

716



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко

P-716

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА
ПРИНЦИПА ЗАРЯДОВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ
В РЕАКЦИИ $d+d \rightarrow \pi^0 + He^4$
ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 400 МЭВ

СИГНАЛЬНЫЙ ЭКЗАМПЛЯР

Дубна 1981 год

Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко

P-716

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА
ПРИНЦИПА ЗАРЯДОВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ
В РЕАКЦИИ $d+d \rightarrow \pi^0 + He^4$
ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 400 МЭВ

Сокращённый вариант данной работы
направлен в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

8
5/5011

А н н о т а ц и я

В работе описывается серия экспериментов по исследованию реакции $d+d \rightarrow \pi^0 + He^4$ при энергии дейтронов 400 Мэв. Эта реакция запрещена законом сохранения полного изотопического спина. Установлено, что полное сечение этой реакции меньше, чем $1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, с достоверностью 90%. Полученная оценка верхней границы сечения этой реакции сопоставляется с измеренным в работе сечением электромагнитного процесса $d+d \rightarrow \gamma + He^4$, а также с сечением реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, разрешенной правилами отбора по изотопическому спину. Полученные в работе данные вместе с дополнительными теоретическими оценками указывают на наличие сильного запрета в реакции $d+d \rightarrow \pi^0 + He^4$ и тем самым подтверждают выполнимость закона сохранения полного изотопического спина в процессах образования π -мезонов нуклонами и легкими ядрами.

Abstract

The set of the experiments on the investigation of the process $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ at deuteron energy 400 MeV are described. This process is forbidden according to the law of conservation of the total isospin. It is found that the total cross section of this process is less than $1,1 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$ with 90% confidence. This upper limit is compared with the cross section of the electromagnetic process $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, and also with the cross section of the process $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, which have been measured in our experiments. The last process is permitted by the law of conservation of the total isospin.

All these data together with series of theoretical estimates made in this work are proving the existence of the strong forbidden in the process $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ (in the limit of 3% with 90% confidence), thus, supporting the fulfilment of the law of conservation of the total isospin in the π -meson production by nucleons and light nuclei.

В в е д е н и е

Физической основой принципа зарядовой инвариантности является существование групп близких по своим свойствам частиц. Частицы такой группы рассматриваются как различные зарядовые состояния единой частицы, при этом различные зарядовые состояния почти идентичны. Простейшим примером может служить нуклон, зарядовые состояния которого - протон и нейтрон - весьма близки друг к другу по своим свойствам. Кроме элементарных частиц подобными свойствами обладают также некоторые группы систем, состоящих из нескольких частиц.

Все эти свойства можно выразить строго математически, если ввести вспомогательное зарядовое или изотопическое пространство. Тогда принцип зарядовой инвариантности сводится к следующим положениям: 1) по аналогии с обычным трехмерным пространством зарядовое пространство изотропно; физические свойства системы частиц могут зависеть от изотопических спинов и их взаимных проекций, но не могут изменяться при повороте всей системы в изотопическом пространстве; 2) процессы, обусловленные сильным взаимодействием, не нарушают изотропии зарядового пространства; 3) слабое и электромагнитное взаимодействие создает выделенное направление в изотопическом пространстве; однако, в ряде случаев эффект слабого или электромагнитного взаимодействия может рассматриваться как небольшое возмущение.

Из первого положения следует, что гамильтониан, описывающий систему частиц, должен быть инвариантным относительно преобразования вращения в изотопическом пространстве. Такой гамильтониан коммутирует с операторами \hat{T}^2 и \hat{T}_z , откуда вытекают два основных закона сохранения:

1. Закон сохранения полного изотопического спина.

11. Закон сохранения проекции T_z , которая связана с электрическим зарядом системы, а также со странностью, если в систему входят странные частицы.

Сохранение полного изотопического спина не означает, что он всегда имеет определенное значение. Система частиц может находиться в состоянии, которое является суперпозицией состояний с различными изотопическими спинами. В этом случае закон сохранения полного изотопического спина означает, что значения коэффициентов, определяющих суперпозицию, остаются постоянными во времени.

Закон сохранения полного изотопического спина, являющийся наиболее важным следствием принципа зарядовой инвариантности, приводит к вполне определенным соотношениям между сечениями различных процессов, а также к формулировке дополнительных правил отбора.

В данной работе рассматривается только один из возможных классов явлений, где принцип зарядовой инвариантности дает важные следствия, а именно — процессы образования π -мезонов при соударении нуклонов и легких ядер. В этом случае для проверки принципа зарядовой инвариантности существуют следующие возможности.

1.

Проверка соотношения между полными сечениями образования нейтральных и заряженных π -мезонов в процессах, происходящих по схеме



где N и N' — нуклоны, а π — пионы. Известно, что между полными сечениями возможных процессов вида (1) должно соблюдаться следующее соотношение

$$\sigma(pp \rightarrow p\pi^+) + \sigma(pn \rightarrow p\pi^0) + \sigma(pn \rightarrow n\pi^+) = 2 \left[\sigma(pp \rightarrow p\pi^0) + \sigma(pn \rightarrow p\pi^+) \right]. \quad (2)$$

Экспериментальная проверка этого соотношения была произведена в области энергии падающего нуклона от порога образования π -мезона до энергии 660 Мэв^{1/1}. При энергии 800 Мэв, где полные сечения указанных реакций измерены с наименьшей погрешностью, соотношение (2) выполняется с точностью до (8–10)%. При энергии 970 Мэв^{1/2} было получено неожиданно большое значение сечения $p\pi \rightarrow \pi^0 p\pi$, что привело к невыполнению соотношения (2) на (39 ± 15)%. Однако, поскольку данные о сечении $p\pi \rightarrow \pi^0 p\pi$ были получены косвенным путем, то этому расхождению не следует придавать серьезного значения.

II.

Проверка соотношений между дифференциальными сечениями двух зарядово-сопряженных реакций



Соотношение между сечениями реакций (3) и (4) вытекает из следующих соображений. Как известно, система из двух нуклонов может находиться в состояниях с изотопическим спином $T=0$ и $T=1$. При этом система из двух протонов представляет собой чистое изотопическое состояние с $T=1$, $T_z=1$, в то время как система из нейтрона и протона не имеет определенного значения полного изотопического спина и описывается суперпозицией состояний с $T=1$ и $T=0$; каждая из этих возможностей осуществляется с равной вероятностью.

Система из дейтрона и π -мезона обладает изотопическим спином, равным 1. Закон сохранения полного изотопического спина системы разрешает переходы $(T=1) \rightarrow (T=1)$ и запрещает переходы $(T=0) \rightarrow (T=1)$. Таким образом, только половина возможных состояний нейтрона и протона может привести к реакции $n+p \rightarrow d+\pi^0$, что дает следующее соотношение:

$$\frac{d\sigma(p+p \rightarrow d+\pi^+)}{d\sigma(n+p \rightarrow d+\pi^0)} = 2. \quad (5)$$

Проверка этого соотношения при энергии 400 Мэв^{/3/} и 590 Мэв^{/4/} показала, что существенных нарушений его не наблюдается.

Допустим, однако, теперь, что полный изотопический спин в процессе (4) не сохраняется, то есть, что в реакции $n+p \rightarrow d+\pi^0$ возможны переходы $(T=0) \rightarrow (T=1)$, причем степень несохранения полного изотопического спина, характеризуемая величиной Δ , мала ($\Delta \ll 1$). Тогда соотношение (5) заменится иным:

$$\frac{d\sigma(p+p \rightarrow d+\pi^+)}{d\sigma(n+p \rightarrow d+\pi^0)} = \frac{2}{1+\Delta} \approx 2(1-\Delta), \quad (0 < \Delta \ll 1). \quad (6)$$

Задача определения малой величины Δ путем проведения более точных экспериментов требует с неизбежностью учета ряда других возмущающих поправок, не связанных непосредственно с нарушением закона сохранения полного изотопического спина.

Таким возмущением может послужить неидентичность свойств зарядовых состояний нуклона и π -мезона, а также то, что в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ эффект кулоновских сил присутствует как справа, так и слева, в то время как в реакции $n+p \rightarrow d+\pi^0$ кулоновские эффекты отсутствуют.

Точный расчет величины этого возмущения весьма затруднителен и до сих пор не удается строго количественно объяснить различие в массах нейтрона и протона, а также π^+ и π^0 -мезонов.

Исследование реакций (3) и (4) в последнее время не проводилось. По-видимому, это связано с тем, что абсолютные измерения на пучке нейтронов весьма трудны, а также с тем, что почти невозможно осуществить требуемую идентичность условий $p+p$ и $p+n$ соударений.

111.

Проверка соотношений между дифференциальными сечениями реакций



представляющих собой два независимых канала из одного и того же начального состояния, имеющего изотопический спин $T=1/2$ и $T_z=1/2$, создает известные экспериментальные удобства и позволяет исключить ряд систематических ошибок.

Ядра H^3 и He^3 образуют изотопический дублет с ($T=1/2$) и вместе с π -мезоном ($T=1$) могут образовать состояния с изотопическим спином $T=3/2$ и $T=1/2$. Если полный изотопический спин сохраняется, то переходы ($T_{pd}=1/2$) \rightarrow ($T_{H^3\pi^+}=3/2$) запрещены, и могут осуществляться только переходы ($T_{pd}=1/2$) \rightarrow ($T_{He^3\pi^0}=1/2$). Вычисление коэффициентов Клебша-Гордона ^{1/5} для состояний $H^3\pi^+$ и $He^3\pi^0$ приводит к соотношению

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow H^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow He^3 + \pi^0)} = 2. \quad (9)$$

Если же полный изотопический спин не сохраняется и степень его несохранения характеризуется величиной Δ , то соотношение между сечениями рассматриваемых реакций примет вид^{x)} (см. приложение 5)

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow H^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow He^3 + \pi^0)} = \frac{2+\Delta}{1+2\Delta} \approx 2 - 3\Delta \quad (0 < \Delta \ll 1). \quad (10)$$

Так же, как и в реакциях (3), (4), в этом случае возникает возмущающий эффект, обусловленный неидентичностью свойств соседних зарядовых состояний ядер (H^3 , He^3) и π -мезонов (π^+ , π^0). Вычисление величины возможных возмущений в реакциях (7), (8) было произведено для энергии протонов 600 Мэв^{/6/}. Оказалось, что эти возмущения приводят в случае $\Delta = 0$ к другому соотношению между дифференциальными сечениями реакций (7), (8), а именно:

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow H^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow He^3 + \pi^0)} = 2(1,10 \pm 0,035). \quad (11)$$

Из (11) видно, что эти расчеты выполнены с ограниченной точностью, и эта неопределенность расчетов кладет предел чувствительности данного метода нахождения величины Δ .

Изучение отношений реакций $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ проводилось при энергии 340 Мэв^{/7/}, 450 Мэв^{/8/}, а также при энергии 600 Мэв^{/9/}. Соотношение между дифференциальными сечениями (7), (8), измеренное при энергии 600 Мэв, оказалось равным

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow H^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow He^3 + \pi^0)} = 2(1,065 \pm 0,03). \quad (12)$$

Сопоставление этого результата и измерений с расчетным соотношением (11) позволяет лишь утверждать, что $\Delta \leq 0,06$ с достоверностью 90%, и дальнейшие улучшения точности экспериментальных данных не дают существенных улучшений в оценке величины Δ . Положение это может быть изменено в том случае, если будет изучена амплитуда реакций (7), (8), что позволит улучшить точность вычисления величины возмущающей поправки.

1У.

В связи с этим важное значение приобретает исследование запрещенных реакций



и



предложенных в работе ^{/10/}. При таком подходе можно изучать только одну из этих реакций, так как они связаны лишь с одним зарядовым состоянием частиц, в результате чего возмущающий эффект, обусловленный различием в свойствах соседних зарядовых состояний, автоматически исключается.

Любая из реакций (13), (14) запрещена законом сохранения полного изотопического спина, поскольку обе они связаны с переходом $(T=0) \rightarrow (T=1)$.

Таким образом, возможное нарушение запрета, характеризуемое величиной Δ , можно однозначно рассматривать как нарушение закона сохранения полного изотопического спина.

Из возможных механизмов, снимающих запрет в реакциях (13), (14), можно отметить следующие:

1) Ядра, участвующие в реакции (14), не имеют строго определенного значения полного изотопического спина. Это относится, главным образом, к α -частице. В работе ^{/11/} были рассмотрены некоторые оценки вклада компонент волновой функции α -частицы с изотопическим спином $T=1$, и было показано, что вероятность существования состояний α -частицы с изотопическим спином $T=1$ не превышает $1,3 \cdot 10^{-5}$.

2) Поле нейтрального π^0 -мезона состоит из двух частей: векторной ($T=1$) и скалярной ($T=0$) ^{/12/}. При этом эффективные матричные элементы, обусловленные взаимодействием скалярной и векторной частей в электромагнитных процессах, по грубым оценкам, могут находиться в соотношении $\sim \left(\frac{m_\pi}{M_N}\right)^2 = \frac{1}{45}$. Расчеты возможных соотношений векторной и скалярной частей поля π^0 -мезона для процессов образования π^0 -мезона с нуклонами не производилось.

