

12/5.70

Д-341

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4985



Л.С. Ажгирей, З.В. Крумштейн, Нго Куанг Зуй,
В.И. Петрухин, Д.М. Хазинс, З. Цисек

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

СПЕКТР БЫСТРЫХ ДЕЙТОНОВ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

1970

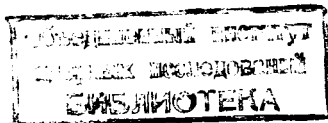
P1 - 4985

Л.С. Ажгирей, З.В. Крумштейн, Нго Куанг Зуй,
В.И. Петрухин, Д.М. Хазинс, З. Цисек

СПЕКТР БЫСТРЫХ ДЕЙТОНОВ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Направлено в ЯФ

Доложено на III Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Нью-Йорк, сентябрь 1969 г.



Ажгирей Л.С., Крумштейн З.В., Нго Куанг Зуй,
Петрухин В.И., Хазинс Д.М., Цисек З.

P1-4985

Спектр быстрых дейтонов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с ядрами углерода

С помощью магнитного спектрометра и спектрометра по времени пролета в интервале импульсов от 700 до 1700 Мэв/с измерен спектр дейтонов, испускаемых под углом $6,5^\circ$ при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с ядрами углерода. Обнаружен новый интенсивный канал образования дейтонов - с рождением пионов.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1970**

Azhgirey L.S., Krumstein Z.V., Ngo Kuang Zu, P1-4985
Petrukhin V.I., Khazins D.M., Cisek Z.

Spectrum of Fast Deuterons Emitted in the Interaction
of 670 MeV Protons with Carbon Nuclei

Using the magnetic and the time-of-flight spectrometers the spectrum of deuterons emitted at an angle of $6,5^\circ$ in the interaction of 670 MeV protons with carbon nuclei was measured in the momentum range from 700 up to 1700-MeV/c. A new intense channel of the deuteron production (with the pion production) was observed.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1970**

С помощью магнитного спектрометра и спектрометра по времени пролета в интервале импульсов от 700 Мэв/с до 1700 Мэв/с измерен спектр дейтонов, испускаемых под углом $6,5^\circ$ при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с ядрами углерода. Помимо наблюдавшегося ранее ^{/1,2/} пика дейтонов, обусловленного квазиупругим рассеянием протонов на двухнуклонных группах внутри ядра, в импульсном спектре вторичных частиц обнаружены дейтоны, образующиеся в реакции $p + N \rightarrow d + \pi$ на нуклонах ядра. Дифференциальное сечение реакции $p + N \rightarrow d + \pi$ на нуклонах ядра углерода, ранее не наблюдавшейся, $d\sigma/d\omega \leq (27,9 \pm 3,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$. Импульсное распределение дейтонов, отвечающих этой реакции, качественно согласуется с расчётами, выполненными в рамках модели независимых частиц.

В в е д е н и е

При бомбардировке ядер протонами высокой энергии, как это было показано при 675 Мэв в Дубне ^{/1/} и при 1 Гэв в Брукхейвене ^{/2/}, наблюдается образование высокоэнергетичных дейтонов, отвечающее процессу упругого рассеяния протонов на квазидейтонных группах внут-

ри ядра. В этих опытах экспериментально исследовалась только самая жесткая часть импульсного спектра дейтонов. В настоящей работе описаны результаты измерений импульсного спектра дейтонов, образуемых под углом $6,5^\circ$ при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв. с ядрами углерода, в широком интервале импульсов дейтонов, от 700 до 1700 Мэв/с.

Экспериментальная установка

Схема опыта приведена на рис. 1. Выведенный из синхроциклотрона ОИЯИ пучок протонов с энергией 672 Мэв с помощью квадрупольных линз КЛ фокусировался на мишень. Размеры пучка на мишени составляли ≈ 5 мм в горизонтальной и ≈ 70 мм в вертикальной плоскостях^{х/}. Мишень представляла собой углеродную пластину размером 10×10 см² и толщиной по пучку $1,46$ г/см². Энергия первичного пучка в середине мишени составляла 670 Мэв. Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом $\theta = 6,5^\circ$ к направлению первичного пучка, выделялись коллиматором K_1 , анализировались с помощью магнита M по импульсу и, пройдя коллиматор K_2 , попадали в регистрирующую аппаратуру. В условиях данного эксперимента расходимость пучка вторичных частиц составляла $\pm 0,6^\circ$, разрешающая способность магнитного спектрометра $\Delta p/p = \pm 1,8\%$.

Вторичные частицы регистрировались телескопом сцинтилляционных счётчиков $S_1 S_2 S_3 S_4$; счётчики S_2 и S_4 , разнесённые на расстояние 5,6 м, служили "базовыми" для идентификации частиц по

^{х/} Размеры и форма пучка на мишени подбирались визуально при помощи телевизионной установки по свечению пластического сцинтиллятора, помещаемого в месте расположения мишени.

