

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА ПРОТОНОВ-СПЕКТАТОРОВ
 ПОД НУЛЕВЫМ УГЛОМ ВЫЛЕТА В РЕАКЦИИ
 СТРИППИНГА ДЕЙТРОНОВ НА УГЛЕРОДЕ
 ПРИ ИМПУЛЬСЕ 8,9 ГэВ/с

АБЛЕЕВ В. Г.¹⁾, ВОРОБЬЕВ Г. Г., ЗАПОРОЖЕЦ С. А., НОМОФИЛОВ А. А.,
 НИКИТИН Д. К.²⁾, ПИСКУНОВ Н. М., СИТНИК И. М., СТРОКОВСКИЙ Е. А.,
 СТРУНОВ Л. Н., ФИЛИПКОВСКИ А.³⁾, ШАРОВ В. И.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 3 мая 1982 г.)

При импульсе дейтронов 8,9 ГэВ/с измерено инвариантное сечение реакции стриппинга дейтрона на углеродной мишени. Получено значение сечения вылета стриппингового протона под нулевым углом

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} (\theta=0, p=1/2 p_d) = 281 \pm 9 \text{ бн} \cdot \text{с}^3 / \text{ГэВ}^2 \cdot \text{ср},$$

которое согласуется со значением, полученным из расчета по модели Бертокки – Трелеани для фрагментации дейтрона. Такой же расчет с использованием метода ортогонализации Ниссен – Мейера для волновых функций начального дейтрона и np -системы, возникающей в результате его развала, дает значение сечения, которое в 1,4 раза превышает измеренное.

1. Введение

С помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами [1а] мы ранее выполнили подробные измерения [2] инвариантных сечений реакции $d+^{12}\text{C} \rightarrow p+X$ в зависимости от импульса протона, регистрируемого вблизи нулевого угла вылета $\theta < 0,4^\circ$. Для определения нормировки этих данных мы провели при том же начальном импульсе абсолютные измерения инвариантного сечения указанной реакции при импульсе регистрируемого протона $1/2 p_d$ вблизи угла вылета 0° . Результаты этих измерений сообщаются в данной работе.

Приводимые данные могут быть полезны, например, для решения вопроса о правильном способе ортогонализации волновых функций начального дейтрона и np -системы, возникающей в результате его развала в реакции стриппинга. Оказалось, что расчет, основанный на методе Бертокки – Трелеани [3], дает значение инвариантного сечения

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \left(\theta=0, p = \frac{1}{2} p_d \right),$$

хорошо согласующееся с экспериментально измеренным, тогда как аналогичный расчет с использованием способа Ниссен – Мейера [4] дает результат, превышающий измеренное сечение в 1,4 раза.

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета.

²⁾ ФТИ, Душанбе.

³⁾ ИЯИ, Варшава, ПНР.

2. Проведение измерений

Эксперимент был выполнен на пучке дейтронов с импульсом $p_d = 8,9$ ГэВ/с и интенсивностью $(3 \div 7) \cdot 10^3$ частиц/с, который выводился из синхрофазотрона за время 0,3–0,4 с.

Магнитный спектрометр «АЛЬФА», схема которого показана на рис. 1, работал на линии с ЭВМ ЕС1010 и содержал многопроволочные пропорциональные камеры и сцинтилляционные счетчики. Подробное описание его работы приведено в [16].

Совпадениями $M = S_2 \wedge S_3 \wedge S_4 \wedge A \wedge \{\text{«1» в ПК}\}$, где $\{\text{«1» в ПК}\}$ — условие срабатывания в каждой из плоскостей камер ПК1, ПК2 одной и только одной сигнальной проволоочки, выделялись мониторные частицы.

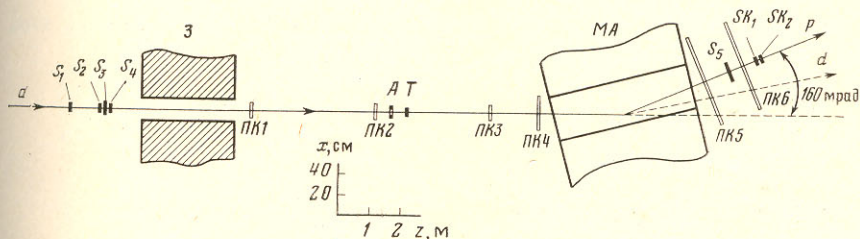


Рис. 1. Схема спектрометра. S , SK , A — сцинтилляционные счетчики, $ПК$ — пропорциональные камеры, T — мишень, $МА$ — анализирующий магнит, Z — защита. После магнита $МА$ показаны направления пучков регистрируемых протонов p и дейтронов d . Направление падающего пучка дейтронов задает направление оси Z системы координат с центром в середине мишени

