

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-92-13

Ю.Г.Будяшов, В.С.Надеждин, Н.И.Петров,
В.И.Сатаров

О МЕХАНИЗМАХ РЕАКЦИИ ПРЯМОГО ВЫБИВАНИЯ
ПАР ПРОТОНОВ ИЗ ЯДРА УГЛЕРОДА ПРОТОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 660 МэВ

1992

О механизмах реакции прямого выбивания пар протонов из ядра углерода протонами с энергией 660 МэВ

С помощью трехплечного искрового спектрометра измерены дифференциальные сечения, энергетические спектры вторичных протонов и импульсные спектры р-статочных ядер для реакции $p,3p$ на ядре ^{12}C при энергии 660 МэВ в трех геометриях опыта и получены предварительные данные в четвертой геометрии опыта при энергии 350 МэВ. Во всех геометриях опыта практически исключается вклад в реакцию механизма рис.1в с рождением π^0 -мезона и его последующим захватом ядерным протоном. В первой геометрии опыта главный вклад в реакцию дает механизм рис.1а двукратного pp -рассеяния. Во второй геометрии опыта наряду с вкладом механизма рис.1а в реакцию есть вклад механизма рис.1б с изобарой в промежуточном состоянии. В третьей геометрии вклад механизма рис.1а практически полностью подавляется. Если сделанные в работе предположения о характеристиках однократного соударения протона с ядерной pp -парой справедливы, то как во второй, так и в третьей геометриях заметный вклад в реакцию может давать механизм рис.1г. Предварительные данные о дифференциальном сечении реакции $p,3p$ в четвертой геометрии опыта свидетельствуют в пользу того, что вклад механизма рис.1г в реакцию (если он есть) меньше ожидаемого.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод М.И.Потапова

Budyashov Yu.G. et al.
On Mechanisms of the Direct Knock-Out Reaction
of Proton Pairs from the Carbon Nucleus by Protons
at 660 MeV

P1-92-13

A three-arm spark spectrometer has been used to measure differential cross sections, energy spectra of secondary protons and momentum spectra of residual nuclei for the reaction $p,3p$ on the ^{12}C nucleus at 660 MeV in three experimental geometries. Preliminary data were obtained in the fourth geometry at 350 MeV. In all geometries the contribution of mechanism fig.1в with production of a π^0 -meson followed by its capture by the nuclear proton is practically excluded. In the first geometry the main contribution to the reaction comes from mechanism 1а of double pp scattering. In the second geometry, besides the contribution of mechanism 1а, there is a contribution of mechanism fig.1б with an intermediate state isobar. In the third geometry the contribution of mechanism 1а is almost completely suppressed. If our assumptions on the cross section for single collision of a proton with a closely correlated pp -pair are true, mechanism fig.1г can make a noticeable contribution to the reaction both in the second and in the third geometries. Preliminary data on the differential cross section for the reaction $p,3p$ in the fourth geometry indicate that the contribution, if any, of mechanism fig.1г to the reaction is smaller than it was expected if the assumptions mentioned in idem 4 are true.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR. Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей публикации^{1/} обсуждались экспериментальные данные по реакции $p, 3p$ на ядре углерода при энергии 660 МэВ в условиях опыта, когда главный вклад в нее дает механизм двухкратного квазиупругого pp -рассеяния (рис.1а). Чтобы оценить роль других возможных механизмов реакции - двухкратного неупругого взаимодействия с изобарой Δ^* в промежуточном состоянии (рис.1б), рождения нейтрального пиона в первом pp -соударении с последующим его захватом отдельным ядерным протоном (рис.1в) и однократного соударения налетающего протона с тесно коррелированной ядерной pp -парой (рис.1г), последующие измерения были произведены в условиях опыта, когда вклад механизма (рис.1а) подавлялся.

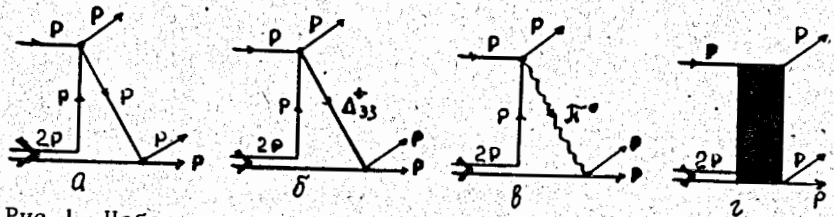


Рис.1. Набор диаграмм для описания реакции $p, 3p$.