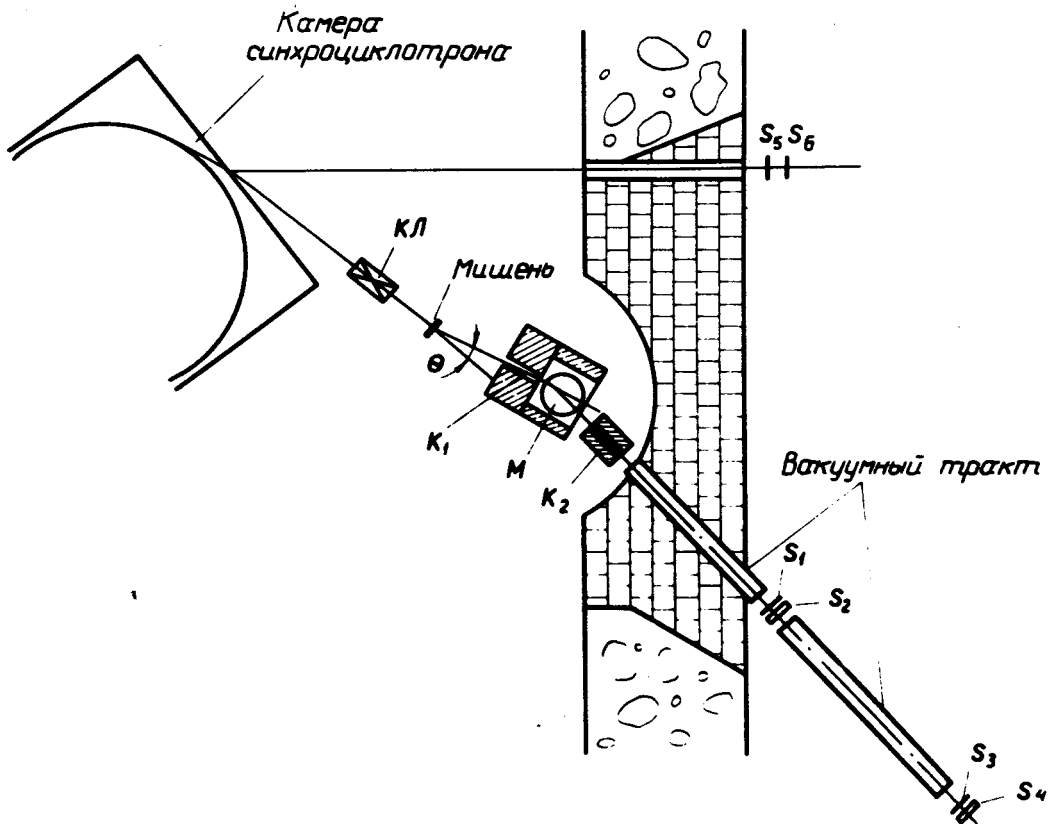


Рис. 1. Схема опыта: КЛ - квадрупольная линза; K_1 , K_2 - коллиматоры, М - магнит; S_1 - S_6 - сцинтилляционные счётчики.

времени пролета. Путь частиц от входа в коллиматор K_2 до счётчика S_1 и между счётчиками S_2 и S_3 проходил в вакууме. Общее количество вещества на пути вторичных частиц от мишени до счётчика S_3 составляло $1,7 \text{ г/см}^2 \text{ СН}$, из них $1,2 \text{ г/см}^2 \text{ СН}$ приходилось на долю сцинтилляторов счётчиков S_1 и S_2 . Для мониторинга первичного пучка протонов использовался телескоп из двух сцинтилляционных счётчиков $S_5 S_6$, направленный на выходное окно камеры ускорителя в месте выхода протонного пучка. Блок-схема электронной аппаратуры показана на рис. 2. Сигналы от быстрых схем совпадений $СС_1$ и $СС_2$ (с разрешающим временем $2\tau = 10$ нсек) поступают на схемы ворот $СВ_1$ и $СВ_2$, которые срабатывают, если время пролета частицы между "базовыми" счётчиками не превышает 100 нсек. Выходные сигналы схем ворот открывают линейные схемы пропускания $СП_1$, $СП_2$ и $СП_3$, которые пропускают импульсы от "базовых" счётчиков на конвертор, состоящий из двух время-амплитудных преобразователей и сумматора^{/3/}. Сигналы с конвертора подаются на амплитудный анализатор.

В цепь запуска линейных схем пропускания включена схема, блокирующая сигналы запуска схем пропускания в течение мертвого времени анализатора. Это обеспечивало работу тракта временного анализа без перегрузок, а также позволяло более эффективно использовать анализатор при больших интенсивностях вторичных частиц. Спектрометр по времени пролета имел разрешение $2\tau = 0,9$ нсек.

Процедура измерений и обработка результатов

Типичный спектр по времени пролета при заданном значении импульса регистрируемых частиц показан на рис. 3. Значения масс зарегистрированных частиц, вычисленные из известных значений импульса

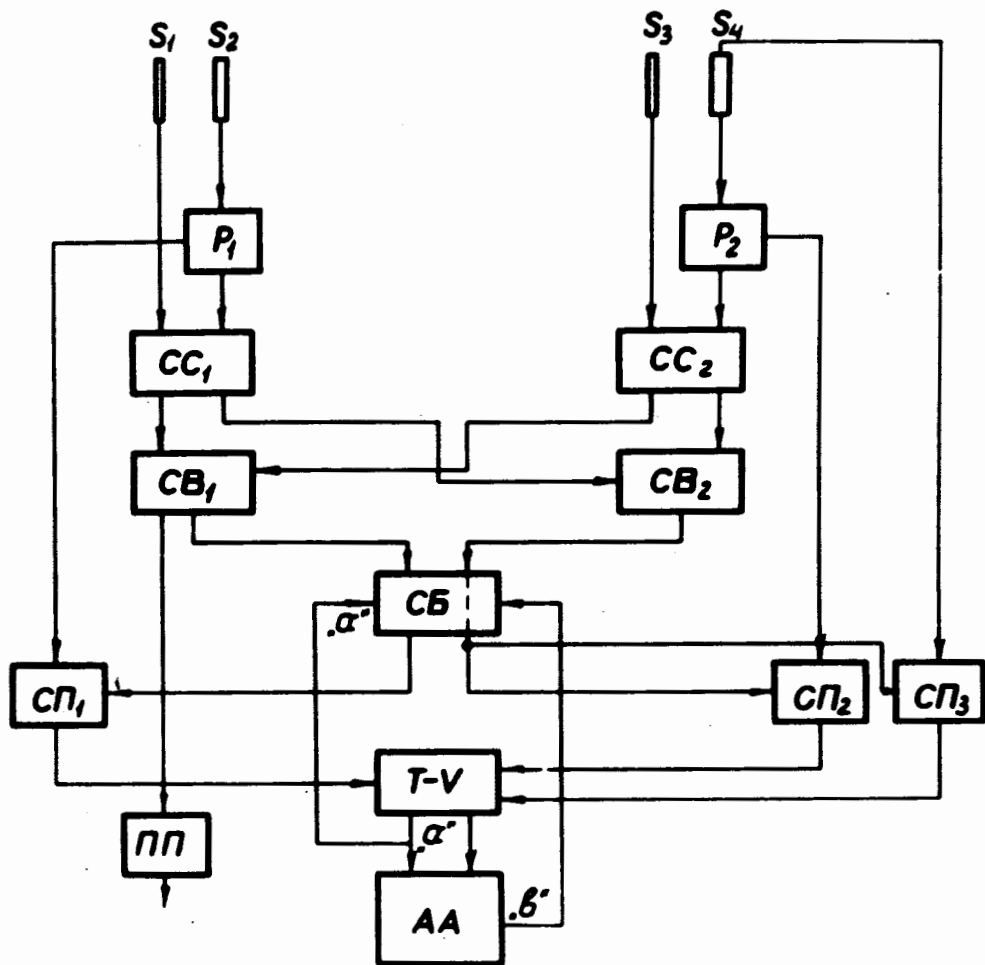


Рис. 2. Блок-схема электронной аппаратуры: $S_1 - S_4$ - сцинтилляционные счётчики; P_1, P_2 - разветвители; $CC_1 - CC_2$ - схемы совпадений; $CB_1 - CB_2$ - схемы ворот; CB - схема блокировки; $СП_1, СП_2, СП_3$ - схемы пропускания; $T-V$ - время-амплитудный преобразователь; $ПП$ - пересчётный прибор; AA - амплитудный анализатор.