В основном режиме работы передача информации из установки в ЭВМ происходила при совпадении сигнала от счетчика S_5 , расположенного за анализирующим магнитом, с сигналом M о регистрации мониторной частицы. Магнитное поле в $МА$ (см. рис. 1) устанавливалось так, чтобы в счетчик S_5 размером 25×30 см² попадали протоны со средним импульсом 4,45 ГэВ/с. Магнит был прокалиброван методом нити с током; величина магнитного поля контролировалась с точностью 0,1% датчиком Холла.

В ЭВМ передавалась координатная информация от пропорциональных камер, сигналы о срабатывании счетчиков установки, информация о потоке мониторных частиц и информация от датчика Холла.

Для контроля за качеством работы установки, определения ее характеристик и необходимых при восстановлении треков констант $\sim 10\%$ общего числа событий накапливалось без отбора стриппинговых протонов, т. е. по сигналу M (режим специальных измерений).

Переключение режимов выполнялось автоматически, по командам от ЭВМ с достаточно коротким периодом (10 циклов ускорителя). Это обеспечивало корректный учет эффективности спектрометра при возможных изменениях условий эксперимента.

Использовались углеродные мишени двух толщин — $3,013 \pm 0,006$ и $5,965 \pm 0,008$ г/см².

Для протонов с импульсом $\sim 4,5$ ГэВ/с разрешение установки по углу θ вылета из мишени составляло $\sigma_\theta \approx 0,8$ мрад, по импульсу — $\sigma_p/p \approx 0,5\%$, по координате точки взаимодействия $z - \sigma_z = 2,5/\theta$ для тонкой мишени и $\sigma_z = 3,0/\theta$ для толстой мишени (здесь σ_z измеряется в метрах, θ — в мрад). Эти характеристики приводятся для пустой мишени.

3. Обработка данных

Обработка накопленной информации проводилась на ЭВМ ЕС1040 в основном аналогично процедуре, применявшейся ранее [1в]. Отличия от нее сводились к следующему.

Во-первых, в этом эксперименте пучок дейтронов малой интенсивности формировался коллиматорами. Поэтому в мониторном пучке содер-

жалась примесь ($\sim 3\%$) протонов от фрагментации дейтрона на трассе пучка. Для исключения событий, вызванных регистрацией таких протонов, величина пространственного угла между траекторией мониторной частицы и осью установки ограничивалась условием $\theta_{вх} < 1,5$ мрад (см. рис. 2). Частицы с большим углом входа испытывают в мишени преимущественно многократное кулоновское рассеяние (наиболее вероятный угол рассеяния ~ 1 мрад).

Во-вторых, измерения проводились в области очень малых углов рассеяния; поэтому нужно было учесть эффекты «неаддитивности» измерений с полной и пустой мишенями, обусловленные конечным угловым разрешением установки. Для этого, как и в других экспериментах, где эф-

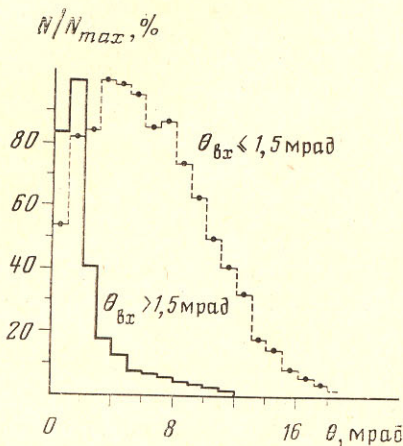


Рис. 2

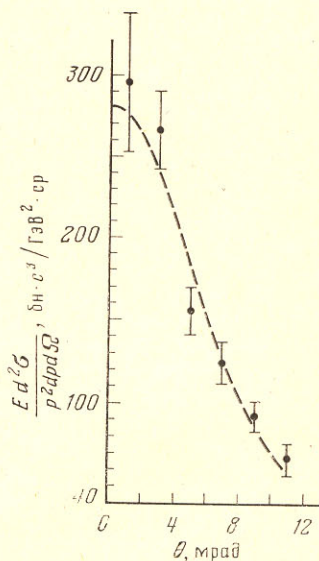


Рис. 3

Рис. 2. Распределения по углу вылета регистрируемых протонов из мишени для мониторных частиц с пространственным углом входа $\theta_{вх} > 1,5$ мрад (сплошная гистограмма) и $\theta_{вх} \leq 1,5$ мрад (штриховая)

Рис. 3. Зависимость инвариантного сечения выхода протонов-спектаторов от угла вылета при импульсе протонов $4,45 \pm 0,075$ ГэВ/с. Кривая — результат подгонки функции $f(\theta)$ (см. текст) к экспериментальным данным

фекты неаддитивности существенны [7], параметры (θ, z) событий, зарегистрированных при облучении пустой мишени, приводились к условиям соответствующей полной мишени следующим образом.