3) Возможность существования изотопически-скалярного π^0 -мезона с

массой, близкой к массе π^0 -мезона. Такая гипотеза была выдвинута в работе /13/ в связи с противоречиями, которые впоследствии были в значительной части устранены, между данными по фотообразованию π -мезонов вблизи порога мезообразования и значением отношения Пановского. Согласно этой гипотезе, π^0 -мезон должен взаимодействовать с нуклоном примерно так же сильно, как и обычный π -мезон. Исследование запрета в реакции (14) является наиболее эффективным методом строгой экспериментальной проверки этой гипотезы.

Если процесс (14) действительно запрещен, и нет никаких дополнительных механизмов, снимающих запрет, помимо рассмотренных выше, то сечение процесса (14) следует сравнивать с процессом, который обусловлен каким-либо малым возмущением. Таким процессом является реакция

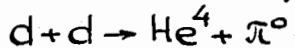


обратная которой реакция



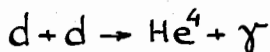
изучалась экспериментально /14/.

В настоящей работе представлена вся совокупность данных о реакции



которая исследовалась при энергии дейтронов 400 Мэв. Первые данные о реакции (12), полученные нами ранее, опубликованы в /15/, а также содержатся в материалах Киевской конференции 1959 года и X Рочестерской конференции по физике частиц высоких энергий в 1960 г.

В данной работе содержатся также результаты измерений сечения процесса

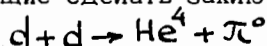


при той же энергии дейтронов, а также сечение процесса



при энергии протонов 660 Мэв, который разрешен правилами отбора по изотопическому спину.

В работе изложены также дополнительные теоретические оценки, позволяющие сделать заключение о степени запрета образования мезонов в реакции



§ 1. Постановка эксперимента

Метод экспериментальной проверки принципа зарядовой инвариантности путем установления степени запрета образования мезонов в реакции (14) обладает тем преимуществом, что при такой постановке не требуются точные измерения полных или дифференциальных сечений наблюдаемых процессов, как это необходимо при сравнении двух зарядово-сопряженных реакций. В этом случае найденное значение сечения запрещенного процесса или оценка его верхней границы является мерой нарушения запрета. Такой метод, в сущности, является нулевым методом измерений. Наоборот, при сопоставлении двух зарядово-сопряженных реакций требуются весьма точные измерения для устранения ряда систематических ошибок. Поэтому нулевой метод при сравнимых возможностях аппаратуры позволяет получить более определенные данные, нежели метод сравнения полных или дифференциальных сечений двух зарядово-сопряженных реакций.

Заключение о степени запрета в реакции (14) можно сделать, если кроме этой реакции измерить электромагнитный процесс (15), а также процесс (17), который разрешен правилами отбора, вытекающими из закона сохранения полного изотопического спина. Дополнительным репером, позволяющим оценить степень запрета количественно, могут служить результаты расчета сечения реакции (14), произведенные в предположении отсутствия правил отбора по изотопическому спину.

Экспериментальное исследование таких характерных процессов, как $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$, имеющих полное сечение около 10^{-29} см², требует весьма совершенной экспериментальной техники. Существенный успех в этом направлении был достигнут лишь при одновременном использовании различных методов отбора тяжелых заряженных частиц, ядер трития и He³, образующихся в этих реакциях.

Экспериментальные трудности существенно возрастают при переходе к реакциям $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, полные сечения которых должны составлять по оценкам около 10^{-32} см². В этом случае, однако, удается осуществить довольно высокую степень отбора при идентификации α -частиц и надежно выделить эти две реакции на очень большом фоне других процессов.

§ 2. Кинематика

Кинематика реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ изображена на рис. 1 и рис. 2 для энергии дейтронов 400 Мэв. Особенностью кинематики этих реакций является то, что α -частицы испускаются в очень узком конусе относительно оси пучка дейтронов. Предельные углы вылета α -частиц в лабораторной системе координат составляют 8° для реакции (14) и 10° для реакции (15). Энергия π^0 -мезона в системе центра масс составляет 82 Мэв, и это позволяет считать, что π^0 -мезоны испускаются преимущественно в s- и p-состояниях. Такой вывод следует из того факта, что появление d-волны в реакции



становится заметным в поляризационных эффектах только начиная с энергий π^+ -мезонов в с.ц.м. около 100 Мэв^{/16/}, а ее влияние на угловое распределение, в смысле появления членов $\cos^4\theta$, не сказывается даже при существенно больших энергиях^{/17/}. С другой стороны, s- и p-волны π^0 -мезона в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ не запрещены никакими дополнительными правилами отбора, кроме закона сохранения полного изотопического спина, и при отсутствии последнего дифференциальное сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ в с.ц.м. должно иметь вид $A + B \sin^2\theta$ (см. приложение 6), и поэтому для оценки полного сечения реакции достаточно измерить выход α -частиц под углом 55° в с.ц.м. (либо 125°). Полное сечение определяется из измеренного под изотропическим углом дифференциального сечения с помощью соотношения

$$\sigma_t = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=55^\circ). \quad (19)$$

Т а б л и ц а 1

Возможные переходы в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$

Момент количества движения, уносимый π^0 -мезоном	Начальное состояние 2-х дейтронов	Конечное состояние π^0 -мезона и α -частицы	Вид углового распределения
$l=0$ (s-волны)	3P_0	4S_0	Изотропно
$l=1$ (p-волны)	5D_1	4P_1	$\alpha \sin^2\theta$

В лабораторной системе координат изотропическому углу $\theta_{\alpha} = 55^{\circ}$ соответствует угол $5,8^{\circ}$.

В реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ при энергии дейтронов 400 Мэв доминирующим переходом является электрический квадрупольный переход ${}^1S \rightarrow {}^1D$, которому соответствует угловое распределение вида $\sin^2\theta \cos^2\theta$ (см. приложение 7), имеющее максимум под углом $\theta_{с.ч.м.} = 45^{\circ} / 18^{\circ}$. Поэтому угол наблюдения α - частиц в лаб. системе, равный $5,8^{\circ}$, является удобным и для этой реакции. В этом случае угол испускания α - частиц в с.ц.м. составляет 41° и лежит достаточно близко от максимума дифференциального сечения.

С целью определения разрешающей способности регистрирующей аппаратуры, проведения повторной настройки и контроля, кроме указанных выше процессов, был измерен выход ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$, испущенных под углом $5,8^{\circ}$ в лаб. системе.

Общая проверка работы аппаратуры производилась путем изучения реакций $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ и $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ при энергии протонов 670 Мэв.

Градуировка эффективности аппаратуры, необходимая при определении абсолютных сечений, проводилась путем измерения выхода дейтронов, образующихся в реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$ под углом $5,8^{\circ}$ в лабораторной системе.

§ 3. Условия измерений

а) Схема эксперимента

Общая схема экспериментов приведена на рис. 3 и рис. 4. Пучок дейтронов или протонов, выведенных из камеры синхроциклотрона, поворачивался вправо отклоняющими насадками, фокусировался на мишень с помощью двухсекционной магнитной квадрупольной линзы с апертурой 80 мм и поглощался в свинцовом блоке, помещаемом на пути пучка перед отклоняющим магнитом. Вторичные заряженные частицы, образованные в мишени, выделялись латунным коллиматором, расположенным под углом $5,8^{\circ}$ по отношению к оси пучка падающих частиц, отклонялись магнитным полем на угол 27° , проходили через стальной коллиматор в защитной бетонной стене и регистрировались системой сцинтилляционных счетчиков.

х) Вид углового распределения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, приведенный в трудах X Рочестерской конференции (стр. 51), является ошибочным.

Для улучшения разрешающей способности отклоняющего магнита между полюсами последнего помещались железные шиммы трапецеидального вида, которые обеспечивали фокусировку пучка вторичных заряженных частиц в горизонтальной плоскости. В некоторых опытах частицы от мишени до счетчиков двигались в вакуумном тракте, который состоял из трех частей. Первая часть тракта располагалась между мишенью и отклоняющим магнитом. Вторая часть - в коллиматоре защитной бетонной стены, и третья часть - между первыми двумя сцинтилляционными счетчиками. Вакуумный тракт откачивался форвакуумным механическим насосом до давления около 1 мм ртутного столба. Окна для прохода частиц закрывались пленкой терилен (фирмы Мэйлар) толщиной 120 микрон.

Монитором первичных заряженных частиц являлась эмиссионная камера, которая устанавливалась на пути пучка после мишени, возле первого латунного коллиматора, и надежно экранировалась свинцовыми блоками, с тем чтобы исключить попадание рассеянных на камере частиц в коллиматор, расположенный перед отклоняющим магнитом.

б) Пучки протонов и дейтронов

Пучок дейтронов на выходе из камеры синхроциклотрона имел среднюю энергию $(405,3 \pm 0,5)$ Мэв и характеризовался дисперсией, равной $(1,7 \pm 0,5)$ Мэв^{19/}. В месте расположения мишени энергия дейтронов уменьшалась до 404 Мэв за счет торможения в воздушном столбе длиной около 3 метров. Юстировка пучка и определение его формы производились путем экспонирования фотографической бумаги в различных участках траектории дейтронов. Полученные таким методом автографы пучка представлены на рис. 5.

Перед входом в магнитные квадрупольные линзы пучок имел сплюснутую форму размером 30 мм по вертикали и 50 мм по горизонтали (рис. 5а). На рис. 5б показан автограф пучка после прохождения фокусирующих линз. В месте расположения мишени форма пучка выбиралась в зависимости от типа используемой мишени. Это достигалось с помощью изменения тока в обмотках линз. Так, например, в опытах с использованием мишеней из жидкого водорода или дейтерополиэтилена, размер пучка составлял, приблизительно, 15 мм по горизонтали и 40 мм по вертикали (рис. 5в). В опытах с газовой дейтериевой мишенью размеры пучка устанавливались минимальными на выходном окне мишени (рис. 5г). В этом случае разме-

ры пучка в центре мишени составляли, примерно, 25 мм по горизонтали и 50 мм по вертикали (рис. 5 д). Размеры автографа пучка перед поглощающим свинцовым блоком (рис. 5и) позволили судить об угловом расхождении пучка в месте расположения мишени. В опытах с газовой дейтериевой мишенью максимальный угловой разброс составлял примерно $\pm 0,7^\circ$, а при работе с жидкодейтериевой мишенью разброс равнялся $\pm 1^\circ$.

Аналогичным методом определялась форма протонного пучка, используемого при изучении процессов $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$, $p + d \rightarrow He^3 + \pi^0$ и $p + p \rightarrow d + \pi^+$.

Полная интенсивность пучка дейтронов составляла около $0,6 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$, а пучка протонов - 10^{11} сек^{-1} .

в) Конструкция мишеней

В первых сериях измерений использовались мишени из тяжелого и обычного полиэтилена и соответствующие им эквиваленты по числу ядер углерода из графита. Мишени имели форму диска диаметром 53 мм и толщиной 4,6 мм. Изотопный состав мишени из тяжелого полиэтилена соответствовал 91,5% CD_2 и поверхностная плотность ядер дейтерия равнялась $4,0 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^2$. Фон α -частиц, испускаемых в процессах соударения дейтрона с ядрами углерода, входящими в состав мишени, не позволил продвинуться при оценке верхней границы сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ ниже, чем $10^{-31} \text{ см}^{2/15}$. Поэтому дальнейшие измерения были выполнены с мишенями, содержащими жидкий или газообразный дейтерий.

В конструкцию жидководородной мишени ^{/20/}, используемой ранее на поляризованном пучке протонов ^{/16/}, были внесены некоторые изменения, которые позволили уменьшить число частиц, рассеянных от стенок контейнера и выходных окон кожуха мишени. Контейнер для жидкого дейтерия имел вид цилиндра диаметром 25 мм, склеенного из латунной фольги толщиной около 30 микрон. Входные и выходные окна кожуха мишени были закрыты пленкой терилен (Мэйлар) толщиной 120 микрон и диаметром 120 мм. Правильность совмещения контейнера для жидкого дейтерия и оси пучка контролировалась по виду автографа пучка на выходном окне кожуха мишени (рис. 5е).

Использование мишени из жидкого дейтерия привело к снижению фона α -частиц примерно в 35 раз по сравнению с фоном от мишени из тяжелого полиэтилена.

Дальнейшее снижение уровня фона α -частиц, испускаемых под действием дейтронов из стенок латунного контейнера, было достигнуто на газовой дейтериевой мишени, заполненной до давления 3,6 атм. Такая мишень представляла собой медную трубу диаметром 125 мм и длиной 150 см, установленную таким образом, чтобы полностью исключить возможность непосредственного попадания частиц, образованных в переднем и заднем окнах мишени, во входной коллиматор, расположенный перед отклоняющим электромагнитом.