и времени пролета, показывают, что левый пик обусловлен дейтонами, а правый – протонами. Процедура измерений сводилась к получению время-пролетных спектров вторичных частиц при различных значениях напряженности магнитного поля анализирующего магнита с мишенью и без нее. Интенсивность выхода дейтонов n_d с заданным значением импульса P вычислялась из спектров по времени пролета по формуле:

$$n_d = \left\{ \left(\frac{N_d}{N} \cdot \frac{n}{m} \right)_M - \left(\frac{N_d}{N} \cdot \frac{n}{m} \right)_\Phi \right\} \frac{1}{f \cdot P} \quad (1)$$

Здесь индексы M и Φ относятся, соответственно, к измерениям с мишенью и без нее, N – общая площадь время-пролетного спектра, N_d – площадь под пиком, отвечающим дейтонам, n – скорость счёта телескопа S_1-S_4 , m – скорость счёта монитора, f – эффективность регистрации вторичных частиц. Скорости счёта без мишени при всех значениях импульсов составляли несколько % от скоростей счёта с мишенью.

Фактор f включает в себя поправки на просчёты регистрирующей аппаратуры, на многократное рассеяние дейтонов в мишени, в воздухе и в сцинтилляторах счётчиков. Для определения поправки на просчёты было измерено эффективное мертвое время телескопа S_1-S_4 , которое оказалось равным (11 ± 2) мксек^{x/}. При максимальной скорости счёта телескопа $\approx 10^4$ частиц/сек поправка на просчёты не превышала 15%.

^{x/} При определении истинного мертвого времени телескопа учитывалась скважность работы ускорителя.

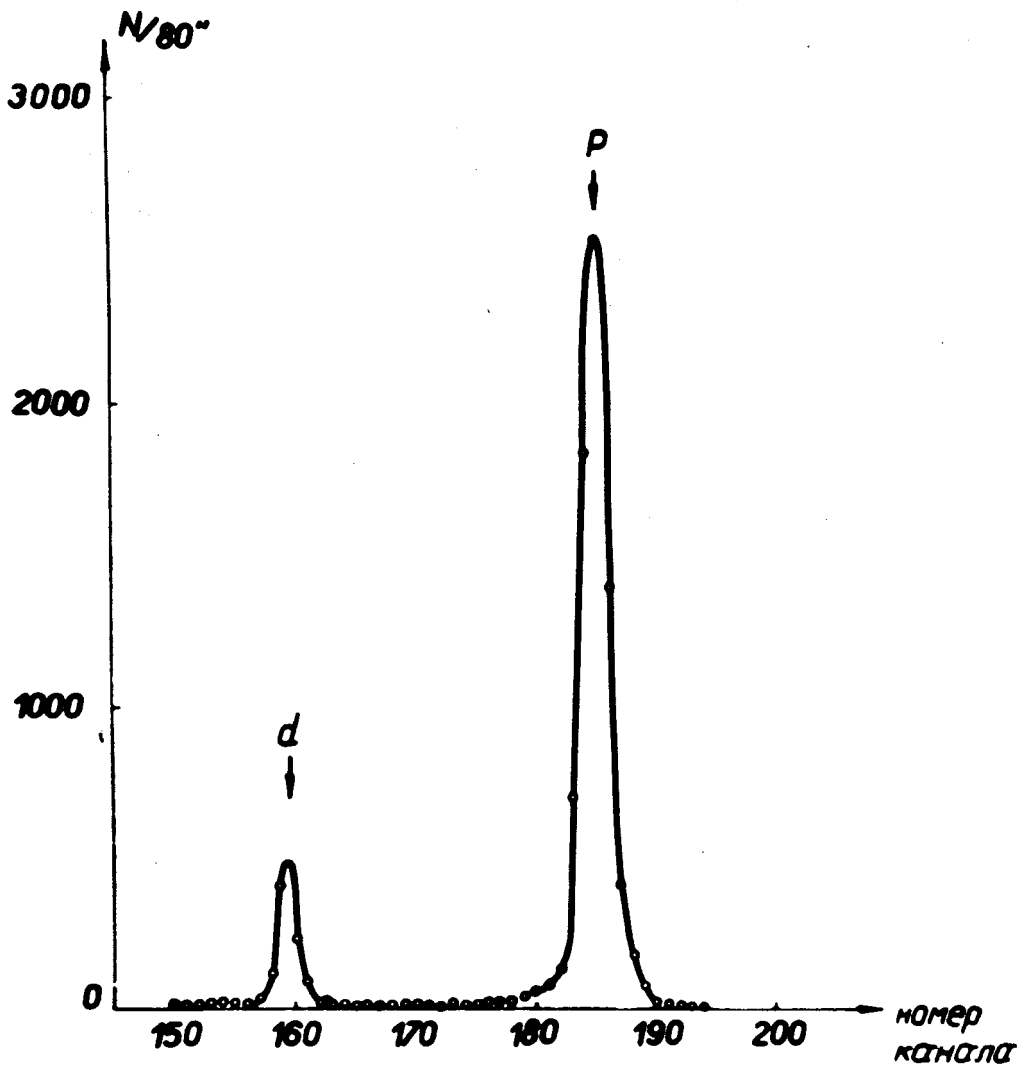


Рис. 3. Типичный спектр по времени пролета для вторичных частиц,
 $p = 1236$ Мэв/с.

Для определения поправки на рассеяние в мишени были выполнены измерения спектров дейтонов для трех углеродных мишеней различной толщины (1,46; 4,9; 7,8 г/см²), результаты этих измерений экстраполировались к значениям для мишени нулевой толщины. Было найдено, что величина поправки для мишени толщиной 1,46 г/см² изменяется от 10% при импульсе дейтонов $p = 700$ Мэв/с до пренебрежимо малого значения при $p = 1550$ Мэв/с.

