

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3535/82

2/viii-82

1-82-276

+

В.Г.Аблеев,<sup>1</sup> Г.Г.Воробьев, С.А.Запорожец,  
А.А.Номофилов, Д.К.Никитин,<sup>2</sup> Н.М.Пискунов,  
И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов,  
А.Филипковски,<sup>3</sup> В.И.Шаров

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

<sup>1</sup> НИИЯФ МГУ, Москва.

<sup>2</sup> ФТИ, Душанбе.

<sup>3</sup> ИЯИ, Варшава.

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами<sup>3/</sup> мы ранее выполнили подробные измерения<sup>2/</sup> инвариантных сечений реакции



/1/

Для нормировки этих данных нами был проведен специальный эксперимент, о котором сообщается в данной работе. Измерялось инвариантное сечение реакции /1/ при импульсе регистрируемого протона  $\frac{1}{2}p_d$  вблизи угла вылета  $0^\circ$ . Полученные данные имеют самостоятельное значение в связи с проблемой ортогонализации волновых функций начального дейтрона и (np)-системы, возникающей в результате его развала в реакции стриппинга. Эта проблема обсуждалась, например, в работах Бертоки и Трелеани<sup>8/</sup> и Ниссен-Мейера<sup>4/</sup>. Ниже приводится описание эксперимента /п.2/, процедуры обработки данных /п.3/ и полученные результаты /п.4/.

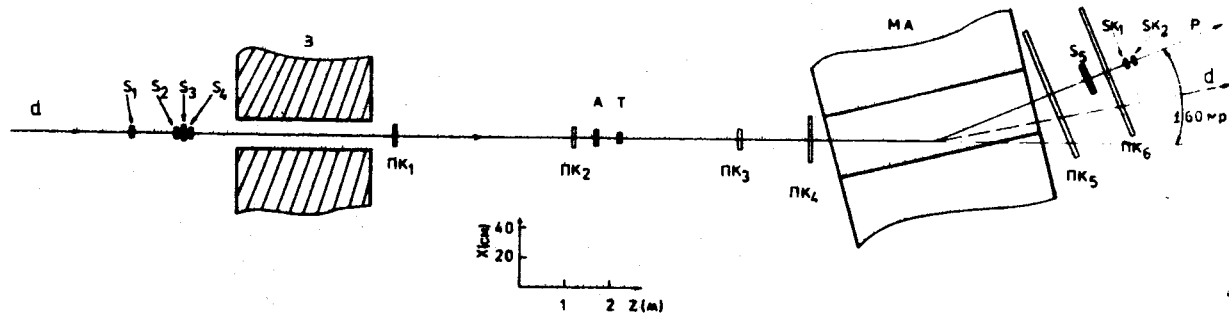
## 2. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент был выполнен на пучке дейтронов с импульсом  $p_d = 8,9$  ГэВ/с и интенсивностью  $3 \div 7 \cdot 10^6$  частиц/с, который выводился из синхрофазотрона за время  $0,3 \div 0,4$  с.

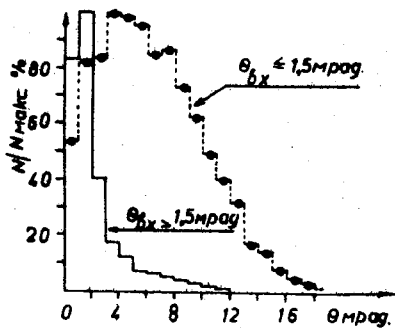
Магнитный спектрометр "АЛЬФА", схема которого показана на рис.1, работал на линии с ЭВМ \* ЕС-1010 и содержал многопро-волочные пропорциональные камеры и сцинтилляционные счетчики. Подробное описание его работы приведено в<sup>1а/</sup>.

Совпадениями  $M = S_2 \wedge S_3 \wedge S_4 \wedge \bar{A} \wedge \{ "1" \text{ в ПК} \}$ , где  $\{ "1" \text{ в ПК} \}$  - у ловие срабатывания в каждой из плоскостей камер ПК1, ПК2 одной и только одной сигнальной проволочки, выделялись мониторинговые частицы.

