightarrow p + (\eta^0 \rightarrow 2\gamma) + A'$ ПРИ 2,34 ГЭВ/С

И ВОПРОС О ФЕРМИЕВСКОМ ДВИЖЕНИИ

НЕЙТРОНОВ ВНУТРИ ЯДРА

1975

P1 - 9350

Б.Словинский, Б.Среднява, З.Стругальский

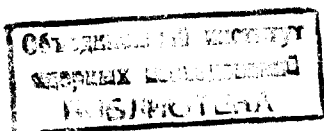
ЭМИССИЯ ПРОТОНОВ

В РЕАКЦИЯХ $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$

И $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + (\eta^0 \rightarrow 2\gamma) + A'$ ПРИ 2,34 ГЭВ/С

И ВОПРОС О ФЕРМИЕВСКОМ ДВИЖЕНИИ
НЕЙТРОНОВ ВНУТРИ ЯДРА

Направлено в ЯФ



Взаимодействия частиц высоких энергий с атомными ядрами широко используются для исследования ядерных структур. Особый интерес представляют в этом отношении столкновения, в которых падающая частица взаимодействует с одним из нуклонов ядра мишени, выбивая его из ядра, без существенного влияния остальных внутриядерных нуклонов /1/.

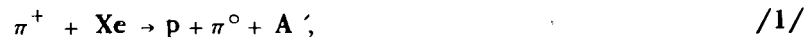
Предметом настоящей работы является исследование энергетических и угловых распределений протонов из реакций $\pi^+ + \text{Xe}: \pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ и $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \eta^0 + A'$ при 2,34 ГэВ/с с целью изучения механизма их эмиссии. Проведена также оценка дисперсии распределения по импульсам внутриядерных нейтронов в предположении, что источником испускаемых протонов являются каналы реакции



Работа выполнена на снимках с 26-литровой ксеноновой пузырьковой камеры ОИЯИ /далее в тексте - КПК/.

Описание эксперимента

В данной работе использован экспериментальный материал, накопленный нами в более ранних исследованиях /2,3/. Было отобрано 357 событий, в которых наблюдался один след вторичной заряженной частицы, останавливающейся в камере, и π^0 -мезон. Эти события обозначены в дальнейшем как



где A' - остаточное ядро. Дополнительно отобрано 84 события, сопровождавшихся эмиссией одной останавливающейся в камере вторичной частицы и η^0 -мезона, распадающегося на два гамма-кванта. Они обозначены как



Среди следов вторичных заряженных частиц, зарегистрированных в событиях типа /1/ и /2/ и идентифицированных нами как следы протонов, имеется небольшая, не превышающая 2-3%, примесь π^- -мезонов и более тяжелых, чем протон, частиц.

В каждом событии была определена энергия и угол эмиссии наблюдаемых вторичных протонов. Их энергия заключалась в интервале доступных для регистрации в 26-литровой КПК значений, т.е. $E_{\text{kin},p} = 15-260 \text{ МэВ}$. Верхнее значение кинетической энергии протонов, для которых камера является детектором 4π , равно примерно 170 МэВ . Относительная ошибка энергии протонов не превышает 2%. Ошибка в измерении углов эмиссии протонов равняется примерно 5° .

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлено двухмерное распределение событий типа /1/ по углу эмиссии протонов в лабораторной системе отсчета /далее в тексте - лаб./, θ_p , и кинетической энергии протонов в лаб. $E_{\text{kin},p}$. Там же нанесена кинематическая кривая, соответствующая реакции



при $2,34 \text{ ГэВ/с}$. Видно, что экспериментальные точки в заметной степени ложатся вблизи кинематической кривой, хотя углы эмиссии наблюдаемых протонов распределены по всему диапазону возможных значений θ_p . Анало-