Поправка на многократное рассеяние вычислялась по формулам Штернхаймера^{/4/} с учётом ионизационных потерь^{/5/}. Для определения параметров, входящих в формулы Штернхаймера, - эффективной толщины рассеивателя a и отношения площади поперечного сечения пучка без рассеивателя в месте расположения последнего счётчика к площади сцинтиллятора этого счётчика γ - были проведены измерения зависимости скорости счёта дейтонов и протонов от толщины рассеивателя, помещаемого перед счётчиком S_1 и S_2 . Измерения проводились при значениях импульса 745, 1092 и 1445 Мэв/с и дали следующие результаты:

$$a = (1,70 \pm 0,15) \text{ г/см}^2 \text{ СН} , \quad \gamma = 1,35 \pm 0,15.$$

Рассчитанный при этих значениях параметров поправочный множитель $1/f$ показан на рис. 4 в зависимости от импульса.

Средний импульс дейтонов, зарегистрированных на данном время-пролетном спектре, находился из отношения величины магнитного поля анализирующего магнита при измерении данного спектра к значению поля, отвечающему максимуму дифракционного пика рассеянных протонов. Зависимость напряженности магнитного поля анализирующего магнита от тока в его обмотках определялась методом ядерного магнитного резонанса. При построении импульсных спектров дейтонов учитывались потери энергии в веществе мишени.

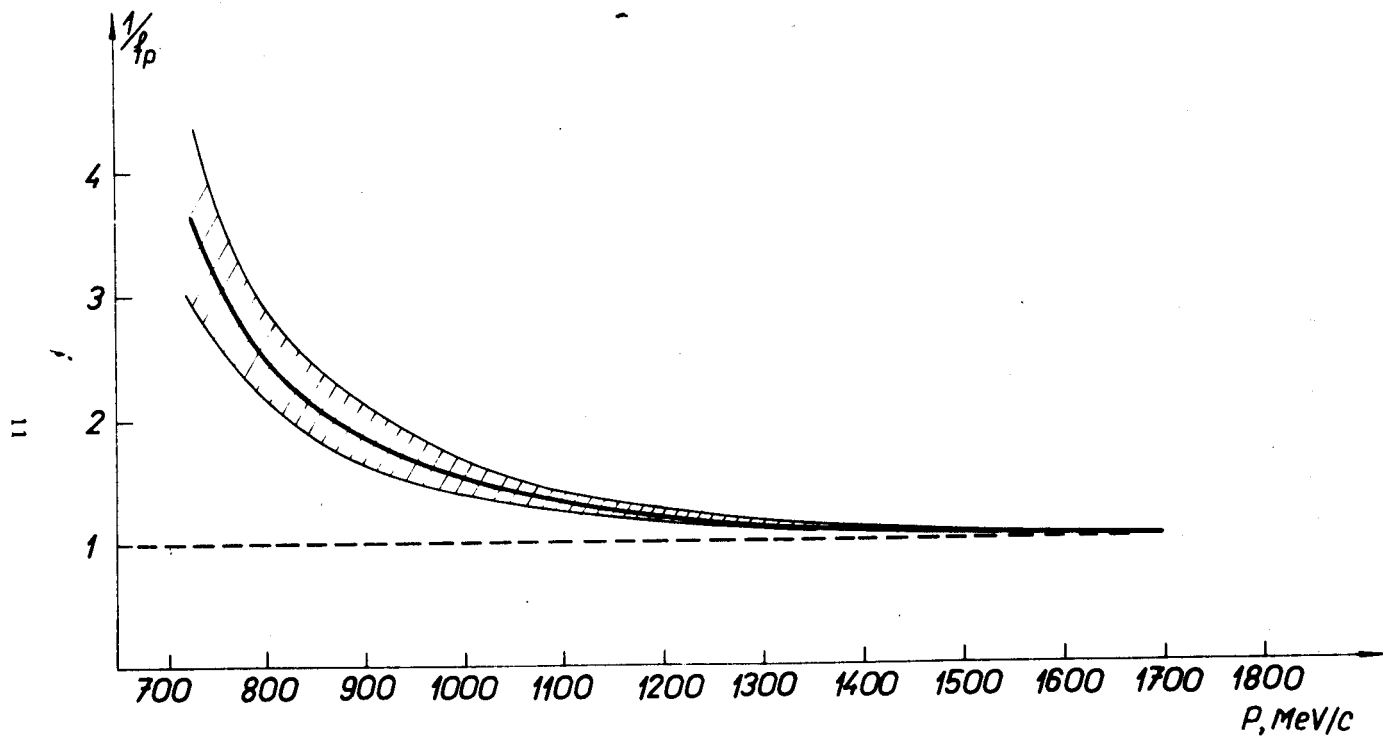


Рис. 4. Поправка на многократное рассеяние в зависимости от импульса дейтронов. Заштрихованная область - коридор ошибок.

Диапазон импульсов, в котором производились измерения, ограничен снизу значением $p \approx 700$ Мэв/с. Это ограничение связано как с уменьшением выхода медленных дейтонов, так и с многократным рассеянием дейтонов в мишени, воздухе и сцинтилляторах счётчиков S_1 и S_2 , которое, как это видно из рис. 4, сильно возрастает с уменьшением импульса. Порог регистрации спектрометра по времени пролета, определяемый пробегом дейтонов в веществе, был равен ≈ 600 Мэв/с.

Наибольшие экспериментальные трудности при проведении настоящих опытов были связаны с регистрацией дейтонов в области пика от дифракционного рассеяния протонов на ядрах углерода. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 5 показаны зависимости выхода вторичных частиц (штриховая кривая) и отношения числа дейтонов к полному числу частиц на время-пролетных спектрах (сплошная кривая) от импульса. Видно, что доля дейтонов во время-пролетных спектрах в области дифракционно рассеянных протонов ($p \approx 1300$ Мэв/с) резко уменьшается. При ограниченной скорости регистрации событий амплитудным анализатором это приводит к значительному уменьшению статистики в дейтонном пике. С другой стороны, при этом загрузка всех электронных схем достигает максимальных в условиях наших опытов значений ($\approx 10^4$ частиц/сек), что приводит к увеличению отношения фон-эффект.