В дальнейшем изложении геометрия опыта^{1/} будет именоваться первой, а последующие - второй, третьей, четвертой. Для всех геометрий угол, образуемый биссектрисой угла между осевыми линиями искровых камер левой стороны спектрометра и направлением пучка протонов, и угол, образуемый осевой линией искровой камеры правой стороны спектрометра и тем же направлением, соответствуют кинематике квазиупругого рассеяния протона ядерным квазидейтроном. Все геометрии опыта - компланарные. Во второй и последующих геометриях опыта протоны, регистрируемые третьим плечом спектрометра, являются кумулятивными. Их энергия в антилабораторной системе координат больше 660 МэВ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Вторая геометрия опыта

$$\Delta\theta_1 = 31^\circ \pm 40^\circ; \Delta\theta_2 = 16^\circ \pm 25^\circ; \Delta\theta_3 = 72^\circ \pm 86^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T_3 = 140 \pm 300 \text{ МэВ};$$

$$\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 0,0241 \text{ ср}; \Delta\omega_3 = 0,0584 \text{ ср}.$$

Вторая геометрия на фазотроне близка к первой геометрии опыта на синхроциклотроне. Измерения в ней сделаны с целью проверки воспроизводимости результатов.

Во второй геометрии, в отличие от первой, подавление вклада в реакцию $p, 3p$ диаграммы двухкратного неупругого взаимодействия с Δ^* -изобарой в промежуточном состоянии снимается, так как быстрый протон, образующийся вместе с Δ^* -изобарой в первом pp -соударении, может попасть как в угловой интервал $\Delta\theta_2$, так и в угловой интервал $\Delta\theta_1$. Среднее значение энергии этого протона лежит внутри энергетического интервала ΔT_2 или ΔT_1 регистрации протонов спектрометром.

Расчетная эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис.1а при переходе от первой геометрии ко второй уменьшается в 7 раз. Это уменьшение связано с тем, что значение средней энергии протона от первого соударения, попадающего в угловой интервал $\Delta\theta_1$ или $\Delta\theta_2$, лежит выше верхней границы энергетического интервала регистрации протонов первым и вторым плечами спектрометра.

За вычетом фона во второй геометрии зарегистрировано 606 трехпротонных событий. Их распределение по суммарной энергии вторичных протонов практически совпадает с аналогичным распределением для первой геометрии опыта^{1/} и поэтому здесь не приводится.

Экспериментальные энергетические спектры вторичных протонов и импульсные спектры остаточных ядер построены на основе 390 событий, заключенных в интервале $\Delta T_C = 590 \pm 650$ МэВ. Фоновых событий в указанном интервале меньше 20%. Дифференциальные сечения реакции, отнесенные к интервалам $\Delta T_C = 430 \pm 650$ МэВ и $\Delta T_C = 590 \pm 650$ МэВ соответственно равны:

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} = (2,00 \pm 0,40) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3$$

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} = (1,90 \pm 0,45) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

При определении сечения для интервала $\Delta T_c = 430 \div 650$ МэВ учтена поправка на ядерное взаимодействие вторичных протонов в фильтрах управляющих телескопов спектрометра. При определении сечения для интервала $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ учтена еще поправка на неупругое ядерное взаимодействие протонов в электродах иксовых камер.

Измеренные сечения в пределах ошибок опыта не отличаются от соответствующих данных, полученных для первой геометрии опыта¹² на синхроциклотроне, если последние привести к тем же интервалам суммарной энергии вторичных протонов, что и во второй геометрии опыта на фазотроне.

При переходе от первой геометрии опыта на фазотроне ко второй измеренные сечения реакции уменьшаются почти в четыре раза, а расчетная эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис.1а, как указывалось выше, падает в семь раз. Этот факт является дополнительным подтверждением сделанного ранее заключения¹¹ о том, что в первой геометрии опыта на фазотроне главный вклад в реакцию дает механизм двухкратного квазиупругого рассеяния.