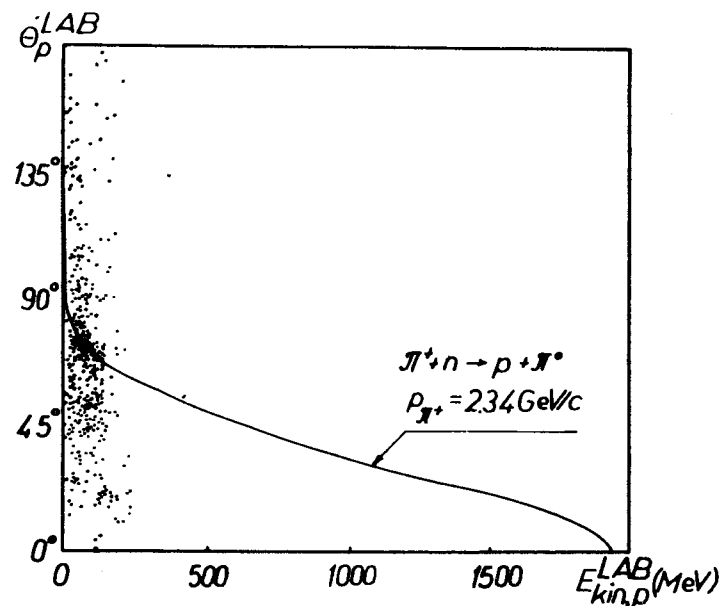


Рис. 1. Распределение протонов из реакции $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ при $2,34 \text{ ГэВ/с}$ по углу эмиссии θ_p и кинетической энергии $E_{\text{kin},p}$ в лаб. Сплошной линией изображена кинематическая кривая, относящаяся к протонам из реакции $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^0$ при $2,34 \text{ ГэВ/с}$.

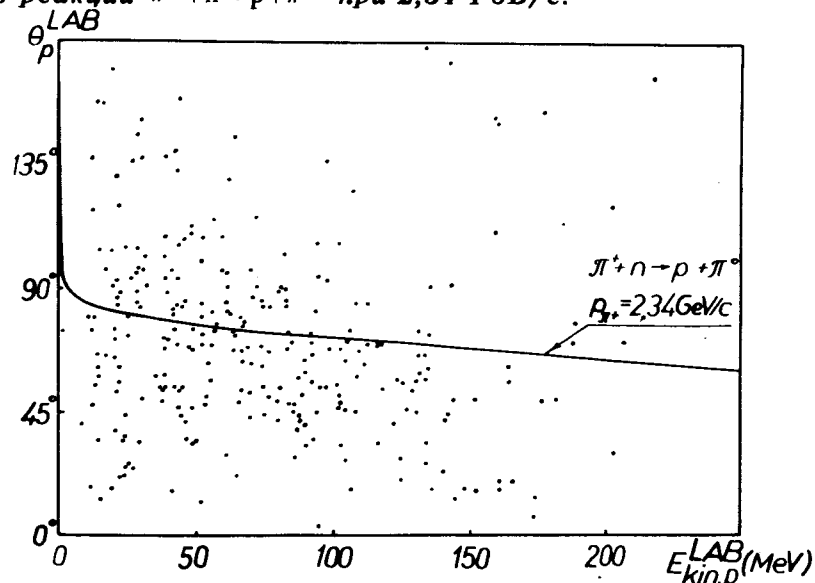


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при условии, что энергия π^0 -мезонов $E_{\pi^0} \geq 1000 \text{ МэВ}$.

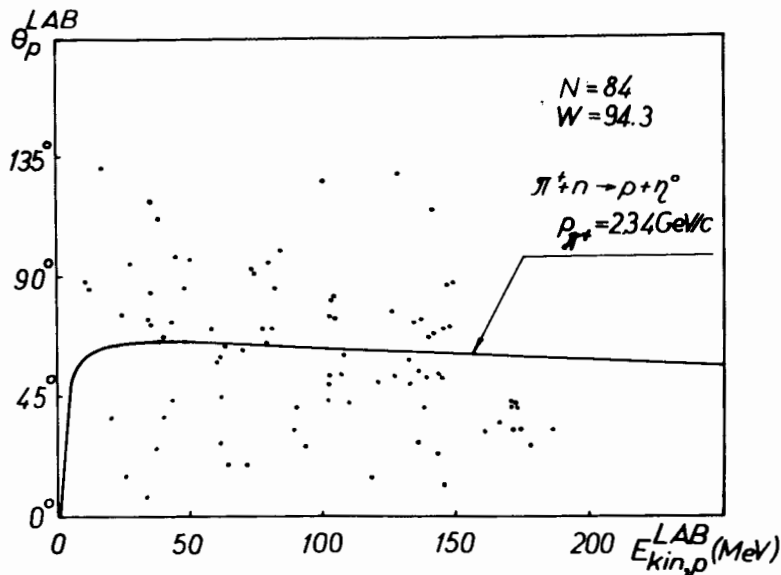


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для реакции $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + (\eta^0 \rightarrow 2\gamma) + A'$ при 2,34 ГэВ/с. Сплошная линия соответствует кинематике протонов из реакции $\pi^+ + n \rightarrow p + \eta^0$ при 2,34 ГэВ/с.