Одновременно с измерением импульсного спектра дейтонов от углерода и в одинаковых экспериментальных условиях производились также измерения импульсного спектра дейтонов от реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$. Эффект от водорода определялся по разности эффектов от полиэтиленовой и углеродной мишеней, эквивалентных по тормозным способностям. Результаты измерений реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$ на свободных протонах использовались для нахождения абсолютных значений дифференциальных

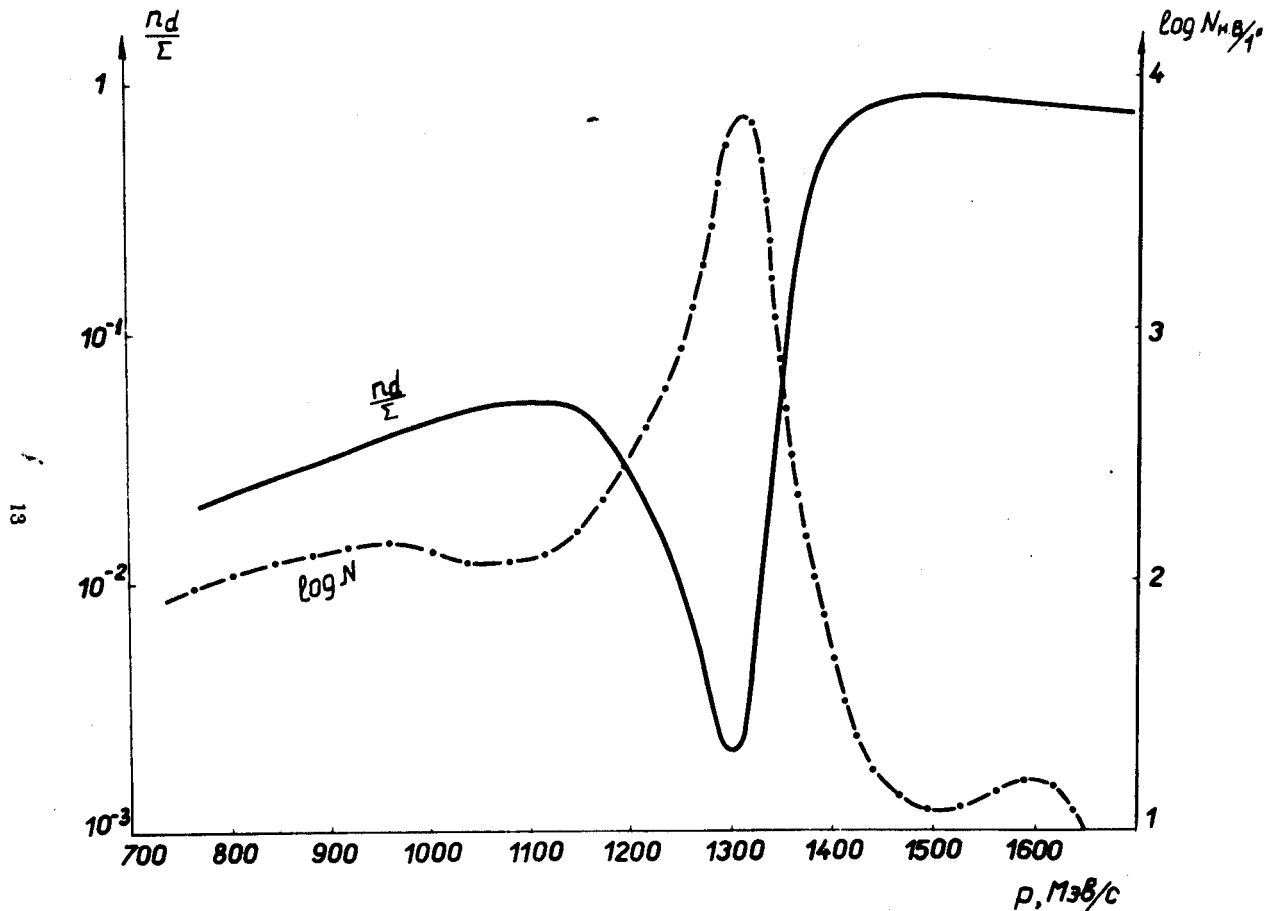


Рис. 5. Зависимость выхода вторичных частиц (пунктирная кривая) от их импульса. Сплошная кривая - отношение числа дейтронов к полному числу частиц на время-пролетном спектре при заданном импульсе p .

сечений выхода дейтонов от углерода, а также служили для контроля калибровки импульсной шкалы.

Импульсные спектры дейтонов. Обсуждение
результатов

На рис. 6 показан импульсный спектр дейтонов от реакции



на свободных протонах. Спектр состоит из двух пиков, отвечающих вылету дейтонов в реакции (2) в системе центра масс "вперед" ($\theta^* = 37^\circ$) и "назад" ($\theta^* = 158^\circ$). Положения пиков хорошо совпадают с рассчитанными по кинематике реакции значениями импульсов 1378 и 859 Мэв/с для вылета "вперед" и "назад", соответственно. Ширины пиков ≈ 45 Мэв/с характеризуют импульсное разрешение магнитного спектрометра. Нормировка импульсного спектра дейтонов от р-р-соударений производилась по пику дейтонов в реакции (2), соответствующему вылету дейтонов "вперед" в с.ц.м., поскольку его площадь больше второго пика, а неопределенность, связанная с поправками на многократное рассеяние, в этой области импульсов невелика.

Угловые зависимости дифференциального сечения и полные сечения реакции (2) и обратного ей процесса при близких значениях полной энергии в с.ц.м. измерялись в работах /6-8/. На основании интерполяции результатов работ /6-8/ к энергии первичных протонов в лаб. системе 670 Мэв и углу регистрации дейтонов $6,5^\circ$ полагалось, что пло-