Переднее окно мишени диаметром 90 мм было закрыто латунной фольгой толщиной 200 микрон. Выходной фланец мишени имел два отверстия, закрытые пленкой терилена толщиной 200 микрон. Одно из отверстий, диаметром 60 мм, служило для выхода частиц пучка. Другое отверстие, диаметром 50 мм, служило для выхода вторичных частиц, образованных в газе, наполнявшем мишень, и испущенных под углом $5,8^\circ$ по отношению к оси пучка первичных заряженных частиц.

Контроль правильности расположения такой мишени на пучке осуществлялся по автографам пучка, полученным на выходном отверстии мишени (рис. 5ж). Изменяя зазор между отклоняющими насадками и перемещая фокусирующие линзы, можно получить при некотором значении тока в обмотках линз минимальные размеры пучка на выходе мишени и необходимую соосность пучка и выходного окна.

Перед заполнением газовая дейтериевая мишень откачивалась повторно несколько раз, таким образом, что остаточный газ каждый раз разбавлялся газообразным водородом. Газообразный дейтерий поступал в мишень из установки, содержащей активированный уголь, который охлаждался до температуры жидкого азота. Такая процедура в значительной степени исключала возможность попадания в мишень более тяжелых газов.

При диаметре входного коллиматора системы магнитного анализа в 40 мм и при различных расположениях регистрирующей аппаратуры такая газовая мишень была эквивалентна мишени из жидкого дейтерия толщиной от 2 мм до 3 мм.

г) Регистрирующая аппаратура

Поскольку полное сечение взаимодействия дейтрона с дейтроном составляет около 10^{-24} см², то измерение сечений ниже, чем 10^{-31} см², требует осуществления такой степени отбора в регистрирующей аппаратуре, которая позволяла бы выделять одно "полезное" событие на фоне посторонних частиц в количестве нескольких миллионов.

В данной работе идентификация заряженных частиц, образованных в реакциях $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, $d+d \rightarrow He^3 + n$, $p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$, $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ и $p+p \rightarrow d + \pi^+$, производилась по эффективному импульсу P/Z , где Z - заряд частицы, удельной ионизации, пробегу, а в последних сериях измерений осуществлялся также дополнительный отбор по времени пролета между двумя сцинтилляционными счетчиками.

Вторичные заряженные частицы с определенным эффективным импульсом отбирались с помощью электромагнита с диаметром полюсов 100 см и зазором 130 мм. Между полюсами электромагнита помещались железные шиммы трапецеидальной формы толщиной 32 мм. Боковые скосы шимм рассчитывались таким образом, чтобы обеспечить горизонтальную фокусировку частиц в месте расположения регистрирующей аппаратуры. Благодаря этому разрешающая способность анализирующего магнита была улучшена с 5% до 3%.

Для регистрации заряженных частиц высокой ионизации с малым пробегом на большом фоне постороннего излучения с меньшей ионизацией применялся метод разделения частиц в нескольких сцинтилляционных счетчиках путем отбора случаев, когда величина ионизации одновременно во всех счетчиках превышает установленный порог дискриминации ^{/21/}. Такой метод позволял заметно уменьшить вклад частиц малой ионизации, вызванный "хвостом" в спектре ионизации, а также подавить фон, обусловленный процессами образования "звезд" в веществе сцинтиллятора и случайным наложением импульсов в радиотехнической схеме. При этом эффективность регистрации основного излучения осталась неизменной.

Телескоп, предназначенный для отбора частиц указанным методом, состоял из шести сцинтилляционных счетчиков. Пять первых счетчиков, включенных на совпадения, являлись спектрометрическими, а шестой счетчик включался на анти-совпадения с первыми пятью. При регистрации тяжелых заряженных частиц с

малым пробегом (He^3 , He^4 , H^3 , d) использовались сцинтилляторы толщиной 2 мм и в виде пленок толщиной 0,5 мм. Пленка изготавливалась путем полива нагретого раствора в толуоле готового полимеризата-стирола с добавкой 1% тетрафенил-бутадиена на горизонтальную поверхность зеркального стекла с последующей сушкой при комнатной температуре. Вырезанные в виде прямоугольников пластмассовые пленочные сцинтилляторы помещались в отражатель из алюминиевой фольги для увеличения светосбора и устанавливались на световоды из плексигласа. Неоднородность светосбора такой системы, найденная экспериментально путем облучения различных участков сцинтиллятора коллимированным пучком γ -квантов от распада Co^{60} , не превышала 10%.

В первых пяти счетчиках применялись спектрометрические фотоумножители ФЭУ-29. В счетчике антисовпадений использовался фотоумножитель ФЭУ-19, напряжение на который подавалось от отдельного источника высокого напряжения. Все фотоумножители были защищены от рассеянных магнитных полей стальными экранами. Счетчики устанавливались на шасси таким образом, чтобы между крышками счетчиков можно было помещать тормозящие фильтры толщиной до 30 мм - между № 4 и № 5, и до 20 мм - между № 5 и № 6.

Блок-схема радиотехнической аппаратуры приведена на рис. 6. Импульсы от каждого спектрометрического фотоумножителя (№ 1-№ 5) усиливались в линейном усилителе (У) и через линейную пропускающую схему (ПС) поступали на дискриминатор (Д). Пропускающая схема управлялась выходными импульсами первой схемы совпадений, на которую поступали импульсы с выхода линейных усилителей каждого из каналов (1-5). После амплитудной дискриминации импульсы регистрировались второй схемой совпадений. При таком включении аппаратура отбирала только те события, которые во всех счетчиках, кроме счетчика антисовпадений, импульсы вызывают одновременно, а амплитуда всех импульсов на выходе усилителей превышает порог дискриминации.

При отборе частиц по пробегу тормозящие фильтры из алюминия и меди помещались между счетчиками телескопа № 4 и № 5. Дифференциальный интервал пробега задавался фильтром, устанавливаемым перед счетчиком антисовпадений.

В последних сериях измерений был осуществлен дополнительный отбор

частиц по времени пролета. Блок-схема радиотехнической аппаратуры этого варианта показана на рис. 7. Импульсы от двух сцинтилляционных счетчиков, расположенных на расстоянии 3,30 м друг от друга, поступали на быструю схему совпадений с разрешающим временем $(5 \div 7) \cdot 10^{-9}$ сек. При этом импульс от первого сцинтилляционного счетчика задерживался в дополнительном отрезке коаксиального кабеля на интервал времени, равный времени пролета регистрируемой частицы между этими счетчиками. С выхода схемы быстрых совпадений импульс подавался на вход канала № 3 пятикратной схемы совпадений. В этом случае импульс от третьего счетчика телескопа на схему совпадений не поступал.

Дейтроны и α - частицы в этих условиях имели равные времена пролета и для улучшения отбора α -частиц, имевших ионизацию в 4 раза выше, чем дейтроны, производилось снижение напряжения на фотоумножителях этих двух счетчиков.

д) Мониторизация пучков протонов и дейтронов

Относительные измерения числа дейтронов и протонов первичного пучка, прошедших через мишень за время измерений, производились с помощью эмиссионной камеры, располагаемой после мишени. Камера представляла собой герметический стеклянный баллон, откачанный до форвакуума. Внутри цилиндра помещались три круглых электрода, изготовленных из металлической фольги толщиной 100 микрон. Два наружных электрода находились под потенциалом земли, а на центральный электрод подавались электрические импульсы от мультивибратора интегрирующей схемы монитора. Проходящие через камеру заряженные частицы вырывали из металлической фольги δ -электроны, которые разряжали центральный электрод камеры, соединенный с сеткой электрометрической лампы. Как только потенциал этого электрода понижался до определенного уровня, интегрирующая схема камеры выдавала импульс, который регистрировался пересчетным блоком. Время экспозиции, таким образом, было пропорционально числу импульсов камеры. Монитор обладал линейной характеристикой и необходимой стабильностью в широком диапазоне уровня интенсивности выведенного пучка.

При измерениях на выведенном пучке протонов калибровка сечений изучаемых процессов производилась по выходу дейтронов от реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$, угловое распределение и сечение которой хорошо известно в широком диапазоне энергий /22/.

Калибровка камеры для пучка дейтронов с энергией 400 Мэв производилась следующим образом. Переход с пучка протонов с энергией 670 Мэв на пучок дейтронов сопровождался уменьшением максимальной энергии δ -электронов с 1,98 Мэв до 0,55 Мэв, соответственно, и это приводило к уменьшению выхода δ -электронов из фольги центрального электрода. Этот эффект был непосредственно измерен на протонном пучке путем уменьшения энергии протонов до 220 Мэв с помощью алюминиевых фильтров, установленных перед магнитными фокусирующими линзами. В этих измерениях производилось сравнение скоростей счета эмиссионной камеры с обычной ионизационной камерой, заполненной гелием до давления 0,5 атм. Результат измерений приведен на рис. 8 для различных энергий пучка протонов. При энергии $E_p = 200$ Мэв, которая соответствует энергии дейтронов $E = 400$ Мэв, эффективность выбивания δ -электронов из фольги центрального электрода снизилась до 0,68 по сравнению с эффективностью, имевшей место на протонном пучке с энергией $E = 670$ Мэв. Если учесть также, что полное число δ -электронов определяется множителем $1/\beta_p^2$, то отсюда следует, что один отсчет эмиссионной камеры на пучке дейтронов соответствует числу частиц в 1,26 раза меньшему, чем на пучке протонов с энергией 670 Мэв. Это измерение позволило прокалибровать выход ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$ в абсолютных единицах и использовать его в дальнейшем для оценки величины сечений процессов $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$.

§ 4. Настройка аппаратуры. Проверка надежности ее работы

Основные характеристики регистрирующей аппаратуры были измерены на пучке α -частиц различной энергии, а также путем идентификации тяжелых заряженных частиц, образующихся в реакциях $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$, $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^3 + n$, которые имеют сравнительно большие сечения ($\geq 10^{-29}$ см²).

Спектрометрические характеристики телескопа с тонкими сцинтилляторами были изучены для α -частиц с энергией 800 Мэв, упруго рассеянных на ядрах углерода под углом около 5° . Такие условия измерений отвечают основному назначению аппаратуры - регистрировать тяжелые заряженные частицы с малым пробегом и большой ионизацией на фоне постороннего излучения с меньшей иони-

зацией. Средние ионизационные потери α -частиц с энергией 800 Мэв составляют для углерода 16 Мэв/г/см². Ионизационные потери α -частиц в реакциях $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ составляют свыше 40 Мэв/г/см² и при таких значениях ионизации возникает заметный эффект нелинейности в зависимости между ионизацией и амплитудой вспышек. Для определения величины этого эффекта были измерены счетные характеристики регистрирующей аппаратуры для α -частиц с энергиями: 703 Мэв, 460 Мэв и 372 Мэв. Измерения проводились на пучке α -частиц, энергия которых уменьшалась с помощью тормозящих блоков, устанавливаемых на пучке α -частиц перед отклоняющим магнитом. В указанном интервале энергий α -частиц нами не было замечено отклонений от линейности в зависимости между амплитудой импульса и величиной ионизации в пределах 10%. Этот результат согласуется с имеющимися экспериментальными данными /7/.

С уменьшением энергии α -частиц до 230 Мэв эффект нелинейности должен возрастать. Для того, чтобы его оценить, нами была построена кривая зависимости амплитуд импульсов от величины ионизации (рис. 9). Точки 1,2,3,4 изображают результаты проведенных измерений. Если воспользоваться значением коэффициента нелинейности /7/, то можно вычислить амплитуды, свободные от эффекта нелинейности: 1, 2, 3, 4. По этим точкам можно провести прямую, которую затем можно пересчитать в истинную кривую зависимости амплитуд импульсов от величины ионизационных потерь с использованием тех же коэффициентов нелинейности /7/. Найденная таким образом зависимость была затем нами использована при выборе условий регистрации α -частиц с энергией около 240 Мэв, коэффициент нелинейности для которых составлял 0,724 (точка А).

Общая проверка эффективности всей регистрирующей аппаратуры осуществлялась путем сравнения выходов ядер H^3 и He^3 , образующихся в реакциях



Изучение реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ проводилось на выведенном пучке протонов с энергией 670 Мэв. Общая схема эксперимента соответствует рис. 3. Вторичные заряженные частицы, образующиеся в мишенях из дейтерополиэтилена и углерода, идентифицировались по импульсу, удельной ионизации и пробегу. Толщина сцинтилляторов составляла 0,5 мм. Отбор по удельной ионизации осуществлялся одновременно в пяти сцинтилляционных счетчиках телескопа. При

измерениях от мишени из дейтерополиэтилена фон от углерода составлял около 50%. Счетные характеристики регистрирующей аппаратуры для разности счета от мишеней $[CD_2 - C]$ (рис. 10) свидетельствуют о вполне удовлетворительной идентификации ядер трития от реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$.