гичное распределение, но в случае, когда энергия π^0 -мезонов E_{π^0} не ниже 1000 МэВ, приведено на рис. 2. На основании анализа энергетического распределения π^0 -мезонов из $\pi^+ + \text{Xe}$ взаимодействий при 2,34 ГэВ/с, в которых, кроме одного π^0 -мезона, испускается несколько вторичных заряженных частиц, можно заключить, что в области $E_{\pi^0} \leq 1000$ МэВ основной вклад вносят процессы множественной эмиссии частиц ^{/4/}.

Двухмерное распределение случаев типа /2/ по θ_p и $E_{\text{kin},p}$ дано на рис. 3. Там же приведена кинематическая кривая, соответствующая реакции



при 2,34 ГэВ/с.

Обсуждение экспериментальных данных

Принимая весьма упрощенную гипотезу, а именно, предположение о том, что во взаимодействиях типа /1/ и /2/ доминируют квазисвободные столкновения с обменом зарядом ^{/5/}:



и



можно извлечь информацию о фермиевском движении внутриядерных нейтронов ядра ксенона. На возможность такой интерпретации указывает результат анализа углового распределения протонов из реакций /1/ и /2/, которое представлено на рис. 4. На этом рисунке изображены также интервалы кинематически допустимых углов эмиссии протонов из реакций /3/ и /4/. Рассматриваемые протоны имеют кинетическую энергию $E_{\text{kin},p} = 30-150$ МэВ. Распределения взаимно отнормированы. Видно, что максимумы распределений протонов из реакций /1/ с $E_{\pi^0} \geq 1000$ МэВ и реакции /2/ находятся в кинематически допустимых интервалах углов эмиссии, обозначенных числами 1 и 2 соответственно, в то время как в случае взаимодействий типа /1/, в которых $E_{\pi^0} < 1000$ МэВ, такого совпадения, как и следовало ожидать, не наблюдается. Значительное уширение экспериментально полученных распределений по отношению к угловым интервалам 1 и 2 можно приписать главным образом влиянию фермиевского движения внутриядерных нейтронов, с которыми произошли столкновения типа /5/ и /6/.

Для того, чтобы получить оценку дисперсии импульсного распределения фермиевского движения внутриядерных нейтронов в предположении, что имеют место квазисвободные взаимодействия /5/ и /6/, эти каналы реакции были промоделированы на ЭВМ. Предполагалось при этом, что функция плотности вероятности распределения значений фермиевских импульсов P_F внутриядерных нейтронов имеет вид

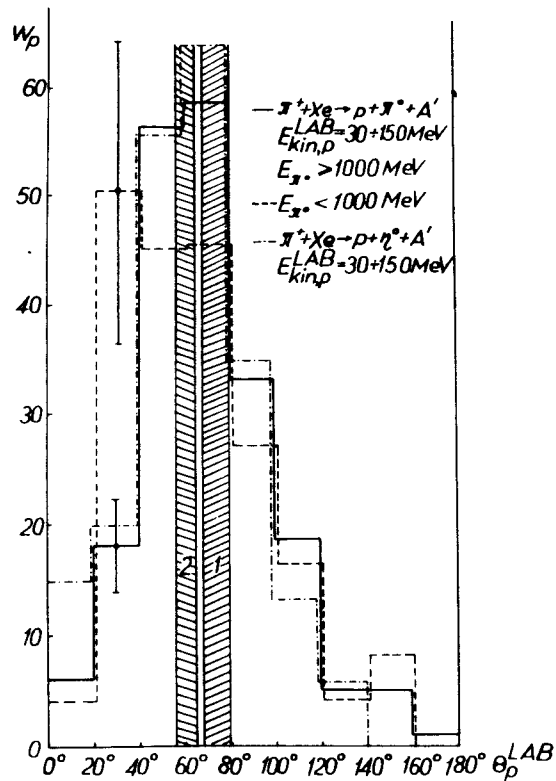


Рис. 4. Распределения чисел W_p случаев взаимодействий $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ и $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \eta^0 + A'$ при $2,34 \text{ ГэВ/с}$ по углам эмиссии протонов θ_p . Распределения взаимно отнормированы. Обозначения 1 и 2 на рисунке. Заштрихованы интервалы 1 и 2 допустимых значений углов эмиссии протонов из реакций $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^0$ и $\pi^+ + p \rightarrow p + \eta^0$ при $2,34 \text{ ГэВ/с}$ соответственно.