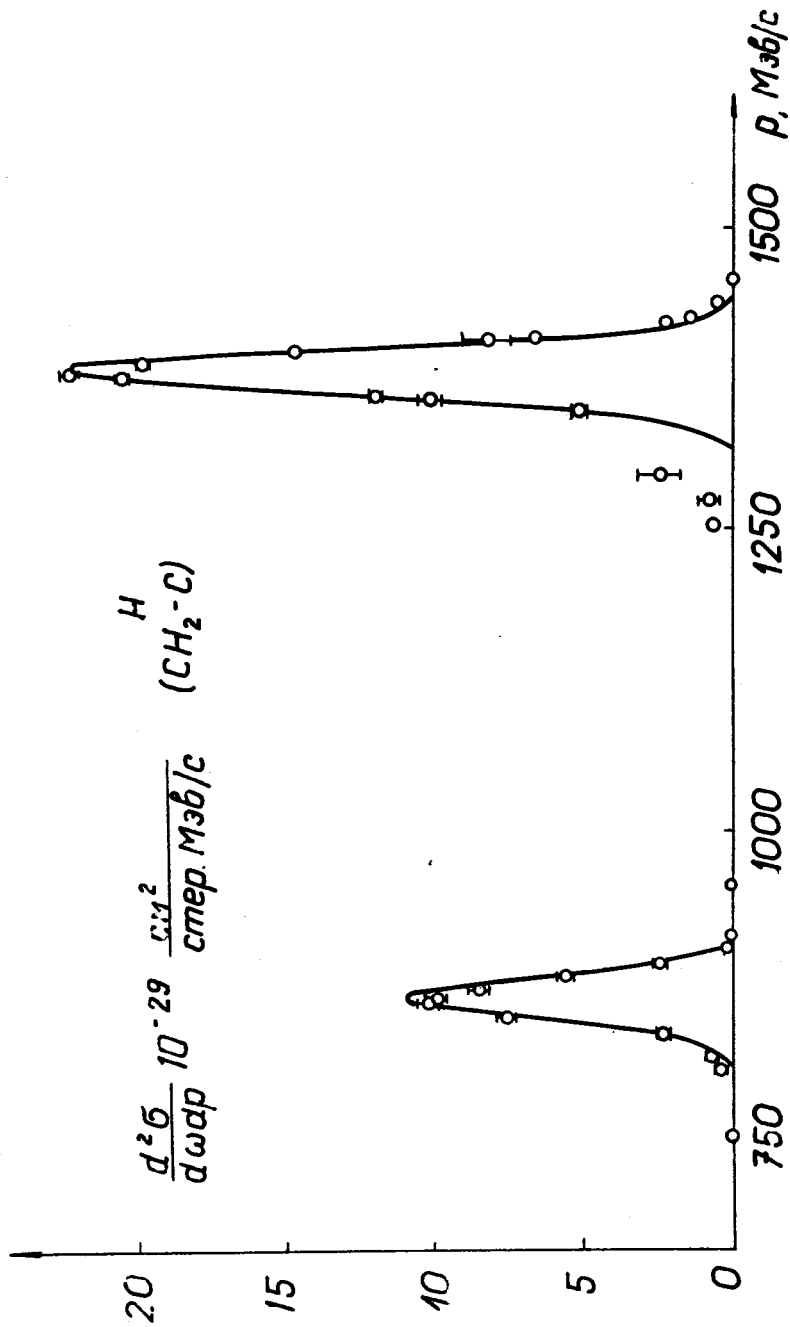


Рис. 6. Импульсный спектр дейтронов от реакции $pp \rightarrow d + \pi^+$ на свободных протонах.

шадь пика при $P = 1378$ Мэв/с на рис. 6 соответствует дифференциальному сечению

$$d\sigma/d\omega = (10,34 + 0,34) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.}$$

Импульсный спектр дейтонов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами углерода, показан на рис. 7. Характерной особенностью этого спектра является наличие двух пиков при значениях импульсов 1585 и 1360 Мэв/с, которые по кинематическим соображениям можно отнести только к "двухчастичным" реакциям.

Пик при $p_d = 1585$ Мэв/с обусловлен квазиупругим рассеянием протонов на двухнуклонных ассоциациях ядра углерода, т.е. реакцией



Этот процесс наблюдался ранее ^{/1,2/}. Наблюдаемое небольшое смещение пика влево относительно значения $p_d = 1623$ Мэв/с, отвечающего свободному pd -рассеянию, соответствует энергии отделения дейтонов для ядра углерода, составляющей 25 Мэв. Тот факт, что ширина пика, отвечающего реакции (3), заметно превышает импульсное разрешение спектрометра, по-видимому, связан с внутриядерным движением двухнуклонных ассоциаций в ядрах углерода. Если допустить, что внутриядерное распределение импульсов двухнуклонных ассоциаций является гауссовым, то из полученных результатов можно оценить среднюю кинетическую энергию движения двухнуклонных кластеров T_0 ; такая оценка приводит к значению $T_0 \approx 15$ Мэв. Дифференциальное сечение реакции

x/ Здесь * означает, что на оставшиеся 10 нуклонов в этом случае приходится малая энергия; при этом, однако, они могут и не образовывать ядра с массой 10.

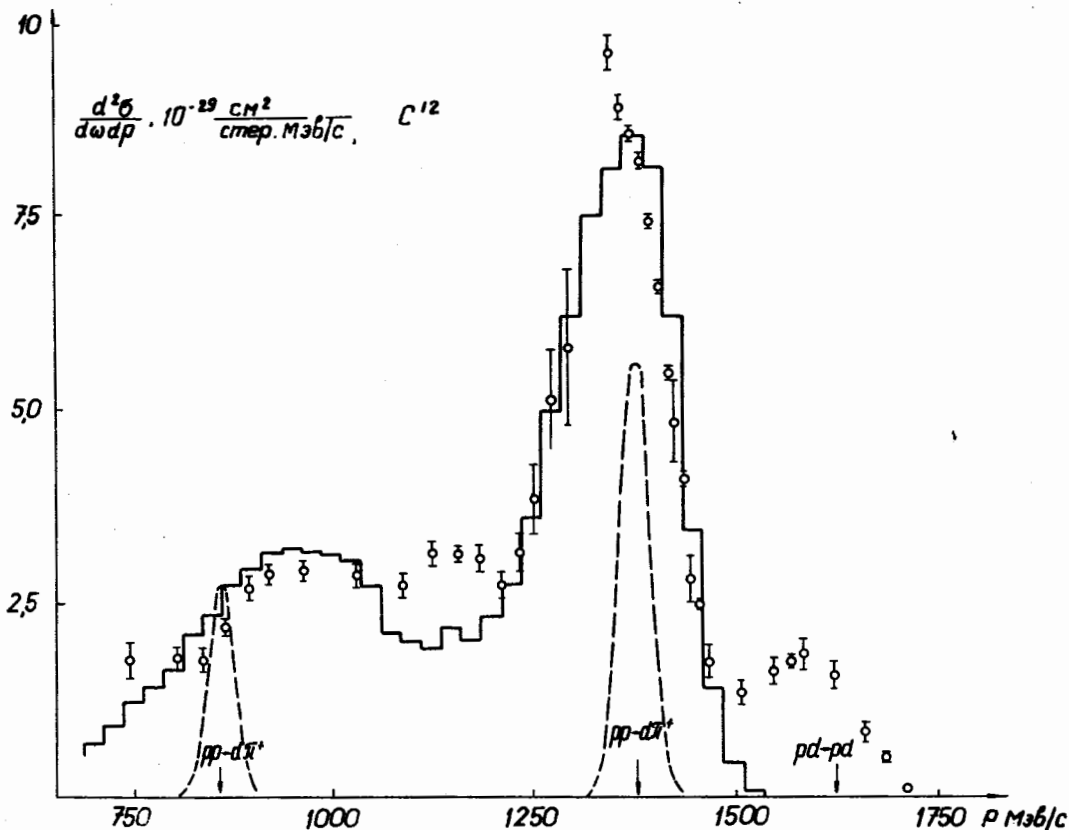


Рис. 7. Импульсный спектр дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв на ядре углерода. Гистограмма- спектр, рассчитанный для ядра углерода по модели независимых частиц (см. текст) в предположении, что дейтроны образуются только в реакции $pN \rightarrow d\pi$ на отдельных нуклонах ядра углерода. Пунктирные кривые - экспериментально наблюдаемые в тех же условиях дейтронные пики от реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ - на свободных протонах. Стрелками указано положение центров тяжести пиков дейтронов от соответствующих реакций.