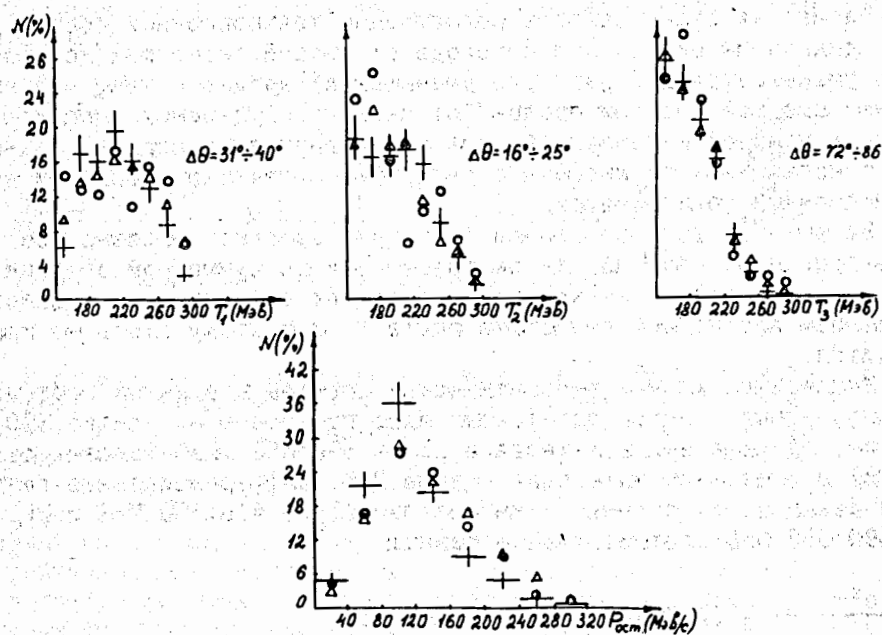


Рис.2. Вторая геометрия. Экспериментальные распределения по энергии вторичных протонов и импульсу остаточного ядра (+) и расчетные распределения для диаграмм рис.1а (o) и рис.1б (Δ).

На рис.2 сравниваются экспериментальные распределения - энергетические спектры вторичных протонов и импульсные спектры остаточных ядер с расчетными распределениями для диаграмм рис.1а и 1б, построенными на основе 130 и 504 вычисленных по методу случайных испытаний трехпротонных событий. Экспериментальные спектры показаны на рис.2 крестами, а расчетные - светлыми кружками для диаграммы рис.1а и треугольниками для диаграммы рис.1б. Указанные на рисунке экспериментальные погрешности являются статистическими. Статистические погрешности расчетных распределений для диаграммы рис.1б равны экспериментальным погрешностям, статистические погрешности расчетных распределений для диаграммы рис.1а в два раза больше последних.

При розыгрыше первого взаимодействия для диаграммы рис.1б учитывалось угловое распределение родившихся изобар, взятое из работы¹³. Сечение рождения изобар Δ^+ в рр-соударениях при энергии 660 МэВ составляет, согласно этой работе, ~ 3 мб.

В случае механизма рис.1в остаточное ядро в первом рр-взаимодействии воспринимает импульс, не превышающий в среднем значения 200 МэВ/с, а во втором взаимодействии - поглощении π^0 -мезона отдельным ядерным протоном - получает еще импульс свыше 500 МэВ/с. В результате двух последовательных взаимодействий результирующий импульс, уносимый остаточным ядром, будет больше 250-300 МэВ/с, что находится в резком противоречии с экспериментальным импульсным распределением остаточных ядер. Поэтому во второй геометрии (как и в первой и в последующих геометриях) диаграмма рис.1в вклада в реакцию $p, 3p$ практически не дает и далее не будет обсуждаться.

Как видно из рис.2, расчетные данные для диаграммы рис.1б хорошо описывают экспериментальные распределения. На основе такого же согласия экспериментальных распределений, полученных в первой геометрии опыта на синхроциклотроне, с расчетными распределениями для механизма рис.1б мы в работе¹¹ сделали вывод о том, что основной вклад в реакцию дает именно этот механизм. Однако при продолжении опыта у нас возникли сомнения в правомерности этого вывода по двум обстоятельствам.

Во-первых, сравнение экспериментальных распределений с расчетными для механизма двухкратного квазиупругого рассеяния (рис.2) показывает, что нельзя исключить во второй геометрии опыта вклад в реакцию указанного механизма, так как большой разброс точек на расчетном энергетическом спектре вторичных протонов, регистрируемых второй иксовой камерой, частично может быть обусловлен недостаточностью статистики вычисленных событий.

Во-вторых, после опубликования результатов нашего опыта на синхроциклотроне появилась теоретическая работа¹⁴, в ко-

торой в приближении однопионного обмена вычислены сечения образования Δ^- - и Δ^{++} -изобар в pp-соударениях, а также сечения взаимодействия изобар с нуклонами в зависимости от энергии. Вычисленные сечения рождения изобар Δ^+ и Δ^{++} оказались в хорошем согласии с появившимися позднее экспериментальными данными^{3/}. Никаких экспериментальных данных о сечениях упругого и обменного рассеяния изобар нуклонами пока не имеется.