Измеренные в плоскости X, Y проекции θ_x, θ_y угла вылета заменялись на $\theta'_x = \theta_x + \delta\theta_x, \theta'_y = \theta_y + \delta\theta_y$, где $\delta\theta_{x,y}$ — случайные числа, разыгранные по нормальному закону с параметром σ , соответствующим величине угла многократного кулоновского рассеяния дейтрона в веществе полной мишени. Затем вычислялись величины θ' и z' и проводился отбор событий по условиям:

1) z — координата точки взаимодействия находится в районе мишени, т. е. $|z - z_T| \leq 3\sigma_z(\theta)$, 2) трек частицы проходит через рабочую область счетчика S_5 .

В результате отношение эффекта пустой мишени к эффекту полной составило ~ 8 и $\sim 13\%$ соответственно для толстой и тонкой мишеней.

Число событий рассеяния на ядрах мишени вычислялось (после проведения описанной выше процедуры) вычитанием эффекта пустой мишени из эффекта полной. Оно поправлялось на геометрическую эффективность установки, зависящую от угла вылета протона и его импульса.

4. Результаты

Полученные инвариантные сечения $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}(\bar{p})$ при среднем импульсе

протонов $\bar{p}=4,45$ ГэВ/с в зависимости от угла их вылета, были поправлены на эффекты двойного ядерного рассеяния ($\sim 5\%$ для тонкой и $\sim 10\%$ для толстой мишеней). После этого результаты, полученные на тонкой и толстой мишенях, отличались друг от друга не более чем на 10% , что можно принять за верхнюю границу величины систематической погрешности нормировки сечений. Усредненные по обоим мишеням данные приведены на рис. 3. Указанные погрешности включают статистические ошибки измерения и ошибки, обусловленные дискретным характером координатной информации от ПК.

Для определения величины $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}(\theta=0)$ при импульсе стриппинг-

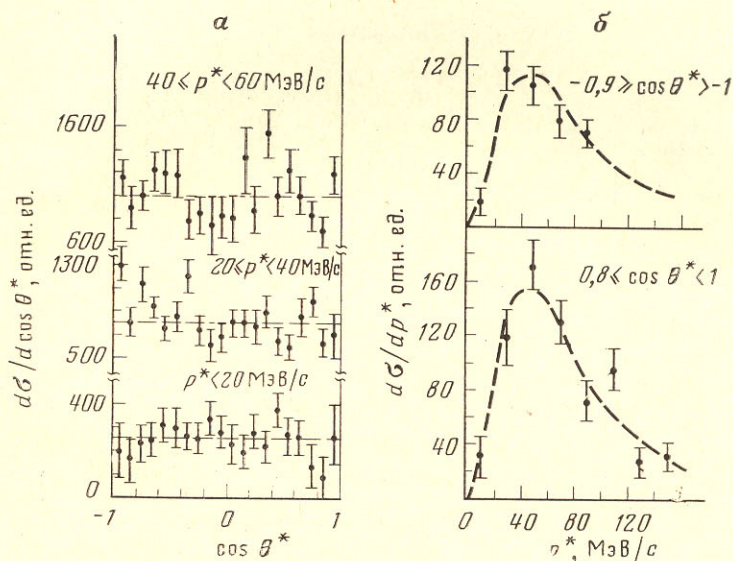


Рис. 4. Распределения протонов-спекторов по величине $\cos \theta^*$ для разных интервалов p^* . Штриховые линии — средние значения $d\sigma/d\cos \theta^*$ — а; б — распределения протонов-спекторов по величине p^* при фиксированных $\cos \theta^*$. Кривыми показан вид распределений, следующий из волновой функции Хюльтена в импульсном представлении

вых протонов $4,45 \pm 0,075$ ГэВ/с, данные (рис. 3) аппроксимировались зависимостью, полученной из волновой функции Хюльтена в импульсном представлении,

$$f(\theta) = A [(\alpha^2 + p_{\perp}^{*2} + p_{\parallel}^{*2})(\beta^2 + p_{\perp}^{*2} + p_{\parallel}^{*2})]^{-2},$$

где A — свободный параметр, $p_{\perp}^* = \bar{p}\theta$, $\alpha = 45,6$ МэВ/с, $\beta = 270$ МэВ/с (звездочкой отмечены величины, относящиеся к системе покоя дейтрона). Значения параметров α и β взяты из работ [5]. В результате было найдено, что

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \left(\theta=0, \bar{p} = \frac{1}{2} p_d \right) = 281 \pm 9 \text{ бн} \cdot \text{с}^3 / \text{ГэВ}^2 \cdot \text{ср}$$

при величине $\chi^2/\text{ст. св.} \approx 1,1$.