(3), найденное в предположении, что форма соответствующего пика описывается гауссовым распределением, составляет $(2,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стер}$. Приведенные результаты исследования процесса (3) согласуются с предыдущими /1/.

Пик в районе импульса 1360 Мэв/с кинематически соответствует образованию дейтонов в реакциях



на связанных нуклонах ядра с вылетом дейтона в с.ц.м., "вперед", т.е. процессу



происходящему с малой передачей энергии остаточному ядру. Пик, отвечающий реакции (6) с вылетом дейтонов в с.ц.м. "назад", в спектре дейтонов не выделяется. Это может быть обусловлено сильным его уширением из-за внутриядерного движения нуклонов и перерассеянием образовавшихся относительно медленных дейтонов в ядерном веществе.

Помимо кинематически идентифицируемых квазидвухчастичных реакций (3) и (6), в образование дейтонов могут давать вклад также различные неупругие процессы (такие, например, как реакции (p, dNN) , $p, d\pi N$). Площадь спектра дейтонов с импульсами $p_d \geq 700 \text{ Мэв/с}$ за вычетом пика, отвечающего реакции (3), соответствует дифференциальному сечению $(37,9 \pm 3,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стер}$. В приведенную ошибку

включены статистические ошибки измерений и ошибка нормировки. Указанная величина может служить верхней оценкой дифференциального сечения реакции (6).

Для того чтобы понять основные особенности импульсного спектра быстрых дейтонов, испускаемых при бомбардировке ядра углерода протонами с энергией 670 Мэв, были выполнены расчёты импульсных распределений дейтонов от реакций (4) и (5), происходящих на нуклонах ядра. При этом столкновения падающих протонов с нуклонами ядра рассматривались как столкновения со свободными независимыми частицами, но с учётом того, что частицы ядра имеют некоторый импульс. Вычисления производились по методу Монте-Карло; процедура расчётов состояла в следующем. Рассматривалось взаимодействие падающего протона с внутриядерным нуклоном, вектор импульса которого принимал случайные значения в соответствии с заданной функцией распределения. Для каждого разыгрываемого случая столкновения вычислялись значения импульса дейтона, регистрируемого под заданным углом в лаб. системе, а также полная энергия E^* и угол вылета дейтона θ^* в с.ц.м. двух сталкивающихся нуклонов. Число взаимодействий, приводящих к заданному импульсу дейтона, записывалось в инвариантном виде^{/9/}. Каждому разыгрываемому случаю столкновения сопоставлялось дифференциальное сечение процесса (4) $\frac{d\sigma}{d\omega}(E^*, \cos \theta^*)$, которое затем пересчитывалось в лаб. систему. В соответствии с гипотезой зарядовой независимости предполагалось, что дифференциальные сечения реакций (4) и (5) связаны соотношением $d\sigma/d\omega(pp \rightarrow d\pi^+) = 2 \frac{d\sigma}{d\omega}(pn \rightarrow d\pi^0)$.

Экспериментальные данные о дифференциальном сечении реакции (4), в соответствии с результатами работы^{/8/}, аппроксимировались выражением

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\sigma}{4\pi\left(A + \frac{1}{3} - \frac{1}{5}B\right)} (A + \cos^2 \theta^* - B \cos^4 \theta^*).$$

Значения полного сечения реакции (4) σ и коэффициентов в угловом распределении А и В аппроксимировались аналитическими зависимостями от E^* , полученными на основании экспериментальных результатов исследования процесса (4) (ссылки на другие экспериментальные работы, см., например, в^{/8/}).

В отношении импульсного распределения нуклонов в ядре углерода предполагалось, что для нуклонов, находящихся на s -оболочке, оно соответствует гауссовому распределению $\exp(-q^2 / q_s^2)$, а для нуклонов p -оболочки описывается функцией $q^2 \exp(-q^2 / q_p^2)$. Импульсные распределения нуклонов на s - и p -оболочках, записанные в таком виде, соответствуют волновой функции ядра углерода в случае потенциала, выбранного в виде гармонического осциллятора. При вычислении импульсного распределения дейтронов использовались значения $q_s = 157$ Мэв/с и $q_p = 94$ Мэв/с, найденные в опытах по рассеянию электронов с энергией 600 Мэв на углероде^{/10/}. Так как вычисления не учитывали наличия потенциальной ямы и эффектов возбуждения остаточных ядер, вычисленные распределения сдвигались в сторону меньших импульсов на величины $Q_s = 36$ Мэв и $Q_p = 16$ Мэв, соответствующие энергиям отделения нуклонов s - и p -оболочек.

Ввиду того, что в описываемом расчёте не учитывалось поглощение протонов и дейтронов в ядерном веществе, а также то обстоятельство, что дифференциальные сечения процессов (4) и (5) на связанных нуклонах, т.е. происходящих вне массовой поверхности, могут отличаться от дифференциальных сечений соответствующих реакций для свободных нуклонов, вычисленное импульсное распределение нормировалось к экспериментальному путем сравнения площадей спектров в интервале импульсов $1200 + 1500$ Мэв/с, т.е. в области пика дейтронов в реакциях (4) и (5), вылетающих "вперед" в с.ц.м. Если допустить, что уход с массовой по-