Измерения выходов ядер трития малой энергии были произведены под двумя углами в л.с. системе. Калибровка абсолютных сечений каждый раз производилась независимо - с помощью измерения выхода дейтронов для тех же углов в реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$. Угловое распределение этой реакции при энергии 660 Мэв принималось пропорциональным $(0,23 \pm 0,03) + \cos^2 \theta$, а полное сечение - равным $(3,1 \pm 0,2)$ мб^{122/}. В полученные данные измерений были внесены поправки около 7%, учитывающие поглощение трития в тормозящих фильтрах телескопа.

Результаты измерений, усредненные по двум сериям, приведены в таблице 11.

Т а б л и ц а 11

Дифференциальные сечения реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$.

θ_t - угол вылета ядер трития в л.с.	5,6°	11°
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ дифференциальное сечение выхода ядер трития в л.с. в 10^{-30} см ² /стерад	41 ± 5,2	18 ± 2,7
E_t - энергия ядер трития в Мэв	98	108
θ_π^* - угол вылета π^+ -мезона в с.п.м.	12°	24°
$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}$ - дифференциальное сечение в с.п.м., в 10^{-30} см ² /стерад	9,1 ± 1,2	3,1 ± 0,5

Выход ядер He^3 , образованных в реакции $p + d \rightarrow He^3 + \pi^0$, измерялся от газовой дейтериевой мишени, наполненной до давления 3,5 атм. Схема эксперимента и метод отбора частиц были аналогичны предыдущей реакции. Поскольку пробег ядер He^3 малой энергии, испущенных под углом 5,8° в л.с.к., равнялся всего 0,885 г/см² углерода, а количество воздуха на пути от мишени до регистрирующей аппаратуры составляло около 1 г/см², то в этом опыте требовалось

использование вакуумного тракта. В результате суммарное количество вещества на пути ядер He^3 , включая счетчики телескопа, было эквивалентно $0,767 \text{ г/см}^2$ углерода. Условия регистрации ядер He^3 показаны на рис. 11. Для определения абсолютного сечения реакции $p+d \rightarrow \text{He}^3 + \pi^0$ в тех же условиях был измерен выход дейтронов от реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$. Было найдено, что

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{He}^3} = 5,8^\circ) = (20,1 \pm 1,8) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}, \quad (20)$$

а дифференциальное сечение в с.ц.м., отнесенное к углу вылета π^0 -мезона, оказалось равным

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(\theta_{\pi^0}^{\text{с.ц.м.}} = 12^\circ) = (4,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (21)$$

Выход ядер трития от реакции $p+d \rightarrow \text{H}^3 + \pi^+$ был измерен повторно с использованием дополнительного отбора по времени пролета между счетчиками, расположенными на расстоянии 3,3 м. Результаты, полученные таким образом, совпадали с первой серией измерений в пределах статистической точности эксперимента.

Из этих двух результатов можно найти отношение сечений двух зарядово-сопряженных реакций для угла около 12° в с.ц.м., а именно

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow \text{H}^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow \text{He}^3 + \pi^0)} = 2,04 \pm 0,32. \quad (22)$$

Поправку, обусловленную различием в угле многократного рассеяния трития и He^3 , в нашем эксперименте можно было не учитывать, так как эта поправка скомпенсирована. Действительно, средний квадрат угла многократного рассеяния для ядер He^3 в 4 раза превышает средний квадрат угла многократного рассеяния ядер H^3 . При регистрации ядер трития количество воздуха на пути частиц было также в 4 раза больше, чем для ядер He^3 . Кроме того, дополнительные измерения при откачанном тракте показали, что поправка на рассеяние в воздухе для ядер H^3 невелика и не превосходит статистическую ошибку самих измерений.

Найденное отношение сечений (22) достаточно хорошо согласуется с теоретическим значением $^{18/} 2,20 \pm 0,07$ в пределах полученной точности измерений.

Сравнивая наш результат с более точными измерениями^{/9/}, мы можем сделать вывод о том, что регистрирующая аппаратура, используемая нами, имела одинаковую эффективность регистрации как однозарядных, так и двузарядных частиц.

§ 5. Реакция $d+d \rightarrow He^3+n$.

Перед каждой серией опытов на пучке дейтронов правильность работы аппаратуры проверялась путем измерения выхода ядер He^3 , образующихся в реакции $d+d \rightarrow He^3+n$.

Идентификация ядер He^3 производилась по импульсу, удельной ионизации, пробегу и в некоторых случаях - по времени пролета. Из-за сравнительно большого сечения этой реакции ($\approx 10^{-28} \text{ см}^2$) выделение ядер He^3 производилось достаточно надежно и сравнительно быстро. Условия регистрации ядер He^3 при работе с различными мишенями приведены на рис. 12, 13, 14, 15, 20 для различных сочетаний факторов отбора. Дифференциальное сечение этой реакции для угла $5,8^\circ$ в л.с.к. было определено в нескольких сериях измерений независимо - путем сравнения выхода от твердых мишеней ядер He^3 и дейтронов от реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ при непосредственном переходе синхроциклотрона из режима ускорения протонов в режим ускорения дейтронов. Условия регистрации дейтронов от этой реакции приведены на рис. 18.

В четырех сериях измерений были получены следующие значения дифференциальных сечений, без внесения поправок на поглощение и многократное рассеяние в тормозящих медных фильтрах телескопа:

$$(2,28 \pm 0,3); (1,97 \pm 0,3); (2,56 \pm 0,3); (2,01 \pm 0,3) \times 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (23)$$

Дифференциальное сечение, усредненное по этим четырем измерениям, равняется

$$\eta \frac{dG}{d\Omega}(5,6^\circ)(d+d \rightarrow He^3+n) = (2,18 \pm 0,15) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (24)$$

Поправка на поглощение и многократное рассеяние в тормозящем фильтре, η , была измерена путем сравнения выхода ядер He^3 от жидкодейтериевой мишени с установленным тормозящим фильтром и без него. Такие измерения стали возможными только благодаря значительному снижению фона при переходе к мишени из жидкого дейтерия. Отношение площадей пиков без фильтра и с фильтром

оказалось равным 1,52. Расчетное значение этой поправки, если сечение взаимодействия ядер He^3 с ядром меди принять равным геометрическому, составляет 1,45. Различие между наблюдаемым значением и расчетным может быть приписано эффекту многократного рассеяния в тормозящем фильтре, который располагался перед счетчиком телескопа № 5.

Принимая в расчет измеренное значение поправки, находим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(d+d \rightarrow \text{He}^3 + n) = (3,3 \pm 0,23) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (25)$$

В системе центра масс сталкивающихся дейтронов это сечение равно

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(16^\circ)(d+d \rightarrow \text{He}^3 + n) = (4,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (26)$$

Поскольку при настройке аппаратуры по ядрам He^3 от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^3 + n$ всегда применялся отбор по пробегу, то для калибровки сечений реакций $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ и $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ использовалось сечение реакции $d+d \rightarrow \text{He}^3 + n$, не исправленное на поглощение и рассеяние в фильтре, а именно

$$\eta \frac{d\sigma}{d\Omega} = (2,18 \pm 0,15) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (27)$$

§ 6. Первая серия измерений

Первые данные о реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ были получены нами на мишенях из дейтерополиэтилена и углерода^{15/}. Общая схема этих опытов и расположение регистрирующей аппаратуры изображены на рис. 3. Телескоп состоял из сцинтилляторов в виде пленок толщиной 0,5 мм размерами: 20 x 35 мм, 23x39 мм, 26x43мм, 29x47мм и 42 x 60 мм. Счетчик антисовпадений имел толщину 6 мм и площадь 60x70 мм. Порог такого телескопа составлял 0,44 г/см² углеродного эквивалента, а общее количество вещества на пути заряженных частиц от центра мишени до телескопа, включая воздух на длине пути частиц в 815 см, составляло 1,21 г/см² углеродного эквивалента.

Кинематические характеристики регистрируемых частиц от реакций

$d+d \rightarrow \text{He}^3 + n$, $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ при энергии дейтронов 404 Мэв приведены в таблице 111.

Т а б л и ц а 111

Кинематические характеристики тяжелых частиц, соответствующие высокоэнергетическим ветвям указанных в таблице реакций под углом $5,6^\circ$ в л.с.к. для энергии дейтронов 404 Мэв при использовании мишени из дейтерополиэтилена или жидкодейтериевой мишени

Реакция	$d+d \rightarrow He^3+n$	$d+d \rightarrow He^4+\gamma$	$d+d \rightarrow He^4+\pi^0$
Эффективный импульс P/Z в центре отклоняющего магнита, Мэв/с	733	669	635
Разброс в эффективном импульсе, обусловленный толщиной мишени, Мэв/с	± 6	± 14	± 16
Начальная энергия частиц, Мэв	374	254	232
Толщина тормозящего фильтра в телескопе	9,5 г/см ² Cu	0,87 см Al	0,82 см Al
Толщина фильтра перед счетчиком антисовпадений	2 г/см ² Cu	0,28 см Al	0,28 см Al
Средние ионизационные потери $\frac{dE}{dx}$, Мэв/г/см ² углерода	24	44	49
Показания по шкале прибора, измеряющего ток в отклоняющем магните (\pm разброс, соответствующий разбросу в эффективном импульсе)	59,5 \pm 0,5	54,5 \pm 1,11	51,5 \pm 1,3

Счетные характеристики аппаратуры при регистрации тяжелых частиц указанных реакций приведены на рисунках 12,13,16 и 17. Настройка аппаратуры начиналась с идентификации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3+n$. Как видно из рис.12 и 13, ядра He^3 , испускаемые в $(d + CD_2)$ -соударениях, отделяются от фона путем отбора по пробегу и величине ионизации. Измерения разности счета от CD_2 и C -мишеней в зависимости от эффективного импульса позволяли

точно установить положение пика, отвечающего ядрам He^3 от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^3+n$. Этот пик в дальнейших измерениях служил репером, положение которого позволяло градуировать шкалу прибора, измеряющего ток в обмотках отклоняющего электромагнита, и тем самым определить место поисков α -частиц, образующихся в реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4+\pi^0$. На рис. 16, 17 показаны условия регистрации α -частиц с эффективным импульсом 635 Мэв/с, возникающих в мишени из тяжелого полиэтилена. Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации (рис. 16а) не имеет ярко выраженного плато, как в случае ядер He^3 . Причина этого заключается в том, что через телескоп проходило большое количество протонов, которые образовывались в результате стрипинга дейтронов на ядрах углерода. При этом область импульсов α -частиц, соответствующих реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4+\pi^0$, находилась как раз вблизи максимума процесса стрипинга. Заряженные частицы, отобранные отклоняющим магнитом, взаимодействовали с веществом тормозящего фильтра телескопа. Вторичные заряженные частицы, образовавшиеся в "звездах", могли пронизывать все счетчики телескопа и таким образом имитировать прохождение частиц с большой ионизацией и заданным пробегом.

Для определения величины этого фона тормозящий фильтр в телескопе увеличивался до 1 см А1, что обеспечивало поглощение всех α -частиц, испущенных из ядер углерода и имеющих эффективный импульс 635 Мэв/с. Счетная характеристика телескопа, измеренная в этих условиях (квадратики на рис. 16а), свидетельствует о том, что начиная с уровня дискриминации в 18 вольт телескоп регистрирует только α -частицы, идущие от углерода, без заметной примеси звездных осколков. Это также подтверждается кривой отбора частиц по пробегу (рис. 17а). При установлении порога дискриминатора в 18 вольт, дифференциальная кривая пробегов имеет максимум в месте, соответствующем кинематическим расчетам. Кроме этого разность счетных характеристик телескопа в зависимости от порога дискриминации, измеренных для двух значений тормозящих фильтров 1 см А1 и 0,5 см А1 (рис. 16б), имеет обрыв, согласующийся по положению с расчетом, произведенным по кривой зависимости светового выхода от величины ионизации (рис. 9).

Результаты измерений реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4+\pi^0$ под углом $5,6^\circ$ в л.с.к. представлены на рис. 17б. Разность отсчетов телескопа от мишеней из дейтерополиэтилена и углерода, измеренная за 15 часов, в области расчет-

ного расположения пика α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ составляет (-37 ± 49) при числе импульсов монитора, равном $16 \times 1,85 \cdot 10^4$. Площадь под пиком ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$ составляет 415 отсчетов при числе импульсов монитора, равном 16×400 .

Если исключить изменение интервала импульсов при переходе от одного тока отклоняющего магнита к другому ($K_1 = 1,15$) и ввести поправку на поглощение α -частиц в тормозящем фильтре ($K_2 = 1,10$) и рассеяние в воздухе ($K_3 = 1,16$), то получим, что дифференциальное сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ с 90%-ной достоверностью

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,6^\circ)(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 7 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad (28)$$

или в с.ц.м.

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(51^\circ)(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 8 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (29)$$

Если далее предположить, что угловое распределение π^0 -мезонов описывается зависимостью $A + B \sin^2 \theta$, то можно оценить верхнюю границу полного сечения, а именно

$$\sigma_t(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 1,0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \quad (30)$$

с достоверностью 90%.