Для изобары с энергией 160 МэВ, которая близка к средней энергии изобар, рождающихся при соударении налетающего протона с ядерным протоном при энергии 660 МэВ, вычисленные сечения поглощения, упругого и обменного рассеяния на протоне равны 10,50 и 173 мб соответственно; аналогичные сечения на нейтроне равны 40,18 и 193 мб. По данным розыгрыша средняя масса изобары составляет 1160 МэВ, так что при энергии 160 МэВ ее среднее время жизни равно $\tau \approx 1,25 \cdot 10^{-23}$ с. Из приведенных данных следует, что средний пробег изобар в ядерном веществе по отношению к рассеянию, распаду и поглощению составляет $\lambda_L \approx 0,32 \cdot 10^{-13}$ см, в то время как парциальный пробег изобар по отношению к поглощению ядерным протоном будет равен $\lambda \approx 20 \cdot 10^{-13}$ см. Получается, что из-за наличия интенсивно идущих конкурирующих каналов реакции вероятность поглощения Δ^+ -изобары в первом взаимодействии с ядерным протоном уменьшается в 60 раз. Но если изобары перед поглощением испытывают несколько рассеяний, то по причине потери значительной части энергии они не смогут в последующем привести к образованию трехпротонного события, удовлетворяющего условию отбора по суммарной энергии.

В связи с этим представляет большой интерес сравнение вкладов в реакцию диаграмм рис.1б и рис.1г. Последняя диаграмма наряду с рис.1б привлекалась ранее в работе^{5/} для описания энергетической зависимости сечения упругого рассеяния протонов дейтронами назад в область энергии 300÷700 МэВ. Примем, что сечение образования трех протонов при соударении протона с тесно коррелированной pp-парой равно сечению упругого pp-рассеяния и составляет 25 мб, а эффективное число пар (флуктонов) в ядре углерода согласно расчетам^{6/} возьмем равным 0,08. Учтя расчетные эффективности регистрации трехпротонных событий и предположив, что вероятность выхода трех протонов из ядра без последующих соударений одинакова для всех рассматриваемых механизмов, найдем, что вклады механизмов рис.1б и 1г относятся как 1:2.

Считая, что энергетическое распределение вторичных протонов для диаграммы рис.1г соответствует фазовому объему реакции, мы провели расчеты, результаты которых сравниваются с экспериментальными данными на рис.3. Расчетные распределения, пост-

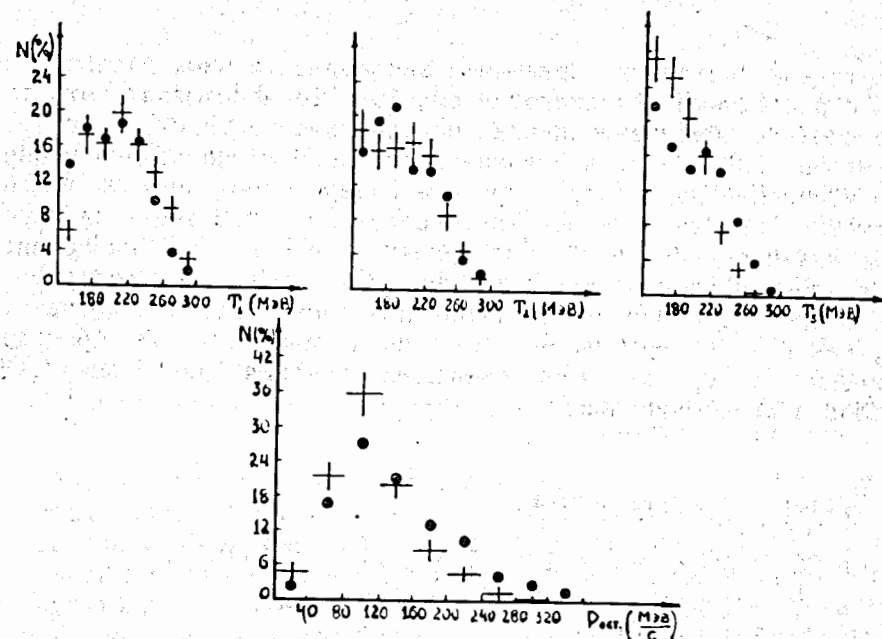


Рис.3. Вторая геометрия. Экспериментальные и расчетные распределения для диаграммы рис.1г (●).