$$f(p_F) \sim \exp(-p_F^2/2p_0^2), \quad /7/$$

где p_0 - искомое значение дисперсии. Принято также, что функция плотности вероятности распределения косинусов углов θ_F между вектором импульса \vec{p}_F и направлением движения первичного π^+ -мезона

$$\phi(\cos \theta_F) = \text{const} \quad /8/$$

во всем диапазоне изменения $\cos \theta_F$. Моделирование состояло в вычислении по методу Монте-Карло распределения углов θ_p эмиссии протонов, кинетическая энергия которых была заключена в интервале $E_{\text{kin}, p} = 30 \div 150 \text{ МэВ}$. Косинусы углов эмиссии протонов вычислялись по формуле

$$\cos \theta_p = \frac{\Delta \cdot \omega + k \cdot p_F \cdot \sin \theta_F \sqrt{\omega^2 - \Delta^2 + p_F^2 \sin^2 \theta_F}}{\omega^2 + p_F^2 \sin^2 \theta_F}, \quad /9/$$

где

$$\omega = p_{\pi^+} + p_F \cdot \cos \theta_F, \quad \Delta = (E_p(E_{\pi^+} + E_F) - \beta) / p_p,$$

$$\beta = (m_{\pi^+}^2 + m_n^2 + m_p^2 - m_0^2 + 2E_{\pi^+}E_F - 2p_{\pi^+}p_F \cos \theta_F) / 2,$$

$$E_{\pi^+}, E_F, E_p, p_{\pi^+}, p_F, p_p, m_{\pi^+}, m_n, m_p -$$

- полные энергии, импульсы и массы π^+ -мезона, нейтрона и протона соответственно; m_0 - масса π^0 - либо η^0 -мезона. Величина k определялась следующим образом:

$$k = \begin{cases} +1 & \text{при } \theta_F \leq \pi/2, \\ -1 & \text{при } \theta_F > \pi/2. \end{cases} \quad /10/$$

Значения E_p брались как из равномерного распределения, так и из распределения, идентичного экспериментально полученному в интервале $E_{\text{kin}, p} = 30 \div 150 \text{ МэВ}$. Вычисленные распределения углов эмиссии протонов, соответствующие данному значению дисперсии p_0 , сопоставлялись с экспериментально полученными распределениями /рис. 4/. В качестве критерия сравнения была принята величина

$$\chi^2(p_0) = \sum_i \frac{\{W_{p_i} - N \cdot W_i(p_0)\}^2}{N \cdot W_i(p_0)}, \quad /11/$$

где W_{p_i} - число событий в i -ом столбце экспериментально определенной гистограммы /рис. 4/; N - полное число взаимодействий изучаемого типа; $W_i(p_0)$ - вычисленное значение плотности вероятности того, что угол эмиссии θ_p протона попадет в i -ый интервал значений θ_{p_i} . Значения функции $\chi^2(p_0)$, соответствующие предполагаемым каналам реакций /5/ и /6/, представлены графиче-

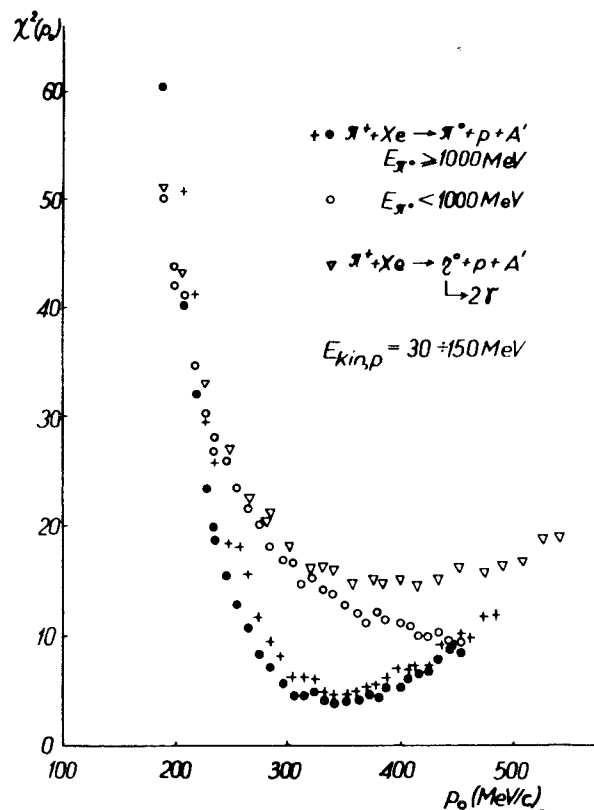


Рис. 5. Зависимость значений величины $\chi^2(p_0)$, определенной формулой /11/, от величины дисперсии p_0 функции плотности вероятности распределения /7/ импульсов внутриядерных нейтронов ядра ксенона. Обозначения - на рисунке. Крестиками обозначены значения χ^2 , вычисленные на основании равномерного энергетического распределения протонов в интервале $E_{\text{kin}, p} = 30 - 150 \text{ МэВ/с}$. Черные кружки соответствуют экспериментально полученному распределению протонов из реакции $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ при $2,34 \text{ ГэВ/с}$. Пояснения - в тексте.