Поскольку в условиях данного эксперимента мы могли регистрировать одновременно α -частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, приводящей к образованию изотопически скалярного π_0^0 -мезона, то полученную нами оценку полного сечения для реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ следует также рассматривать как верхнюю границу сечения для изотопически скалярного π_0^0 -мезона с массой покоя в интервале (135_{-35}^{+15}) Мэв, (таблица 1У).

§ 7. Вторая серия измерений

Заметный выход α -частиц от соударений дейтронов с ядрами углерода не позволяет существенно улучшить верхнюю оценку сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ путем простого увеличения длительности измерений. Использование мишени с жидким дейтерием обеспечивает существенно лучшие условия опыта. Действительно, если в мишени из тяжелого полиэтилена весовое соотношение ядер дейтерия

Т а б л и ц а 1У

Некоторые кинематические характеристики α -частиц для различных возможных масс π_0^0 -мезона

Возможные значения массы π_0^0 -мезона, Мэв	190	176	134,8	98	0
Соответствующий эффективный импульс α -частицы, Мэв/с	575	596	635	652	669
Показания токового прибора	46,5	48,3	51,5	52,6	54,5
Величина тормозящего фильтра в телескопе, см Al	0,265	0,384	0,62	0,71	0,87

и ядер углерода составляет 1:3, то в жидкодейтериевой мишени с диаметром контейнера 25 мм и толщиной латунных стенок 30 микрон соотношение легких и тяжелых ядер становится равным 8:1.

Общая схема эксперимента и расположение регистрирующей аппаратуры при использовании мишени с жидким дейтерием были такими же, как и в первой серии измерений. Идентификация частиц производилась по эффективному импульсу, удельной ионизации и пробегу. Настройка аппаратуры производилась путем регистрации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$. Значительное снижение фона от более тяжелых ядер позволило более четко выделить моноэнергетическую группу ядер He^3 по всем счетным характеристикам регистрирующей аппаратуры (рис. 14).

Условия регистрации α -частиц были аналогичны условиям в первой серии измерений. Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации (рис. 19) все же еще не имеет четко выраженного плато. Однако, постоянство разности измерений с двумя различными фильтрами указывает на то, что при пороге дискриминации выше 18 вольт регистрируются практически одни только α -частицы. Эти α -частицы возникают при взаимодействии дейтронов с ядрами тяжелых элементов в латунной фольге контейнера водородной мишени. Применение мишени из жидкого дейтерия позволило снизить фон α -частиц примерно в 35 раз по сравнению с фоном от мишени из тяжелого полиэтилена.

На рис. 20 приведен в масштабе 1:240 выход ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^3 + n$ для угла $5,8^\circ$ в л.с.к. Там же приведены фоновые отсчеты регистрирующей аппаратуры в области значений тока отклоняющего электромагнита, соответствующей α -частицам от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$. Прямая линия, проведенная методом наименьших квадратов по точкам измерений, расположенным справа и слева от места расчетного расположения выхода α -частиц от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$, соответствует среднему уровню фона. Сравнение с этой прямой результатов измерений в области предполагаемого выхода α -частиц от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ позволяет оценить верхнюю границу сечения этой реакции.

Результаты обработки полученных данных, проведенные с учетом поправок на поглощение и рассеяние α -частиц в тормозящем фильтре телескопа и в воздухе, таких же как в первой серии измерений, показывают, что с достоверностью 90% полное сечение реакции

$$\sigma_t(d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0) < 1,9 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (31)$$

Возможному сечению этой реакции, равному $2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, соответствует пунктирная кривая, приведенная на рис. 20 для наглядности. Эта же оценка относится также к верхней границе сечения образования изотопически скалярного π^0 -мезона с массой покоя в интервале 100–150 Мэв.

§ 8. Третья серия измерений

Дальнейшее снижение уровня фона, вызванного α -частицами, выбиваемыми из латунной фольги контейнера мишени, а также фрагментами от ядерных расщеплений ("звезд"), происходящих в тормозящих фильтрах и счетчиках, было достигнуто на газовой дейтериевой мишени с введением дополнительного отбора частиц регистрирующей аппаратурой по времени пролета.

Кроме этого путь частиц от мишени до регистрирующей аппаратуры проходил почти на всем протяжении по тракту, откачанному от воздуха. Общая схема экспериментов этой серии изображена на рис. 4. Наиболее важные кинематические характеристики регистрируемых частиц приведены в таблице У.

Т а б л и ц а У

Кинематические характеристики тяжелых частиц, соответствующие высокоэнергетичным ветвям указанных в таблице реакций для угла $5,8^\circ$ в лабор.сист. при энергии дейтронов 404 Мэв и использовании газодейтериевой мишени.

Реакция	$d+d \rightarrow He^3+n$	$d+d \rightarrow He^4+\gamma$	$d+d \rightarrow He^4+\pi^+$
Эффективный импульс P/Z в центре отклоняющего магнита, Мэв/с	743	689	656
Разброс в эффективном импульсе, обусловленный толщиной мишени, Мэв/с	0,6	5	6
Отсчет по шкале прибора, измеряющего ток в отклоняющем электромагните	60	55,6	52,5
Толщина фильтра в телескопе	10,7 г/см ² Cu	1,0 см Al	0,75 см Al
Толщина фильтра перед счетчиком антисовпадений	1,7 г/см ² Cu	0,3 см Al	0,3 см Al
Средние ионизационные потери частиц dE/dx в Мэв/г/см ² углерода	24	44	49
Время пролета частиц на базе 3,35 м	$24 \cdot 10^{-9}$ сек	$33 \cdot 10^{-9}$ сек	$35 \cdot 10^{-9}$ сек
Время пролета протонов с тем же эффективным импульсом	$17 \cdot 10^{-9}$ сек	$18 \cdot 10^{-9}$ сек	$19 \cdot 10^{-9}$ сек
Начальная энергия тяжелых частиц для угла $5,8^\circ$ в л.с.к., Мэв	374	254	232
Конечная энергия тяжелых частиц после прохождения пяти сцинтилляционных счетчиков телескопа, Мэв	343	207	180

В двух первых счетчиках, осуществлявших отбор по времени пролета, были использованы сцинтилляторы размером 40 x 58 мм, 28 x 45 мм и толщиной 1,3 мм. В телескоп изменений внесено не было. Разрешающая способность схемы совпадений, с помощью которой производился отбор по времени пролета частиц, измерялась в реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$ (рис. 15) путем регистрации ядер He^3 , а также по протонам, имевшим такую же скорость, как и α -частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ (рис. 21 а).

В первом случае между первым счетчиком и схемой совпадений вводилась переменная линия задержки в виде отрезков высокочастотного кабеля различной длины. Во втором случае в телескопе были установлены сцинтилляторы толщиной 5 мм, и производилось измерение эффективности совпадений между двумя первыми счетчиками в зависимости от скорости движения протонов. Между первым счетчиком и схемой совпадений вводилась задержка, соответствующая времени пролета α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$. Отбор протонов различной скорости производился путем изменения тока в отклоняющем электромагните. Разрешающая способность схемы совпадений, измеренная таким методом, составляла $(5-7) \cdot 10^{-9}$ сек при полной эффективности в максимуме счета. Разрешающую способность схемы можно было улучшить путем снижения напряжения на фотоумножителях первых двух счетчиков. При этом наблюдалось плавное уменьшение области полной эффективности совпадений. Начиная с разрешающего времени около $3 \cdot 10^{-9}$ сек наступало уменьшение эффективности двойных совпадений.

Наличие устойчивой области полной эффективности регистрации позволяло разделять частицы с близкими скоростями, но различной ионизирующей способности, путем выбора соответствующих напряжений на первых двух счетчиках. Таким способом удалось полностью исключить дейтроны при регистрации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$ без заметной потери в эффективности (рис. 15б). Особенно значительный эффект в снижении фона от "звездных" фрагментов был достигнут при регистрации α -частиц, выбиваемых из ядер углерода (рис. 21б). Отбор по времени пролета в этом случае позволял полностью подавить фон, обусловленный неупругими соударениями протонов с ядрами вещества тормозящих фильтров и сцинтилляторов. Фон, обусловленный такими же неупругими процессами соударений дейтронов, мог быть подавлен путем уменьшения напряжения на первых двух счетчиках. Дейтроны в наших условиях имели то же время пролета, что и α -частицы, но величину ионизации - в 4 раза меньше.

Счетные характеристики регистрирующей аппаратуры, настроенной на α - частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, были измерены от мишени из тяжелого полиэтилена (рис. 22а,б)).

Стабильность работы аппаратуры во время измерений α -частиц от реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ проверялась периодически путем замены газовой дейтериевой мишени мишенью из тяжелого полиэтилена. При этом контрольной величиной являлся выход α -частиц от этой мишени (рис.23).

За время измерений на газовой дейтериевой мишени не было зарегистрировано ни одного импульса от α -частиц, которые могли быть образованы в реакциях $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ и $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$. В ходе этих измерений не наблюдалось никаких изменений в эффективности аппаратуры (рис. 23). Результаты опытов представлены на рис. 22в, где показан выход ядер He^3 в масштабе 1:600 и α -частиц от реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$. Эти данные с учетом поправок, уже рассмотренных в первой серии измерений, позволяют оценить верхнюю границу сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, которая с достоверностью 90%, оказалась равной

$$\sigma_t(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 1,9 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (32)$$

§ 9. Четвертая серия измерений

Дальнейшее улучшение точности измерений сечений реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ могло быть достигнуто путем существенного увеличения статистического объема измерений. С этой целью в четвертой серии измерений размеры сцинтилляторов телескопа и временных счетчиков были значительно увеличены. Размеры сцинтилляторов временных счетчиков составляли: 40 x 100 x 2 мм; 55 x 100 x 2 мм; размеры сцинтилляторов в телескопе: 45 x 90 x 2 мм (определяющий счетчик телескопа), 50 x 95 x 2 мм; 55 x 100 x 2 мм; 60 x 105 x 2 мм; 65 x 110 x 2 мм; 73 x 118 x 5 мм (счетчик антисовпадений). Во избежание ухудшения разрешающей способности при отборе частиц анализирующим магнитом/на выходе бетонной защитной стены устанавливался коллиматор со щелью прямоугольного сечения размером 30 мм по горизонтали и 80 мм по вертикали. Поперечные размеры вакуумного тракта были увеличены до необходимых размеров. В результате этих

мероприятий эффективный телесный угол регистрирующей установки увеличился, примерно, в 7 раз без какого-либо заметного ухудшения разрешающей способности по эффективному импульсу. В остальном схема эксперимента осталась такой же, как и в третьей серии измерений (рис. 4).

На рис. 24, 25 показаны счетные характеристики аппаратуры в четвертой серии измерений при настройке на α -частицы от углеродной мишени, имеющие те же кинематические характеристики, что и α -частицы от реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$. Появление наклонного участка на графике зависимости счета от величины дискриминации вызвано ухудшением однородности светосбора, а также увеличением эффективности регистрации звездных фрагментов вследствие увеличения размеров сцинтилляторов. Предположение о существенной роли звездных фрагментов в наблюдаемом фоне подтверждается тем фактом, что наклон этой счетной характеристики зависит от выбора напряжений на фотоумножителях в счетчиках, осуществляющих отбор по времени пролета. Эти звезды вызываются дейтронами, имеющими тот же самый импульс и скорость, что и α -частицы. Благодаря флуктуациям ионизационных потерь часть импульсов, образованных дейтронами, может быть пропущена схемой, и дейтроны, образовавшие звезды в счетчиках телескопа, будут зарегистрированы как ложная α -частица.

Указанное на графике рабочее напряжение на счетчиках временного отбора, а также выбор порога дискриминации обеспечивают примерно 80%-ную эффективность регистрации α -частиц при минимальном уровне фона.

На рис. 26 показаны результаты измерений реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ и $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$. Справа там же приведен калибровочный пик выхода ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$.

Измерения проводились на газовой дейтериевой мишени. Фон определялся на газовой водородной мишени. Смена мишеней производилась примерно через каждые два часа. В промежутках проводились измерения α -частиц от углерода с целью проверки стабильности аппаратуры.

При суммарной длительности измерений около 20 часов для трех значений тока отклоняющего магнита в месте расположения пика от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ было зарегистрировано 14 отсчетов от дейтериевой мишени и 13 отсчетов от водо-

родной мишени. При этом среднее число отсчетов α -частиц от углерода после смены дейтериевой мишени составляло 17 ± 2 , а после смены водородной мишени $14 \pm 1,2$.

При обработке полученных данных было проанализировано распределение во времени моментов появления отсчетов. На рис. 27 приведено распределение числа событий за один и тот же интервал времени около 30 мин. Как видно из рисунка, наблюдаемое распределение удовлетворительно согласуется с распределением Пуассона при появлении за этот интервал времени в среднем одного отсчета. Этот результат показывает, что эффективность регистрации не менялась ни в опытах с дейтериевой мишенью, ни в опытах с водородной мишенью. Это также служит достаточным основанием для того, чтобы при обработке полученных результатов учитывать только статистические ошибки.