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 мониторинговой частицы. Магнитное поле в МА устанавливалось так, чтобы в счетчик  $S_5$ , размером  $25 \times 30$  см<sup>2</sup>, попадали протоны со средним импульсом  $4,45$  ГэВ/с. Магнит был прокалиброван методом нити с током; величина магнитного поля в нем контролировалась с точностью  $0,1\%$  датчиком Холла.



**Рис.1.** Схема спектрометра, с помощью которого проводились измерения; S, SK, А - сцинтилляционные счетчики, ПК - пропорциональные камеры, Т - мишень, МА - анализирующий магнит, З - защита. За магнитом МА показаны направления пучка регистрируемых протонов (р) и дейтронов (d).



**Рис.2.** Распределения по углу вылета регистрируемых протонов из мишени для мониторинговых частиц с пространственным углом входа  $\theta_{вх} > 1,5$  мрад /сплошная линия/ и  $\theta_{вх} \leq 1,5$  мрад /пунктир/. Видно, что частицы с  $\theta_{вх} > 1,5$  мрад испытывают в мишени преимущественно многократное кулоновское рассеяние /наиболее вероятный угол рассеяния -1 мрад/.

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

С целью контроля за качеством работы установки, определения ее характеристик и необходимых при восстановлении треков констант около 10% от общего числа событий накапливалось без отбора стриппинговых протонов, т.е. по сигналу М /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 разной толщины:  $3,013 \pm 0,006$  / г/см<sup>2</sup> и  $5,965 \pm 0,008$  / г/см<sup>2</sup>.

Для протонов с импульсом около 4,5 ГэВ/с установка имела разрешение: по углу  $\theta$  вылета из мишени  $-\sigma_{\theta} \approx 0,8$  мр, по импульсу  $-\sigma_p/p \approx 0,5\%$ , по z-координате точки взаимодействия  $-\sigma_z = 2,5/\theta$  для "тонкой" мишени и  $\sigma_z = 3,0/\theta$  - для "толстой" мишени /здесь  $\sigma_z$  измеряется в метрах,  $\theta$  - в миллирадианах/. Эти характеристики приводятся для "пустой" мишени.

### 3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обработка накопленной информации проводилась на ЭВМ ЕС-1040 в основном аналогично процедуре, применявшейся ранее<sup>16/</sup>. Отличия от нее сводились к следующему.

Во-первых, в этом эксперименте пучок дейтронов малой интенсивности формировался коллиматорами. Поэтому в мониторном пучке содержалась примесь / ~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/. Это приводило к выбраковке около 27% событий, накопленных в основном режиме при облучении углеродных мишеней, и около 35% событий, накопленных в том же режиме при облучении пустой мишени. При этом отношение эффекта пустой мишени к эффекту полной составило ~35% и ~50% для "толстой" и "тонкой" мишеней соответственно.

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 параметры ( $\theta, z$ ) событий, зарегистрированных при облучении пустой мишени, приводились к условиям соответствующей полной мишени следующим образом.

Измеренные в плоскости  $(X, Y)$  проекции  $\theta_x, \theta_y$  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  $\sigma$ , соответствующим величине угла многократного кулоновского рассеяния дейтрона в веществе полной мишени. Затем вычислялись величины  $\theta'$  и  $z'$  и проводился отбор событий по условиям:

-  $z$  - координата точки взаимодействия находится в районе мишени, т.е.  $|z - z_T| \leq 3\sigma_z(\theta)$ ;

- трек частицы проходит через рабочую область счетчика  $S_B$ . В результате отношение эффекта пустой мишени к эффекту полной составило  $\sim 8\%$  и  $\sim 13\%$  для толстой и тонкой мишеней соответственно.

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  $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}(\theta)$  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 обеим мишеням данные приведены на рис.3. Указанные погрешности включают статистические ошибки измерения и ошибки, обусловленные дискретным характером координатной информации от ПК.