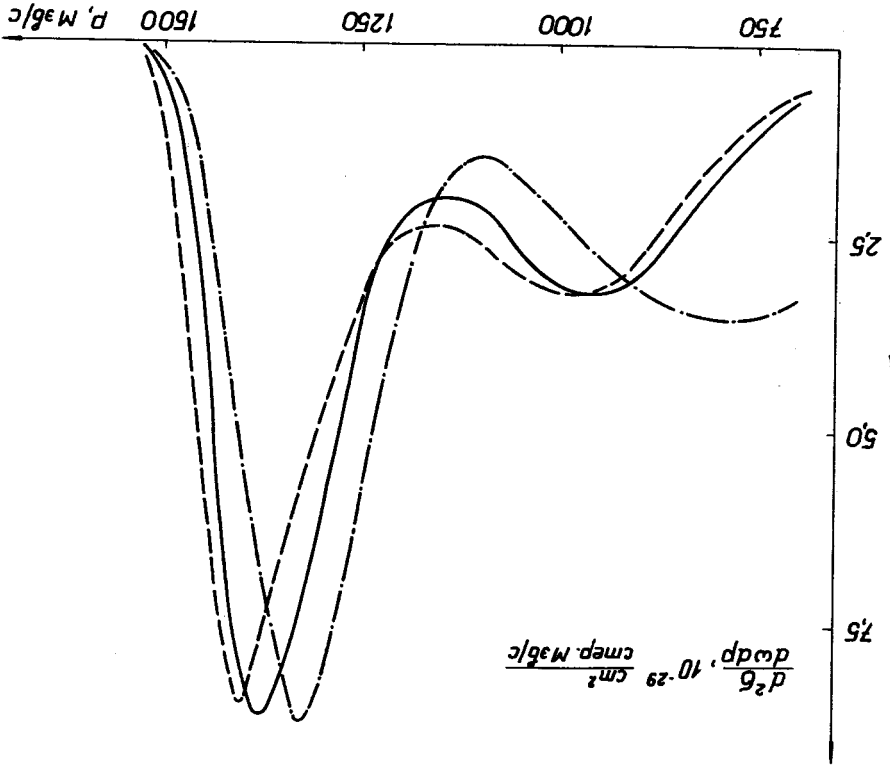
верхности не сильно изменяет амплитуды реакций (4) и (5), и предположить, что ядро покидают только дейтоны, образующиеся в его периферической области, то коэффициент нормировки k можно связать с толщиной этого периферического слоя.

Результаты расчётов показаны на рис. 7. Видно, что вычисленное импульсное распределение дейтонов качественно согласуется с экспериментальным; некоторое расхождение в области импульсов 1100 - 1200 Мэв/с, по-видимому, может быть объяснено как несовершенством используемой модели, так и вкладом перерассеяния дейтонов и трехчастичных реакций. Коэффициент нормировки вычисленного распределения к экспериментальному оказался равным 0,245. Оценка средней толщины периферической области ядра углерода, из которой испускаются регистрируемые дейтоны, выполненная на основании грубого классического рассмотрения, приводит к значению, составляющему $\approx 15\%$ от радиуса ядра.

На рис. 8 для сравнения показаны варианты расчётов, выполненные в различных предположениях об импульсном распределении внутриядерных нуклонов и о характере угловой и энергетической зависимостей дифференциального сечения реакций (4) и (5). Сплошная кривая соответствует гистограмме, приведенной на рис. 7. Штриховая кривая вычислялась в предположении, что внутриядерные нуклоны описываются распределением Ферми ($q_F = 218$ Мэв/с) и с учётом угловой и энергетической зависимостей сечений реакций (4) и (5). Наконец, штрихпунктирная кривая соответствует варианту расчёта, в котором об импульсном распределении нуклонов ядра углерода сделаны те же предположения, что и при вычислении сплошной кривой, а сечения реакций (4) и (5) считались изотропными и не зависящими от энергии. Все кривые нормированы к площади экспериментального спектра в интервале

f

Рис. 8. Спектры дейтонов, рассчитанные для ядра углерода в различных предположениях - см. текст.



импульсов 1200 - 1500 Мэв/с. Из сравнения различных вариантов расчёта видно, что пренебрежение угловой и энергетической зависимостями сечений реакций (4) и (5) приводит к резкому расхождению с экспериментальными результатами, особенно в мягкой части импульсного спектра дейтона. Что же касается разных предположений относительно импульсного распределения внутриядерных нуклонов, то к ним экспериментальные данные менее чувствительны, расхождения между разными вариантами проявляются, главным образом, в жёсткой части спектра.

Таким образом, на основании полученных экспериментальных результатов и их анализа можно сделать следующие выводы.

1. При взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с ядрами углерода, наряду с процессом квазиупругого выбивания дейтонов, происходит интенсивное образование дейтонов, соответствующих реакции $p+N \rightarrow d+\pi$ на нуклонах ядра. Наблюдаемые в области импульсов 700-1500 Мэв/с дейтоны, по-видимому, в основном обусловлены вкладом этого процесса. Это связано с резонансным характером рождения пионов при энергии первичных протонов вблизи 670 Мэв. Резонансным же характером рождения мезонов определяется и форма спектра быстрых дейтонов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв на ядре углерода.

2. Экспериментальные данные довольно хорошо описываются в рамках модели независимых частиц в предположении, что импульсное распределение нуклонов в ядре углерода соответствует результатам опытов по рассеянию электронов.

Авторы признательны В.Е. Балашову, В.П. Желепову, В.М. Колыбасову и И.С. Шапиро за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Л.С. Ажгирей, И.В. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С. Неганов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
2. R.J.Sutter, J.L.Friedes, H.Palevsky, G.W.Bennett, G.J.Igo, W.D.Simpson, G.C.Phillips, D.M.Corley, N.S.Wall, R.L.Stearns. Phys. Rev. Lett. 19, 1189 (1967).
3. В.Г. Лапшин, В.И. Петрухин, В.И. Рыкалин, Д.М. Хазинс, З. Цисек. ПТЭ, 6, 48 (1968).
4. R.M.Sternheimer. Rev.Sci.Instr. 25, 1070 (1954).
5. W.H.Barkas, M.J.Berger. Nucl.Sci. Ser.Report No 39. Washington, 1964, p. 103.
6. М.Г. Мешеряков, Б.С. Неганов. ДАН СССР, 100, 677 (1955).
7. Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов. ЖЭТФ, 34, 767 (1958).
8. D.F.Measday Материалы 1 международного совещания по N-N и π N -взаимодействиям, Дубна, P1-3971, 1968, стр. 50.
9. Л.Л. Ландау, Е.М. Лифшиц. "Теория поля". Физматгиз, Москва, 1960 г. стр. 46.
10. U.Amaldi, Jr., G.Campos Venuti, G.Cortelessa, E. de Sanetis, S.Frullani, R.Lombardi, P.Salvadori. Phys.Lett., 25B, 24 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

16 марта 1970 года.