Результаты этой серии измерений после введения всех поправок, уже рассматривавшихся раньше, позволяют заключить, что полное сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ меньше, чем $1,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ с 90%-ной достоверностью.

При измерении выхода α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ было зарегистрировано 37 отсчетов в месте предполагаемого выхода α -частиц от этой реакции при работе с дейтериевой мишенью в течение 20 часов.

Фон в этих условиях определялся двояко: во-первых, путем тех же измерений на дейтериевой мишени, но при меньшем и большем токе отклоняющего магнита; во-вторых, на водородной мишени в месте расположения пика α -частиц. За время измерений около 20 часов было зарегистрировано 17 фоновых отсчетов.

Результаты измерений эффективности регистрации за время опытов путем замены газовых мишеней на углеродную показывают, что среднее число отсчетов α -частиц после замены дейтериевой мишени составляет в среднем $18 \pm 1,3$, а при замене водородной мишени $20 \pm 1,4$.

Так же, как и в предыдущей реакции, нами производился анализ распределения моментов появления отсчетов во времени, приведенный на рис. 27, а,б. Никаких отклонений от распределения Пуассона не было обнаружено. Все это указывает на то, что при оценке ошибок проведенной серии измерений достаточно принимать в расчет только статистические ошибки.

Разность отсчетов в пике реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ и уровня фона составляет $20 \pm 7,4$. Вероятность того, что эта разность на самом деле может оказаться равной нулю, составляет не более 1%. Это свидетельствует о том, что наблюдаемый нами эффект от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ является вполне достоверным.

Если учесть поправку на изменение интервала импульса при переходе к другому току ($K_1=1,08$), ввести поправку на поглощение в тормозящем фильтре ($K_2=1,10$), а также на неэффективность регистрации α -частиц ($K_3=1,25$), то сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ для угла $5,8^\circ$ в л.с.к. составит

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(d+d \rightarrow He^4 + \gamma)(5,8^\circ) = (0,84 \pm 0,31) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (33)$$

Углу в л.с.к. $5,8^\circ$ соответствует угол вылета α -частиц, равный в с.ц.м. $41,5^\circ$. Дифференциальное сечение в с.ц.м. для этого угла равно

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(41,5^\circ)(d+d \rightarrow He^4 + \gamma) = (1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (34)$$

Преобладающим переходом в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ является электрический квадрупольный переход $^1S \rightarrow ^1D$, угловое распределение которого имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sin^2 \theta \cos^2 \theta.$$

В этом случае полное сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ оказывается равным

$$\sigma_t(d+d \rightarrow He^4 + \gamma) = (1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (35)$$

§ 10. Реакция $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$

Измерение сечения этой реакции, разрешенной правилами отбора по изотопическому спину, проводилось на пучке протонов с энергией 670 Мэв под углом $5,8^\circ$ в л.с.к. Общая схема эксперимента, расположение аппаратуры и применявшиеся методы отбора были такими же, как и в третьей серии измерений (рис. 4).

Некоторые кинематические характеристики высокоэнергетичной ветви α -частиц, образующихся в реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, приводятся в таблице У1.

Настройка аппаратуры производилась по α -частицам от углеродной мишени, имевшим такую же энергию, как и α -частицы от реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$.

Т а б л и ц а 1

Некоторые кинематические характеристики α -частиц, испускаемых в реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$

Угол ре- гистрац. α -частиц в л.с.к.	Угол ис- пускания π^+ -мезона в с.с.м.	Эффектив- ный импульс p/Z , Мэв/с	Энергия α -час- тиц Мэв	$\frac{dE}{dx}$ Мэв/г/ см ²	Время пролета на базе 3,35м _г в 10 сек	Толщи- на торм. фильтра телеск.	Толщ. филь- тра пе- ред счетч. анти- совп.
5,75°	159°	802	329	30	29,5	1,76см A1	0,8см A1

Счетные характеристики, приведенные на рис. 28, показывают, что α -частицы данной энергии надежно выделяются при фиксированной линии задержки как по порогу дискриминации, так и по пробегу.

Основные измерения проводились на газовой мишени, заполненной гелием-3 до давления 0,9 атм. Фон измерялся на газовой мишени, наполненной дейтерием до давления 3 атм. Контроль стабильности эффективности производился через каждые два часа путем измерения выхода α -частиц от углеродной мишени.

За время измерений около 7 часов было зарегистрировано 10 отсчетов аппаратуры при значении тока электромагнита, соответствующего α -частицам от реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$. С уменьшением или увеличением тока в отклоняющем магните не было зарегистрировано ни одного отсчета аппаратуры. Также не было зарегистрировано ни одного отсчета от дейтериевой мишени для значения тока электромагнита, соответствующего α -частицам от реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$.

Калибровка эффективности для определения абсолютного сечения была произведена путем сравнения с выходом ядер трития от реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$, найденным в тех же самых условиях на газовой дейтериевой мишени.

Дифференциальное сечение реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ для угла 5,8° в л.с.к. оказывается равным

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+) = (3,26^{+1,35}_{-1,27}) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}, \quad (36)$$

а в с.п.м.

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(\theta_\pi^* = 159^\circ)(p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+) = (0,24^{+0,1}_{-0,09}) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (37)$$

§ 11. Обсуждение результатов

а) Сопоставление сечений реакций $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ и $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$.

Если статистически усреднить все оценки верхней границы сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, найденные в трех сериях измерений, то с достоверностью 90% получатся следующие результаты:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad (38)$$

в с.п.м.

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(55^\circ)(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 9 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad (39)$$

и для полного сечения

$$\sigma_t(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) < 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (40)$$

Это значение верхней оценки сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ необходимо сравнивать с сечением электромагнитного процесса $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, которое, на основании данных, полученных в настоящей работе, составляет

$$\sigma_t(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) = (1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Кроме этого, оценку данного сечения можно независимо получить из данных /14/ по фоторасщеплению ядер гелия. Согласно результатам указанной работы, интегральное сечение электромагнитного процесса $\gamma + He^4 \rightarrow d + d$, определяемое как

$$\Sigma_{dd} = \int_{E_\gamma = 23 \text{ МэВ}}^{E_\gamma = 190 \text{ МэВ}} \sigma_t(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (41)$$

составляет около 2% от интегрального сечения реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$.
 Такой малый выход реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d$ объясняется тем, что электрический дипольный переход в реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d$ запрещен, и наиболее вероятным является электрический квадрупольный переход $^4S \rightarrow ^4D$.

Если предположить, что энергетическая зависимость полного сечения реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d$ имеет такой же вид, как и реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$, то сечение обратного процесса $d + d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$, которое может быть подсчитано с помощью соотношения

$$\sigma(d + d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma) = \frac{2 \cdot 2}{(2S_d + 1)^2} \left(\frac{P_\gamma}{P_d} \right)^2 \sigma(\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d), \quad (42)$$

составит $0,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ при энергии налетающих дейтронов $E_d = 400 \text{ Мэв}$. Здесь P_γ и P_d - импульсы γ -кванта и дейтрона в с.д.и., S_d - спин дейтрона; первый множитель 2 связан с числом возможных поляризаций γ -кванта, а второй - обусловлен тождественностью дейтронов.

В упомянутой работе^{/14/} был проведен анализ энергетической зависимости электрического квадрупольного перехода в реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$, который показывает, что относительный вклад квадрупольного перехода должен возрасти с увеличением энергии γ -квантов. Этот вывод качественно совпадает с теоретическими оценками, произведенными для процессов $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$ и $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d$ ^{/18/}. Если, наконец, принять во внимание возрастание сечения фотопроцессов благодаря резонансу на мезонном облаке, которое наиболее отчетливо наблюдается при фоторасщеплении дейтрона в области энергий 200-300 Мэв^{/23/}, то станет очевидным, что полученная выше оценка сечения $d + d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$, составляющая $0,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, является лишь нижним пределом сечения этой реакции и в действительности полное сечение может существенно превышать это значение.

Энергетическую зависимость сечений реакций $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$ и $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow d + d$ можно также рассчитать теоретически, аналогично тому, как это было сделано в работе^{/18/} (см. Приложение № 1).

Результаты численного интегрирования выражений (73) и (77) (см. Приложение № 1) представлены на рис. 29. Там же приведены экспериментальные

данные о реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \text{p}$, полученные в опытах по фоторасщеплению гелия в интервале энергий γ -квантов от порога до 140 Мэв^{/14/}, а также данные о реакции $\text{d} + \text{d} \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$, полученные в настоящей работе при энергии дейтронов 400 Мэв.

Теоретическая зависимость сечения реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \text{p}$ от энергии, качественно (с точностью до множителя $\approx 2,5$), согласуется с экспериментальными данными во всем интервале энергий. Очень крутой спад сечения в области высоких энергий вызван тем, что в проведенных расчетах принимался во внимание только электрический дипольный переход, между тем как из данных по угловому распределению в реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \text{p}$ ^{/14/} следует, что электрический квадрупольный переход начинает играть заметную роль уже с энергии выше 30 Мэв, и его вклад увеличивается с ростом энергии γ -квантов.

Расчетное интегральное сечение реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{d} + \text{d}$ равно

$$I_{\text{dd}} = \int_{220 \text{ Мэв}}^{23 \text{ Мэв}} \sigma(\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{d} + \text{d}) dE_{\gamma} = 0,72 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ Мэв}, \quad (43)$$

что хорошо согласуется со значением $I_{\text{dd}} = 0,02 I_{\text{H}^3\text{p}} = 0,75 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ Мэв}$,^{/14/} полученным из опытов по фоторасщеплению гелия.

Сечение реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{d} + \text{d}$, вычисленное из выражения (77) при энергии γ -квантов 220 Мэв, составляет $1,25 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$, что в пересчете на реакцию $\text{d} + \text{d} \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ дает

$$\sigma_t(\text{d} + \text{d} \rightarrow \text{He}^4 + \gamma) = 0,7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (44)$$

Полученное таким образом расчетное сечение (44) можно рассматривать лишь как приближенную оценку полного сечения этого процесса, точность которой, если учитывать результаты сопоставления расчета и эксперимента в реакции

$$\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \text{p},$$

оценивается множителем ≈ 2 .

Таким образом оценка реакции $\text{d} + \text{d} \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ получена тремя независимыми способами:

1) экспериментально

$$\sigma_t = 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2;$$

2) путем экстраполяции данных о сечении фоторасщепления гелия

$$\sigma_t \approx 0,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2;$$

3) непосредственным расчетом

$$\sigma_t \approx 0,7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Все вместе взятое позволяет утверждать, что

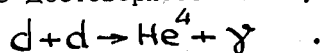
$$\sigma_t(d+d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma) \approx 1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$$

с неопределенностью 50%.

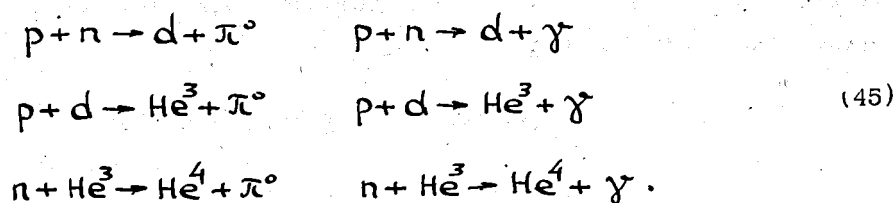
В то же время данные о реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$, полученные в настоящей работе, указывают на то, что

$$\sigma_t(d+d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma) < 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$$

с достоверностью 90%, т.е. не превосходит сечения электромагнитного процесса



Этот факт свидетельствует о достаточно строгом выполнении закона сохранения полного изотопического спина в процессах образования π -мезона, так как при отсутствии запрета сечение реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ должно было бы превышать сечение процесса $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ примерно в 10^2 раз. Такое соотношение наблюдается в нескольких парах реакций



Полное сечение реакции $p+n \rightarrow d+\pi^0$, вычисленное на основании данных о реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$, составляет около 0,95 мб при энергии π -мезона в с.ц.м., равной 80 Мэв. Сечение реакции $\gamma+d \rightarrow n+p$ известно из данных по фоторасщеплению дейтронов при энергии γ -квантов около 200 Мэв^{/23/}, а именно, оно равно около 0,06 мб. Сечение реакции

$p+n \rightarrow d+\gamma$, вычисленное на основании принципа детального равновесия, составляет 0,017 мб. Таким образом, сечение реакции $p+n \rightarrow d+\pi^0$,

обусловленное сильным взаимодействием, примерно, в 55 раз больше сечения электромагнитного процесса $p+n \rightarrow d+\gamma$.