Для определения величины  $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}(\theta = 0)$  при импульсе стриппинговых протонов  $/4,45 \pm 0,075/$  ГэВ/с данные /рис.3/ аппроксимировались зависимостью, полученной из волновой функции Хюльтена в импульсном представлении:

$$f(\theta) = \frac{A}{(\alpha^2 + p_{\perp}^{*2} + p_{\parallel}^{*2})^2 (\beta^2 + p_{\perp}^{*2} + p_{\parallel}^{*2})^2}, \quad /2/$$

где  $A$  - свободный параметр,  $p_{\perp}^* = \bar{p}\theta$ ,  $\alpha = 45,6$  МэВ/с,  $\beta = 270$  МэВ/с /звездочка отмечает величины, взятые в системе покоя дейтрона/. Значения параметров  $\alpha$  и  $\beta$  взяты из работ<sup>15/</sup>. В результате было найдено, что

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} (\theta = 0, \bar{p} = \frac{1}{2} p_d) = (281 \pm 0) \frac{6 \cdot \text{ГэВ}}{\text{ср.} (\text{ГэВ}/\text{с})^3} \quad /3/$$

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

Вариация параметра  $\beta$  в пределах  $/240 \div 270/$  МэВ/с изменяет полученное в результате аппроксимации значение сечения в пределах его ошибки. Вычисление <sup>2/3/</sup> этого сечения методом Бертокки-Трелеани <sup>3/3/</sup> с использованием различных волновых функций дейтрона дает значение  $288 \frac{6 \cdot \text{ГэВ}}{\text{ср.} (\text{ГэВ}/\text{с})^3}$ , которое практически не зависит от выбора волновой функции и хорошо согласуется с измеренной величиной. Такой же расчет, проведенный с использованием метода ортогонализации Ниссен-Мейера <sup>4/4/</sup> для волновых функций начального дейтрона и возникающей после его развала (пр)-системы, дает результат, превышающий измеренное сечение в 1,4 раза.

Анализировались также /см. рис. 4/ распределения по импульсу протона  $p^*$  и косинусу угла вылета  $\theta^*$  в системе покоя дейтрона. Распределение по  $\cos\theta^*$  при фиксированном  $p^*$  оказалось близким к изотропному, что согласуется с результатами работы <sup>8/8/</sup>, а распределение по  $p^*$  при фиксированном  $\cos\theta^*$  имеет максимум при  $p^*_{\text{вер}} \approx 50$  МэВ/с. Все это соответствует спектаторной модели стриппинга.

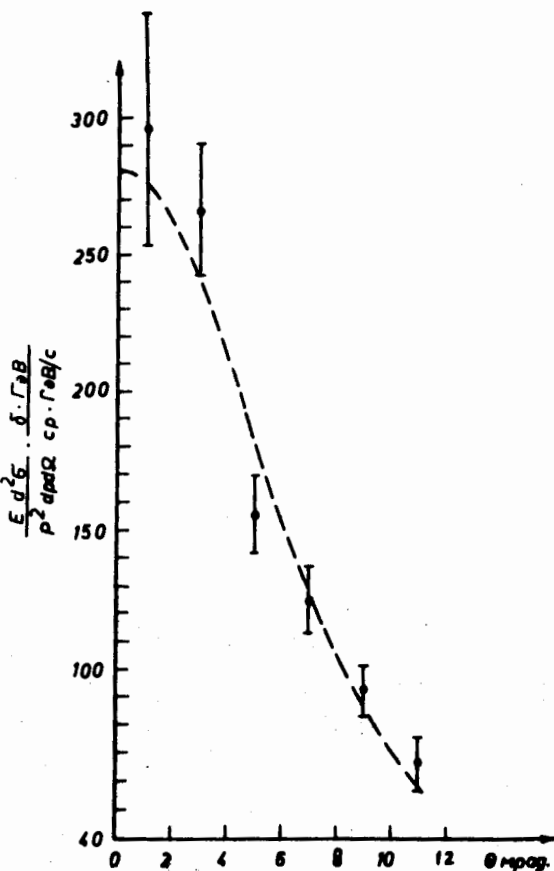


Рис. 3. Зависимость инвариантного сечения выхода протонов-спектаторов от угла вылета при импульсе протонов  $/4,45 \pm 0,075/$  ГэВ/с. Линия - результат подгонки функции  $f(\theta)$  /см. текст/ к данным.