роенные на основе 222 трехпротонных событий, на этом рисунке показаны черными кружками. В качестве импульсного распределения pp-пар в ядре углерода использовалось импульсное распределение квазидейтронов, полученное в^{7/} по прямому выбиванию дейтронов из того же ядра протонами с энергией 800 МэВ. Как видно из рис.3, согласие между экспериментальными и расчетными распределениями такое же удовлетворительное, как и для диаграммы рис.1б. Таким образом, если вычисленные в работе^{4/} сечения обменного и упругого рассеяния Δ^+ -изобар на нуклонах так же достоверны, как и сечения поглощения этих частиц нуклонами, и если существуют тесно коррелированные пары протонов в ядре, то во второй геометрии в принципе нельзя исключить наличие вклада в реакцию p,3p механизма рис.1г.

Однако поскольку сделанные оценки относительных вкладов в реакцию диаграмм рис.1а, 1б и 1г имеют скорее приближенный характер, согласие расчетных распределений для механизма рис.1г с экспериментальными распределениями нельзя считать доказательством наличия вклада указанного механизма в реакцию p,3p. Равным образом нельзя решить, действительно ли так сильно подавляется вклад в реакцию диаграммы рис.1б с Δ^+ -изобарой в про-

межуточном состоянии. Сравнение экспериментальных распределений с расчетными для диаграмм рис. 1а и 1б показывает, что такое сильное подавление вклада, по всей видимости, отсутствует.

Чтобы разобраться в возникшей ситуации, было решено провести измерение на спектрометре еще в двух геометриях: в третьей геометрии при энергии 660 МэВ, когда вклад в реакцию двухкратного квазиупругого рассеяния подавлен не менее чем на порядок по сравнению со второй геометрией, и в четвертой геометрии при энергии 350 МэВ, когда вклад диаграммы рис. 1а подавлен так же, как и в третьей геометрии, а вклад диаграммы рис. 1б падает примерно на порядок из-за уменьшения сечения образования Δ^+ -изобар в pp-соударении.

Третья геометрия опыта

$$\Delta\theta_1 = 20,5^\circ \pm 25^\circ; \Delta\theta_2 = 16^\circ \pm 20,5^\circ; \Delta\theta_3 = 93^\circ \pm 107^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = 150 \pm 310 \text{ МэВ}; \Delta T_3 = 100 \pm 240 \text{ МэВ}$$

$$\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 0,0121 \text{ ср}; \Delta\omega_3 = 0,0584 \text{ ср.}$$

Третья геометрия опыта практически совпадает с геометрией квазиупругого рассеяния протона на ядерном квазидейтроне. В ней за вычетом фоновых событий набрано 300 трехпротонных событий. Экспериментальные распределения для интервала суммарной энергии $\Delta T_C = 590 \pm 650$ МэВ построены на основе 150 событий.

Измеренные дифференциальные сечения для интервалов суммарной энергии $\Delta T_C = 430 \pm 650$ МэВ и $\Delta T_C = 590 \pm 650$ МэВ равны:

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} = (2,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3$$

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

Для третьей геометрии расчеты проведены для диаграмм рис. 1а, 1б и 1г. Для первого механизма на основе 5780 тысяч испытаний получено 85 событий, удовлетворяющих критериям отбора по углам вылета вторичных протонов, но среди них не найдено ни одного события, удовлетворяющего критериям отбора по энергии. Если принять, что условию отбора по энергии удовлетворяет одно событие, то найдем, что при переходе от второй геометрии к третьей эффективность регистрации событий убывает в 27 раз, а по сравнению с первой геометрией - более чем на два порядка. В таблице представлено распределение 85 разыгранных событий по импульсу остаточного ядра.

Рост, МэВ/с	Количество событий	Рост, МэВ/с	Количество событий
0÷40	0	240÷280	7
40÷80	2	280÷320	8
80÷120	7	320÷360	1
120÷160	15	360÷400	1
160÷200	22	400÷440	1
200÷240	21	440÷480	0

Видно, что распределение практически начинается только с импульса более 80 МэВ/с, а его максимум лежит в области 200±220 МэВ/с. Этим оно сильно отличается от экспериментального распределения, представленного на рис. 4. В том случае, когда удовлетворяются условия отбора событий не только по углам вылета, но и по энергиям вторичных протонов, расхождение расчетного импульсного спектра остаточных ядер с экспериментальным спектром может только усилиться, так как импульсы ядерных про-