Сечение реакции $p+d \rightarrow He^3+\pi^0$ при энергии π -мезонов в с.ц.м. 80 Мэв можно получить из результатов измерения сечения реакции $p+d \rightarrow H^3+\pi^+$ при энергии протонов 340 Мэв^{/24/}

$$\sigma(p+d \rightarrow He^3+\pi^0) = \frac{1}{2} \sigma(p+d \rightarrow H^3+\pi^+) = 8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (46)$$

Сечение электромагнитного процесса $p+d \rightarrow He^3+\gamma$ следует из расчетов процессов фоторасщепления^{/25/}. Для волновых функций тяжелых частиц экспоненциального вида получаем $\sigma(\gamma+He^3 \rightarrow p+d) = 1,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ при энергии γ -квантов 215 Мэв и, соответственно, для обратной реакции

$$\sigma(p+d \rightarrow He^3+\gamma) = 1,6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (47)$$

Таким образом, мы видим, что и в этом случае сечение реакции, связанное с сильным взаимодействием, в 50 раз больше, чем сечение соответствующего электромагнитного процесса.

Наконец, сечение реакции $n+He^3 \rightarrow He^4+\pi^0$, согласно оценкам, приведенным в Приложении № 3, составляет для энергии π^0 -мезона в с.ц.м. 80 Мэв.

$$\sigma(n+He^3 \rightarrow He^4+\pi^0) = \frac{1}{2} \sigma(p+He^3 \rightarrow He^4+\pi^+) \approx 38 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2, \quad (48)$$

в то время как для реакции $\gamma+He^4 \rightarrow He^3+n$, если экстраполировать данные о фоторасщеплении гелия^{/24/}, мы получаем сечение

$$\sigma(\gamma+He^4 \rightarrow He^3+n) = 7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \quad (49)$$

при энергии γ -квантов 200 Мэв. Отсюда сечение обратной реакции

$$\sigma(n+He^3 \rightarrow He^4+\gamma) = 5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \quad (50)$$

то есть, в 76 раз меньше, чем сечение реакции $n+He^3 \rightarrow He^4+\pi^0$.

Таким образом, все без исключения рассмотренные выше примеры подтверждают вывод о том, что сечение реакций, обусловленных сильным взаимодействием, при соблюдении правил отбора по изотопическому спину, примерно на два порядка превышает сечение соответствующих электромагнитных процессов с участием тех же самых тяжелых частиц, и тем самым указывает на наличие сильного запрета в реакции $d+d \rightarrow He^4+\pi^0$

б) Сопоставление с реакцией $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$

Верхнюю границу сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ можно также сопоставить с сечением реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, разрешенной правилами отбора по изотопическому спину. Легко видеть, что реакция $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ отличается от "разрешенной" реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ так же, как реакция $p + H^3 \rightarrow He^4 + \gamma$ от $d + d \rightarrow He^4 + \gamma$. Поэтому, установив с помощью последней пары реакций это различие, мы можем тем самым независимым методом оценить степень запрета в реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$.

В настоящей работе сечение реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ было измерено под одним углом в л.с. при энергии протонов 670 Мэв, которой соответствует энергия π^+ -мезона в с.ц.м., равная 326 Мэв. Для того, чтобы произвести оценку сечения этой реакции при энергии π^- -мезона 80 Мэв, были произведены расчеты сечения реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ в импульсном приближении. При этом предполагалось, что π^- -мезон образуется в элементарном нуклон-нуклонном соударении, а затем происходит слияние всех нуклонов в ядро гелия-4. Привязку этих расчетов можно произвести при энергии протонов 670 Мэв, и на основе расчетов получить оценку сечения для энергии π^- -мезонов в с.ц.м. 80 Мэв.

В качестве основной проверки справедливости такого метода расчета был произведен расчет сечения реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$, достаточно хорошо изученный экспериментально при различных энергиях протонов /24/, /8/, /9/, /35/.

Впервые такого рода расчеты были проведены для энергии протонов 340 Мэв^{/26/}. В дальнейшем^{/27/} в этих расчетах была использована модель твердой сердцевины. Для волновой функции ядра трития экспоненциального вида было получено достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными при радиусе твердой сердцевины нуклона, равном $0,5 \frac{\hbar}{m_p c}$.

Результаты проведенных в данной работе вычислений сечения реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$ при энергии протонов 340 Мэв для четырех типов волновых функций и различного радиуса твердой сердцевины (см. Приложение № 2) приведены на рис. 30, 31, 32 вместе с экспериментальными данными при этой энергии.

Увеличение радиуса отталкивающей сердцевины уменьшает полное сечение реакции и увеличивает асимметрию углового распределения вперед-назад. При ра-

днуге сердечника, большем $0,4 \frac{\hbar}{m_p c}$, волновые функции первых трех видов дают приблизительно одинаковую угловую зависимость, качественно согласующуюся с экспериментальными данными. Однако, волновая функция Гаусса дает резкое отличие в сечении и не согласуется с экспериментальными данными. На этом основании волновая функция такого вида исключалась из дальнейших рассмотрений.

Если произвести аналогичные расчеты для энергии протонов 450 Мэв, то обнаруживается, что вид углового распределения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ описывается правильно, но значения абсолютных сечений сильно расходятся с экспериментом, и это расхождение увеличивается с энергией. Причина такого расхождения заключается в том, что в проведенных расчетах учитывалось образование π^- -мезонов только в реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$ и совсем не учитывалось образование π^- -мезонов в реакциях $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$ и $p+n \rightarrow \pi^+ + n + n$, относительная роль которых, как известно ^{/28/, /1/}, очень сильно возрастает с увеличением энергии протонов. При энергии протонов 340 Мэв сечение этих реакций и реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$, которые, вследствие различия скоростей с.ц.м. pp- и pd-систем, необходимо брать при энергии протонов около 480 Мэв, примерно равны. Поэтому наблюдается сравнительно хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными. Однако, при энергии протонов 450 Мэв сечения реакции $p+p \rightarrow n+p + \pi^+$ при эквивалентной энергии протонов 640 Мэв, примерно в 3 раза выше сечения реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$. Естественно поэтому, что при этой энергии уже нельзя пренебрегать вкладом реакции $p+p \rightarrow n+p + \pi^+$ при расчете сечения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$.

Образование положительных π^- -мезонов в реакциях $p+p \rightarrow n+p + \pi^+$ и $p+n \rightarrow n+n + \pi^+$ можно качественно учесть в проведенных расчетах, если в формуле (79) (см. Приложение № 2) дифференциальное сечение реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$ увеличить во столько раз, во сколько раз сумма полных сечений образования π^+ -мезонов от реакций $p+p \rightarrow p+n + \pi^+$ и $p+n \rightarrow n+n + \pi^+$ больше, чем полное сечение реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$.

Полные сечения образования π^+ -мезонов в (p+p) и (p+n) - соударениях принимались равными 4,3 мб при энергии 480 Мэв и 15 мб - при энергии 640 Мэв ^{/22/, /1/}, а угловые зависимости сечения в реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$ принимались равными $0,24 \pm \cos^2 \theta$ и $0,3 + \cos^2 \theta$ при соответствующих энергиях ^{/29/, /17/}.

Проведенные таким образом вычисления дифференциальных сечений реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ для энергий протонов 340 Мэв и 450 Мэв при радиусе отталкивающей сердцевинки, равном $0,6 \frac{\hbar}{m_p c}$, весьма удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (рис. 33, 34). При энергии протонов 340 Мэв волновая функция ядра H^3 вида

$$\Psi_t \sim \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\} \quad (51)$$

наилучшим образом описывает экспериментальные данные, в то время как волновая функция

$$\Psi_t \sim \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\} / \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \quad (52)$$

дает несколько завышенные значения дифференциальных сечений в области углов вылета π -мезона, больших 90° . Эта тенденция остается также и для других процессов.

Таким образом мы видим, что даже при таком грубом приближении, получают-ся вполне приемлемые для нас оценки сечений тех процессов, которые необходимо учитывать при рассмотрении степени запрета реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$. Точность расчетов для этих целей в пределах множителя 2 является вполне достаточной.

После этого тем же методом было вычислено дифференциальное сечение реакции $p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ (см. Приложение № 3). Расчеты были выполнены для энергий π -мезонов в с.п.м., равных 80 Мэв и 326 Мэв, что соответствует энергии падающих протонов 280 Мэв и 670 Мэв, соответственно. Для энергии π -мезонов 80 Мэв были использованы следующие значения сечений

$$\sigma_t(p+p \rightarrow d+\pi^+) = 1,8 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

$$\sigma_t(p+p \rightarrow p+n+\pi^+) = 2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

$$\sigma_t(p+n \rightarrow n+n+\pi^+) = 0,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad (53)$$

и угловая зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p+p \rightarrow d+\pi^+) \sim 0,24 + \cos^2 \theta$.

Для энергии π^+ -мезонов 326 Мэв полное сечение образования π^+ -мезонов в реакции $p+p \rightarrow n+p+\pi^+$ при энергии протонов 1,2 Бэв, принималось равным

$$\sigma_t(p+p \rightarrow n+p+\pi^+) = 7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \quad [30] \quad (54)$$

а угловое распределение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p+p \rightarrow d+\pi^+) \sim 0,6 + \cos^2 \theta. \quad [17]$$

Сечение остальных процессов образования мезонов при этой энергии мало^[2/], и вклад их, ввиду грубого характера приближения, можно не учитывать.

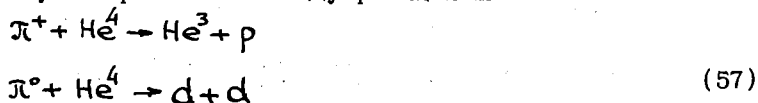
Результаты вычислений, проведенных при энергии π -мезонов 80 Мэв и 326 Мэв, даны на рис. 35 и 36. На рис. 36 нанесено дифференциальное сечение образования π -мезонов в реакции $p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$, измеренное в настоящей работе при энергии протонов 670 Мэв. В пределах множителя 2 наблюдается достаточно хорошее согласие наблюдений и расчета для волновых функций вида

$$\Psi \sim \exp \left\{ -\alpha \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2} \right\}. \quad (55)$$

Тот факт, что согласие имеет место при весьма большой энергии π -мезона в с.ц.м. дает уверенность в том, что результаты вычислений для энергии π -мезона 80 Мэв обладают весьма большой степенью достоверности. Для энергии π -мезона 80 Мэв в с.ц.м. и волновой функции вида (55) получаем:

$$\sigma_t(p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+) = 79 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (56)$$

Найденную нами величину полного сечения этой реакции еще нельзя непосредственно сравнивать с верхней границей сечения реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$, так как эти реакции отличаются между собой структурой сталкивающихся ядер. Однако, естественно предположить, что различие между реакциями



примерно такое же, как и между реакциями



то есть составляет около 10^2 раз. В этом случае репером "разрешенной" реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ будет являться сечение, равное

$$\frac{1}{100} \sigma_t(p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+) \simeq 8 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (59)$$

Это значение примерно в 70 раз больше верхней оценки полного сечения реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$, полученной в данной работе. Этот факт служит еще одним дополнительным указанием на то, что реакция $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ сильно запрещена.

в) Оценка сечения "разрешенной" реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$
в импульсном приближении на основе модели с твердой сердцевиной

Как было указано во введении, реакция $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ ничем больше не запрещена кроме закона сохранения полного изотопического спина, и возможные переходы в этой реакции одинаковы как для запрещенного процесса $(T=0) \rightarrow (T=1)$, так и для разрешенного: $(T=0) \rightarrow (T=0)$. Под "разрешенной" реакцией $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ понимается реакция, где мезону условно приписан изотопический спин, равный нулю, а все остальные его свойства оставлены без изменения. Тогда можно воспользоваться вычислениями в импульсном приближении по схеме, описанной в Приложении № 4.

В этих расчетах были использованы следующие данные о процессах образования нейтральных π^0 -мезонов с максимальной энергией 82 Мэв в с.п.м.

$$\begin{aligned} \sigma_t(p+n \rightarrow d+\pi^0) &= \frac{1}{2} \sigma_t(p+p \rightarrow d+\pi^+) = 0,85 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \\ \sigma_t(p+n \rightarrow n+p+\pi^0) + \sigma_t(p+n \rightarrow d+\pi^0) &= 1,57 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \\ \sigma_t(p+p \rightarrow p+p+\pi^0) &= \sigma_t(n+n \rightarrow n+n+\pi^0) = 0,45 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \end{aligned} \quad (60)$$

Результаты численных вычислений приведены на рис. 37. Полные сечения "разрешенной" реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, вычисленные для радиуса сердцевинки $0,6 \frac{\hbar}{m_1 c}$, который приводит к наилучшему согласию расчета с экспериментом в реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$, оказываются равными $30 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ и $80 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ для волновых функций α -частицы вида (51) и (52), соответственно.

Первая оценка является, по-видимому, более реальной. Она соответствует волновой функции экспоненциального вида (51), для которой получается наилучшее согласие расчета и экспериментальных данных в реакциях $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$.