Вариация параметра β в пределах 240–270 МэВ/с изменяет полученное в результате аппроксимации значение сечения в пределах его ошибки. Вычисление [2] этого сечения методом Бертокки — Трелеани [3] с использованием различных волновых функций дейтрона дает значение $286 \text{ бн} \cdot \text{с}^3 / \text{ГэВ}^2 \cdot \text{ср}$, которое практически не зависит от выбора волновой функции и хорошо согласуется с измеренной величиной. Такой же расчет,

проведенный с использованием метода ортогонализации Ниссен — Мейера [4] для волновых функций начального дейтрона и возникающей после его развала np -системы, дает результат, который превышает измеренное сечение в 1,4 раза.

Анализировались также (см. рис. 4) распределения по импульсу протона p^* и косинусу угла его вылета θ^* в системе покоя дейтрона. Распределение по $\cos \theta^*$ при фиксированном p^* оказалось близким к изотропному, что согласуется с результатами работы [6], а распределение по p^* при фиксированном $\cos \theta^*$ имеет максимум при $p^* \approx 50$ МэВ/с. Все это соответствует спектаторной модели стриппинга.

Авторы благодарны В. В. Глаголеву за полезные обсуждения наших результатов, З. П. Мотиной и Р. Н. Петровой за большую помощь на всех этапах выполнения данной работы.

Авторы признательны коллективам отделов ЛВЭ ОИЯИ за обеспечение хорошей работы ЭВМ и синхрофазотрона, руководству ЛВЭ за поддержку и обеспечение возможностей проведения эксперимента.

Литература

1. а) *Аблеев В. Г. и др.* ОИЯИ, 13-81-782, Дубна, 1981. б) *Аблеев В. Г. и др.* ПТЭ, 1978, 2, 63. в) *Аблеев В. Г. и др.*, ОИЯИ, Р1-10565, Дубна, 1977.
2. *Ableev V. G. et al.* In: Abstracts of the Contr. Papers, 9 IСОНЕРАNS 91191, 6-10 Jul., 1981, Gif-sur-Yvette, Cedex, 1981, p. A70; JINR, E1-82-377, Dubna, 1982.
3. *Bertocci L., Treleani D.* Nuovo Cim., 1976, 36A, 1.
4. *Nissen-Meyer S.* Nucl. Phys., 1978, A306, 499.
5. *Hulthen L., Sugavara M.* Handbuch Phys., 1957, 39, 1. *Moravcsik M.* Nucl. Phys., 1958, 7, 113. *Danburg J. S.* UCRL-19275, Berkeley, 1969.
6. *Aladashvili B. S. et al.* J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1975, 1, 913.
7. *Воробьев Г. Г. и др.* ЯФ, 1974, 19, 849.

MEASUREMENT OF THE SPECTATOR PROTON YIELD AT ZERO ANGLE IN THE DEUTERON STRIPPING REACTION ON CARBON AT 8.9 GeV/c

ABLEEV V. G., VOROBYEV G. G., ZAPOROZHETS S. A., NOMOFILOV A. A.,
NIKITIN D. K., PISKUNOV N. M., SITNIK I. M., STROKOVSKY E. A.,
STRUNOV L. N., FILIPKOWSKI A., SHAROV V. I.

The invariant cross section of the deuteron stripping on a carbon target is measured at 8.9 GeV/c deuteron momentum. The obtained cross section value for zero detection angle of the stripping proton

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \left(\theta=0, p = \frac{1}{2} p_d \right) = (281 \pm 9) \text{ b} \cdot \text{c}^3 / \text{GeV}^2 \cdot \text{sr}$$

agrees with the value, calculated making use of the Bertocci-Treleani model for deuteron fragmentation. A similar calculation involving the Nissen-Meyer orthogonalization method for the wave functions of the initial deuteron and of the np system, formed as a result of the deuteron disintegration, gives the cross section which exceeds the measured one by a factor of 1.4.