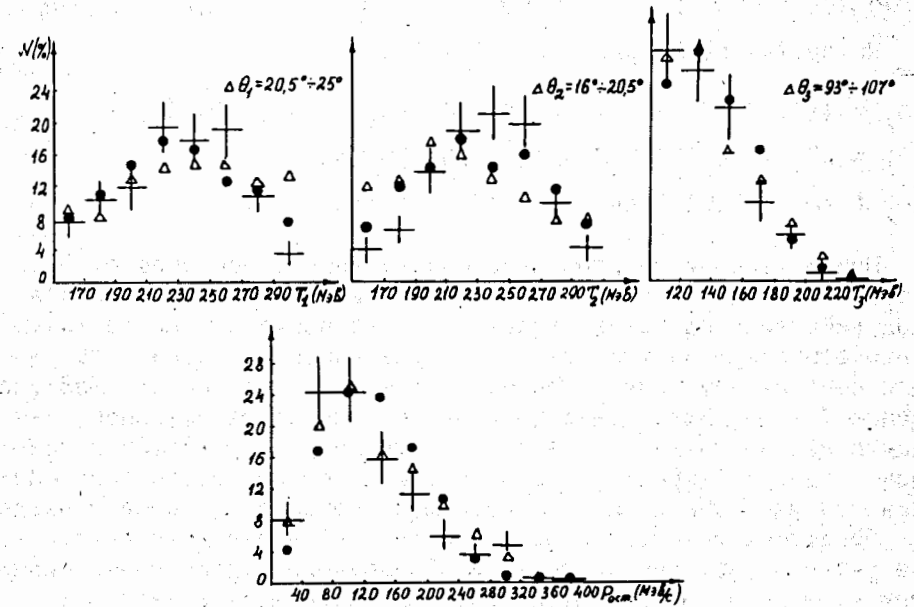


Рис. 4. Третья геометрия. Экспериментальные и расчетные распределения для диаграмм рис. 1б (Δ) и рис. 1г (●).

тонов, участвующих в первом и втором соударениях, до соударения должны быть больше $300 \div 350$ МэВ/с.

Таким образом, расчетная оценка вклада и вид импульсного спектра исключают сколько-нибудь заметный вклад в реакцию для третьей геометрии механизма двухкратного квазиупругого рассеяния.

На рис.4 производится сравнение экспериментальных спектров с расчетными для диаграмм рис.1б и 1г. В пределах погрешностей опыта и расчета распределения согласуются между собой. Поэтому вклады механизмов рис.1б и 1г по виду расчетных распределений разделить нельзя.

Поскольку расчетная эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис.1б при переходе от второй геометрии к третьей остается неизменной, а для диаграммы рис.1г возрастает почти в три раза, отношение вкладов указанных диаграмм при условии справедливости сделанных предположений в третьей геометрии должно быть около 1:6. Однако то обстоятельство, что измеренные сечения реакции для второй и третьей геометрии в пределах ошибок не отличаются друг от друга, не свидетельствует в пользу очень сильного подавления вклада в реакцию механизма рис.1б с изобарой Δ^* в промежуточном состоянии. Таким образом, приведенное расчетное отношение вкладов диаграмм рис.1б и 1г может быть заниженным.

Четвертая геометрия, $T = 350$ МэВ

$$\Delta\theta_1 = 18^\circ \div 22,5^\circ; \Delta\theta_2 = 22,5^\circ \div 27^\circ; \Delta\theta_3 = 85,5^\circ \div 99,5^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = 90 \div 180 \text{ МэВ}; \Delta T_3 = 60 \div 120 \text{ МэВ};$$

$$\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 0,0121 \text{ ср}; \Delta\omega_3 = 0,0584 \text{ ср}.$$

При изменении энергии падающих на мишень протонов от 660 до 350 МэВ выход реакции мезонообразования на ядре углерода под действием протонов падает почти на порядок. Приняв такую же энергетическую зависимость для образования Δ^* -изобар, получаем для сечения рождения указанных частиц при энергии 350 МэВ значение 0,3 мб. Эта оценка сечения не является заниженной, так как в ней не учтены два фактора - поглощение родившихся мезонов в ядре и возрастание доли нерезонансного образования пионов при уменьшении энергии падающих протонов, которые приводят к уменьшению искомого сечения. В том же направлении действует не учтенное при оценке сечения образование подбарьерных пионов при столкновении падающего протона с ядерным кластером. Таким образом, можно считать, что сечение рождения изобар Δ^* в соуда-