чески на рис. 5. Отдельно вычислены значения $\chi^2(p_0)$, относящиеся к взаимодействиям /5/, в которых $E_{\pi^0} \geq 1000 \text{ МэВ}$ и $E_{\pi^0} < 1000 \text{ МэВ}$, а также в случае $E_{\pi^0} \geq 1000 \text{ МэВ}$, когда значения энергии протонов ра-

зыгрывались, исходя из равномерного распределения /на рис. 5 изображено крестиками/ и распределения, полученного в эксперименте /на рис. 5 - черные кружки/.

Видно, что минимальное значение функции $\chi^2(p_0)$, определенной как для реакций /1/ и /5/, когда $E_{\pi^0} \geq 1000 \text{ МэВ}$, так и для реакций /2/ и /6/, приходится на интервал значений $p_0 \approx 350 \text{ МэВ/с}$. Не наблюдается зависимости положения минимума функции $\chi^2(p_0)$ от вида функции плотности распределения разыгрываемых значений энергии протонов. Следует отметить, что поведение функции $\chi^2(p_0)$, определенной для взаимодействий типа /1/, в которых $E_{\pi^0} < 1000 \text{ МэВ}$, имеет существенно другой характер в интервале $p_0 = 300 \div 400 \text{ МэВ/с}$, чего можно было ожидать, так как соответствующий процесс взаимодействия заведомо отличается от предполагаемой реакции /5/.

Полученная нами оценка величины дисперсии функции плотности вероятности распределения значений импульсов внутриядерных нуклонов в ядре ксенона, $p_0 \approx 350 \text{ МэВ/с}$, заметно превышает имеющиеся в настоящее время аналогичные оценки для других ядер /6/. Это расхождение должно было бы уменьшиться, если учесть значительное влияние ядра на характеристики протонов, возникающих в квазисвободном акте /5/ и /6/ /1/. Следует подчеркнуть, что детальный анализ характеристик π^0 -мезонов, эмиттируемых в реакции /1/, показал, что энергии и углы эмиссии этих пионов противоречат кинематике реакции /5/ /4/. Следовательно, источником наблюдаемых протонов из взаимодействий /1/ могут быть вторичные внутриядерные процессы, в которых допускается значительно более широкий интервал углов эмиссии протонов. Надо также добавить, что изучаемые нами взаимодействия /1/ и /2/ относятся к классу так называемых квазиэлементарных взаимодействий, которые, согласно простой статистической модели, происходят главным образом в периферической области ядра мишени /5/. Столь сильное перерасеяние протонов, даже если иметь в виду только протоны из реакций /2/, мало вероятно, особенно в интервале углов эмиссии протонов $\theta_p > 90^\circ$. В этой связи может представить интерес обсуждаемое в литературе и изучаемое экспериментальным путем

явление кумулятивной эмиссии частиц ⁷. Полученную нами оценку величины дисперсии, $p_0 \approx 350$ МэВ/с, надо считать, следовательно, верхней границей значения дисперсии функции плотности распределения импульсов внутрядерных нейтронов ядра ксенона.

Литература

1. G.Jacob, Th.A.J.Maris. *Rev.Mod.Phys.*, 38, No. 1, 121 (1966); 45, No. 1, 6 (1973).
2. Z.S.Strugalski, J.V.Chuvilo, T.Gemesy, I.A.Ivanovskaya, Z.Jabłoński, T.Kanarek, S.Krasnovski, L.S.Okhrimenko, G.Pinter, B.Śłowiński. *Nucl.Phys.*, B24, No. 2, 358 (1970).
3. B.Śłowiński, Z.Strugalski, B.Średniawa. *JINR*, E1-8694, Dubna, 1975.
4. B.Śłowiński, Z.Strugalski, B.Średniawa. *JINR*, E1-9084, Dubna, 1975.
5. Б.Словинский, ЯФ, 19, вып. 3, 495 /1974/.
6. G.Campos Venuti et al. *Nucl.Phys.*, A205, No. 3, 628 (1973); E.J.Moritz et al. *Phys.Rev.Lett.*, 26, 445 (1971); M.Kobberling et al. *Nucl.Phys.*, A231, No. 3, 504 (1974).
7. А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, 1-8858, Дубна, 1975; A.Baldin. Report JINR, E2-9138, Dubna, 1975 (Invited Talk given at the VI Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, June 9, 1975, Santa Fe, USA).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1975 года.