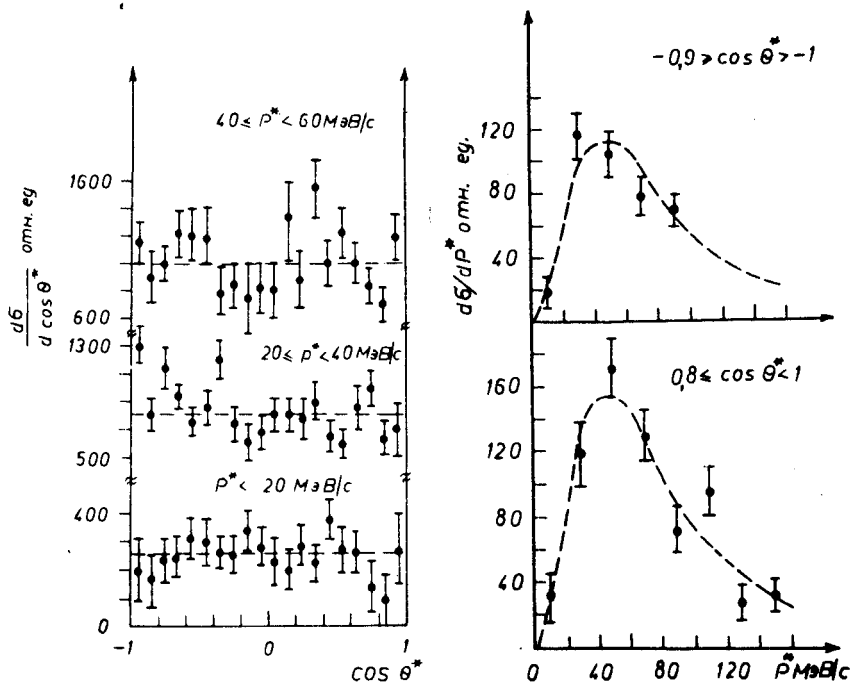


Рис. 4. а/ Распределения протонов-спектаторов по величине  $\cos \theta^*$  для разных интервалов  $p^*$ . Линии - среднее значение  $d\sigma/d\cos \theta^*$ . б/ Распределения протонов-спектаторов по величине  $p^*$  при фиксированных  $\cos \theta^*$ . Линиями показан вид распределений, следующий из волновой функции Хюльтена в импульсном представлении.

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 Лаборатории высоких энергий ОИЯИ за обеспечение хорошей работы ЭВМ и синхрофазотрона, руководству Лаборатории - за поддержку и обеспечение возможностей проведения эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. а/ Аблеев В.Г. и др. ПТЭ, 1978, 2, с.63.  
б/ Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, 13-81-782, Дубна, 1981.
2. Ableev V.G. et al. In: Abstracts of the Contr.Papers, 9 ICOMEPANS 91191, 6-10 Juillet 1981, Gif-sur-Yvette, Cedex, 1981, p. A70.
3. Bertocci L., Treleani D. Nuovo Cim., 1976, 36A, p.1.
4. Nissen-Meyer S. Nucl.Phys., 1978, A306, p. 499.
5. Hulthen L., Sugavara M. Handbuch der Phys., 1957, 39, p.1;  
Moravcsik M. Nucl.Phys., 1958, 7, p.113;  
Danburg J.S. UCRL-19275, Berkeley, 1969.
6. Aladashvili B.S. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1975, 1, p. 913.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 апреля 1982 года.