рениях протонов 350 МэВ с ядерными протонами не превышает 0,3 мб. Что касается сечения однократного соударения налетающего протона с ядерной рр-парой, то оно при переходе от энергии 660 МэВ к энергии 350 МэВ, по всей вероятности, изменится мало. Подавление вклада диаграммы рис.1б в реакцию из-за наличия интенсивно идущих параллельно с поглощением изобары протоном конкурирующих процессов согласно вычислениям⁴ при энергии 350 МэВ останется на том же уровне, что и при энергии 660 МэВ. Далее, как следует из сделанной нами оценки, в четвертой геометрии по сравнению с третьей поглощение вторичных протонов в ядре-мишени увеличится примерно в три раза, а эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис.1б упадет более чем на порядок, для диаграммы рис.1г - в четыре раза. Таким образом, в четвертой геометрии вклад диаграммы рис.1г в реакцию должен быть близок к 100%. Если это действительно так, то при переходе от третьей геометрии к четвертой выход реакции должен упасть примерно на порядок.

Если же допустить, что в третьей геометрии опыта вклад в реакцию дает только механизм рис.1б, то выход реакции в четвертой геометрии должен упасть более чем на два порядка.

Однако измерения в четвертой геометрии не завершены. Проведено всего два восьмичасовых сеанса на ускорителе, в ходе которых зарегистрированы 114 трехпротонных событий. Их распределение по суммарной энергии вторичных протонов, не исправленное на фоновые события, представлено на рис.5. Из рис.5 видно, что

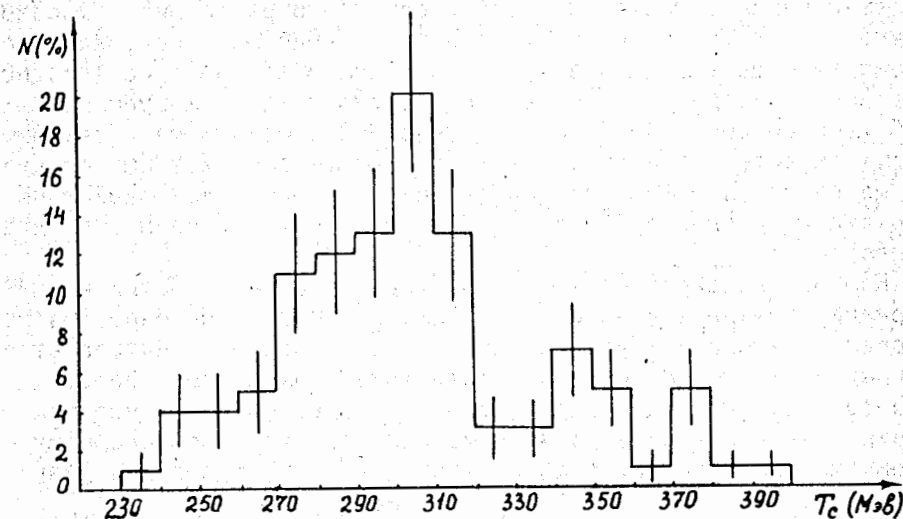


Рис.5. Четвертая геометрия. Экспериментальный спектр суммарной энергии вторичных протонов.

при значении суммарной энергии $T_c = 320$ МэВ отчетливо проявляется верхняя граница спектра, соответствующая выбиванию пары протонов с Р-оболочки ядра углерода.

Воспользовавшись данными работы¹⁸ по сечениям испускания ядром углерода протонов под углами 30° и 40° под действием протонов с энергией 350 МэВ, мы сделали оценку дифференциальных сечений реакции $p, 3p$ в четвертой геометрии опыта. С учетом поправок на ядерное взаимодействие вторичных протонов в фильтрах управляющих телескопов и электродах искровых камер, полученные оценки сечений равны:

$$\Delta T_c = 220 \div 340 \text{ МэВ}; \quad \frac{d^3\sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} = 0,8 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{ср}^3$$

$$\Delta T_c = 280 \div 340 \text{ МэВ}; \quad \frac{d^3\sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} = 0,6 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

Измеренные сечения в 30-40 раз меньше соответствующих сечений в третьей геометрии опыта. Сечения меньше ожидаемых для случая, когда в третьей геометрии вклад в реакцию дает только механизм рис.1г, и больше ожидаемых для случая, когда в третьей геометрии дает вклад только механизм рис.1б.

Хотя мы и рассматривали сделанные оценки сечений как предварительные, они указывают, что подавление вклада механизма рис.1б в реакцию $p, 3p$ слабее, чем это следует из данных¹⁴ по вычислению сечений упругого и обменного рассеяний Δ -изобар нуклонами. В то же время эти оценки сечений не перекрывают возможности существования вклада в реакцию механизма рис.1г однократного соударения налетающего протона с тесно коррелированной ядерной pp -парой. Но вклад указанного механизма в реакцию (если он есть), по всей вероятности, меньше того, который следует из ранее сделанных предположений о сечении взаимодействия протона с ядерной pp -парой и эффективного числа pp -пар в ядре углерода.

Количество зарегистрированных трехпротонных событий в интервале суммарных энергий $\Delta T_c = 280 \div 340$ МэВ очень мало для построения сколько-нибудь надежных энергетических спектров вторичных протонов. Но если бы статистика событий была больше в 5-10 раз, она позволила бы сделать более определенные заключения, так как в четвертой геометрии, согласно проведенному расчету, энергетические спектры вторичных протонов для диаграммы рис.1б и 1г начинают различаться.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью трехплечного искрового спектрометра проведены измерения дифференциальных сечений, энергетических спектров вто-

ричных протонов и импульсных спектров остаточных ядер для реакции $p, 3p$ при энергии 660 МэВ и сделана оценка дифференциального сечения реакции в четвертой геометрии опыта при энергии 350 МэВ.

1. Во всех геометриях опыта диаграмма рис.1в с рождением π^0 -мезона в соударении налетающего протона с ядерным протоном с последующим поглощением родившегося π^0 -мезона другим ядерным протоном вклада в реакцию практически не дает.

2. В первой геометрии опыта главный вклад в реакцию $p, 3p$ дает механизм рис.1а двухкратного квазиупругого pp -рассеяния.

3. Во второй геометрии опыта наряду с механизмом рис.1а двухкратного квазиупругого pp -рассеяния включается механизм рис.1б двухкратного неупругого взаимодействия с изобарами Δ^+ в промежуточном состоянии. Вклад второго механизма сильно подавляется из-за наличия интенсивных конкурирующих каналов упругого и обменного рассеяния изобар Δ^+ нуклонами. Однако подавление вклада механизма рис.1б слабее, чем это следует из имеющихся теоретических данных¹⁴ о сечениях упругого и обменного рассеяния Δ -изобар на нуклонах.

4. В третьей геометрии опыта вклад в реакцию механизма рис.1а двухкратного квазиупругого рассеяния практически полностью подавлен. Факт равенства в пределах погрешностей опыта дифференциальных сечений реакции $p, 3p$ для второй и третьей геометрий опыта тоже свидетельствует о том, что степень подавления вклада в реакцию механизма рис.1б меньше, чем следует из имеющихся теоретических данных о сечениях взаимодействия изобар Δ^+ с нуклонами.

5. Предварительные данные, полученные в четвертой геометрии опыта, не исключают возможности вклада в реакцию механизма рис.1г однократного соударения налетающего протона с тесно коррелированной ядерной pp -парой. Но этот вклад (если он есть), по всей вероятности, меньше вклада, следующего из принятых предположений о сечении взаимодействия протона с ядерной pp -парой и эффективного числа таких пар в ядре углерода. Поэтому расчетные отношения вкладов в реакцию механизмов рис.1б и 1г во второй и третьей геометриях опыта являются заниженными.

Авторы выражают искреннюю благодарность механикам и лаборантам Л.М.Дорошенко, В.В.Ермакову, Р.Е.Русакову, Р.В.Столупиной, Е.Е.Фадеевой за обслуживание экспериментальной установки и обработку फिल्मовой информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будяшов Ю.Г. и др. - Сообщение ОИЯИ P1-91-439, Дубна, 1991.
2. Надеждин В.С. и др. - ЯФ, 1984, 40, с.27.
3. Shimizu F. et al. - Nucl. Phys., 1982, A385, p.571;
Shimizu F. et al. - Nucl. Phys., 1982, A389, p.445.
4. Барашенков В.С., Костенко Б.Ф. - Сообщение ОИЯИ 4-84-761, Дубна, 1984.
5. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М., Шевченко Л.В. - ЯФ, 1979, 29, с.1081.
6. Неудачин В.Г., Чувильский Ю.М. - ЯФ, 1987, 46, с.448;
Курлагин С.Д., Чувильский Ю.М. - ЯФ, 1989, 49, с.126.
7. Miake Y. et al. - Phys. Rev., 1985, C31, p.2168.
8. Cladis I.B., Hess W.N., Moyer B.I. - Phys. Rev., 1952, 87, p.425.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 января 1992 года.