Таким образом, мы видим, что верхняя оценка полного сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ в несколько десятков раз меньше оценки сечения соответствующей "разрешенной" реакции.

Оценка "разрешенной" реакции является ни чем иным, как оценкой сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ /13/ с испусканием изотопически скалярного π_0^0 -мезона с массой, близкой к массе обычного изотопически векторного π^0 -мезона. Если далее предположить, что этот гипотетический π_0^0 -мезон обладает такой же константой взаимодействия, как и обычный π -мезон, то заключение, полученное о том, что реакция $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ сильно запрещена, можно также сформулировать как вывод о том, что изотопически скалярного π_0^0 -мезона с массой покоя в интервале 100-150 Мэв не существует.

З а к л ю ч е н и е

В настоящей работе показано, что.

1) полное сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ при энергии π -мезонов около 80 Мэв не превышает сечение электромагнитного процесса $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, в то время как ожидаемое соотношение между сечениями этих процессов при отсутствии запрета должно равняться примерно 10^2 ;

2) полное сечение реакции $p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ при той же энергии π -мезона, примерно в $7 \cdot 10^3$ раз превышает верхнюю оценку сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, и это не удается объяснить только различием в структуре сталкивающихся ядер;

3) верхняя граница полного сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ составляет около 3% от рассчитанной величины сечения "разрешенного" процесса;

4) указанные факты все вместе указывают на наличие сильного запрета в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и тем самым подтверждают соблюдение закона сохранения полного изотопического спина в процессах образования π -мезонов нуклонами и легкими ядрами;

5) изотопически скалярного π^0 -мезона с массой покоя в интервале 100-150 Мэв не существует.

В заключение авторы выражают благодарность Л.И.Лapidусу за обсуждение намеченной программы экспериментов; В.П.Джелепову - за интерес к работе и содействие в ее выполнении; Р.М.Суляеву и Б.С.Неганову - за помощь при работе с гелием-3, а также сотрудникам вычислительного центра ОИЯИ Ким Зе Пхе и И.В.Пузынину за проведение численных расчетов на электронно-вычислительной машине.

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 1

Расчет сечений реакций $\gamma + He^4 \rightarrow H^3 + p$ и $\gamma + He^4 \rightarrow d + d$.

В работе /18/ в качестве волновых функций дейтрона, трития и α -частицы были использованы функции Гаусса

$$\Psi = A \exp \left\{ -\alpha^2 \sum_{ij} r_{ij}^2 \right\}, \quad (61)$$

где \vec{r}_i - радиус - вектор частицы "i" в любой системе координат, $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$, а α - константа, определяющая пространственную размазанность волновой функции.

Как будет показано ниже (см. Приложение № 2), на примере расчета углового распределения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$, чувствительной к импульсному распределению нуклонов в ядре, волновые функции вида (61) весьма сильно расходятся с экспериментальными данными, начиная с энергии протонов 340 Мэв. Поэтому вычисление энергетической зависимости реакций $\gamma + He^4 \rightarrow H^3 + p$ и $\gamma + He^4 \rightarrow d + d$ было повторено также с волновыми функциями экспоненциального типа /32/, которые для трития и α -частицы имеют вид

$$\Psi = N \exp \left\{ -\alpha \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\},$$

а в качестве волновой функции дейтрона использовалась функция Хюльтена в виде

$$\Psi_D = N_D \left[\exp(-\beta r) - \exp(-\gamma r) \right] \frac{1}{r}, \quad (62)$$

где параметр $\beta^{-1} = 4,33 \cdot 10^{-13}$ см определяется энергией связи дейтрона, а $\gamma = 6\beta$ определяется из величины радиуса рассеяния в триплетном состоянии. Такие волновые функции хорошо удовлетворяют всей совокупности данных по реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$.

Параметр α_t волновой функции трития определялся из величины энергии кулоновского взаимодействия ядра He^3 , равной ^{/33/} 771 кв,

$$E_{кул} = e^2 \int \frac{\Psi_t^2}{r_{12}} d\Gamma, \quad (63)$$

где r_{12} расстояние между протонами в ядре He^3 , а волновая функция при этом предполагается нормированной.

Если ввести нормальные координаты

$$\vec{r}_{12} = \vec{u}, \quad \vec{r}_{13} = \frac{\vec{u}}{2} + \vec{v}, \quad \vec{r}_{23} = \vec{v} - \frac{\vec{u}}{2}, \quad (64)$$

то

$$\sum_{ij} r_{ij}^2 = 2v^2 + \frac{3}{2}u^2, \quad (65)$$

$$\alpha \quad \Psi_t = N_t \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{2v^2 + \frac{3}{2}u^2} \right\}.$$

Нормировка волновой функции определяется из условия $\int \Psi_t^2 d\vec{v} = 1$,

откуда

$$N_t^2 = \frac{2^3 \sqrt{3} \alpha_t^6}{5\pi^3}.$$

Тогда

$$E_{кул} = (4\pi)^2 e^2 N_t^2 \int \frac{1}{u} \exp \left\{ -2\alpha_t \sqrt{2v^2 + \frac{3}{2}u^2} \right\} u^2 du v^2 dv, \quad (66)$$

и

$$\alpha = \frac{15\pi}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_{кул}}{e^2}.$$

Непосредственная подстановка приводит к $\alpha_t = 0,91$ в единицах обратной комптоновской длины волны λ - мезона ($\frac{m_\pi c}{\hbar} = 7,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$). Параметр α в волновой функции α - частицы определяется из величины среднеквадратичного радиуса $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 1,61 \cdot 10^{-13} \text{ см} = 1,14 \frac{\hbar}{m_\pi c}^{1/3}$. Если выбрать следующую систему координат

$$\begin{aligned} \vec{r}_{12} &= \vec{w}, \quad \vec{r}_{13} = \frac{\vec{w}}{2} + 3\vec{v}, \quad \vec{r}_{14} = \frac{\vec{w}}{2} + \vec{v} + \vec{w}, \quad \vec{r}_{23} = 3\vec{v} - \frac{\vec{w}}{2}, \\ \vec{r}_{24} &= \vec{v} + \vec{u} - \frac{\vec{w}}{2}, \quad \vec{r}_{34} = \vec{u} - 2\vec{v}, \end{aligned} \quad (67)$$

то $\sum_{ij} r_{ij}^2 = 2w^2 + 3u^2 + 24v^2$, а $\Psi_\alpha = N_\alpha \exp\{-\alpha \sqrt{2w^2 + 3u^2 + 24v^2}\}$.

Условие нормировки дает

$$N_\alpha^2 = \frac{3^2 2^3 \alpha^9}{\pi^4}.$$

Среднеквадратичный радиус α - частицы связан с переменной "u" соотношением

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \frac{3}{4} \sqrt{\langle u^2 \rangle},$$

где

$$\overline{u^2} = \int u^2 \Psi_\alpha^2 d\vec{r} = (4\pi)^3 N_\alpha^2 \iiint \exp\{-2\alpha \sqrt{2w^2 + 3u^2 + 24v^2}\} u^4 du w^2 dw \cdot v^2 dv.$$

Простые вычисления дают

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\langle r^2 \rangle}} \sqrt{\frac{45}{32}} = 1,04 \frac{m_\pi c}{\hbar}.$$

Полное сечение реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$ в предположении, что основным переходом является электрический квадрупольный переход ${}^4S \rightarrow {}^4P$ описывается известной формулой^{/18/}

$$\sigma_{el} = \frac{8\pi^3 v}{c} \sum_{m=-1}^{m=1} |M_m|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (68)$$

где матричный элемент можно представить в виде^{/18/}

$$M_{el}^m = \sqrt{2} \int \Psi_\alpha \hat{Q}_{el} \Psi_t R_1^m d\vec{r} \quad (m=-1, 0, 1). \quad (69)$$

Здесь Ψ_α, Ψ_t - волновые функции α -частицы и ядра трития, а R_1 -волновая функция относительного движения ядра трития и протона в p -состоянии, \hat{Q}_{el} -оператор электрического дипольного перехода:

$$\hat{Q}_{el} = e(z_1 + z_2),$$

z_1 и z_2 - координаты протонов относительно центра инерции всей системы. Направление поляризации первичного γ -кванта выбрано вдоль оси z .

Для реакции $\gamma + He^4 \rightarrow d + d$ можно считать, что основным переходом является электрический квадрупольный переход $^1S \rightarrow ^1D$ и согласно [18/

$$M_{\kappa\ell}^m = \int \Psi_\alpha \hat{Q}_{\kappa\ell} \Psi_d \Psi_d R_2^m d\vec{r}, \quad (70)$$

где R_2^m - волновая функция относительного движения дейтронов в D -состоянии, а $\hat{Q}_{\kappa\ell}$ - оператор квадрупольного перехода:

$$\hat{Q}_{\kappa\ell} = \sum_i \frac{e E r_i y_i z_i}{\hbar c}$$

y_i, z_i - координаты протонов относительно центра инерции α -частицы. Для вычисления электрического дипольного перехода удобно выбрать систему координат

$$\begin{aligned} \vec{\Gamma}_{12} &= \vec{w}\sqrt{2}, \quad \vec{\Gamma}_{13} = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{w} + \sqrt{\frac{3}{2}}\vec{v}, \quad \vec{\Gamma}_{23} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\vec{w} + \sqrt{\frac{3}{2}}\vec{v}, \quad \vec{\Gamma}_{14} = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{w} + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{3}{2}}\vec{v} + \vec{u}, \\ \vec{\Gamma}_{34} &= -\frac{2}{3}\sqrt{\frac{3}{2}}\vec{v} + \vec{u}, \quad \vec{\Gamma}_{24} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\vec{w} + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{3}{2}}\vec{v} + \vec{u}, \end{aligned} \quad (71)$$

то $\sum \Gamma_{ij}^2 = 3w^2 + 3v^2$ для волновой функции трития, и $\sum \Gamma_{ij}^2 = 4w^2 + 4v^2 + 3u^2$ для волновой функции α -частицы.

При этом нормированные константы волновых функций трития и α -частицы в выбранных переменных равняются, соответственно:

$$N_t^2 = \frac{2^3 3^2 \alpha_t^6}{5\pi^3}, \quad N_\alpha^2 = \frac{2^3 \sqrt{3} \alpha^9}{\pi^4}.$$

Оператор электрического дипольного перехода в новых переменных запишется в виде

$$\hat{Q}_d = e \left(\frac{1}{\sqrt{3}} u \cos \theta_1 + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta_2 \right). \quad (72)$$

Из трех возможных матричных элементов только M_d^0 , содержащий угловую зависимость в виде $Y_1^0(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta$, дает отличный от нуля результат.

После подстановки в формулу (68) окончательно получаем выражение для полного сечения реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p$:

$$\sigma(\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + p) = 1,01 \cdot 10^5 (E_\gamma + E_0) \times \left\{ \iiint \exp[-1,58\sqrt{w^2+v^2}] \cdot \exp[-2,08\sqrt{w^2+v^2+0,75u^2}] \times J_{3/2}(ku) u^{5/2} du \cdot w^2 dw \cdot v^2 dv \right\}^2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \quad (73)$$

здесь E_γ - энергия γ -кванта в единицах $m_\pi c^2$, $k = 3,17 \sqrt{E_\gamma}$ - импульс протона в с.ц.м., $E_0 = 0,147$ - порог реакции, $J_{3/2}$ - функция Бесселя $J_{3/2} = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left(\frac{\sin z}{z} - \cos z \right)$. При выводе этой формулы пренебрегались релятивистские эффекты для частиц в конечном состоянии. При энергии $E_\gamma = 200$ Мэв поправка, обусловленная этим эффектом, составляет около 10%.

При вычислении электрического квадрупольного перехода была выбрана следующая система координат:

$$\begin{aligned} \vec{\Gamma}_{12} &= \vec{v}, \quad \vec{\Gamma}_{13} = \vec{u} - \frac{1}{2}\vec{w} - \frac{1}{2}\vec{v}, \quad \vec{\Gamma}_{14} = \frac{1}{2}\vec{v} + \vec{u} + \frac{1}{2}\vec{w}, \quad \vec{\Gamma}_{23} = \vec{u} - \frac{1}{2}\vec{v} - \frac{1}{2}\vec{w}, \\ \vec{\Gamma}_{24} &= \vec{u} + \frac{1}{2}\vec{w} - \frac{1}{2}\vec{v}, \quad \vec{\Gamma}_{34} = \vec{w}, \end{aligned} \quad (74)$$

тогда $\sum \Gamma_{ij}^2 = 2v^2 + 2w^2 + 4u^2$, а нормировка волновой функции α -частицы

$$N_\alpha^2 = \frac{2^3 \alpha^9}{3\pi^4},$$

где $\alpha = 1,04$.

Волновая функция дейтрона имеет вид

$$\Psi_D = \frac{[\gamma\beta(\gamma+\beta)]^{1/2} (e^{-\beta r} - e^{-\gamma r})}{\sqrt{2\pi} (\gamma-\beta) r}, \quad (75)$$

где $\beta = 0,32$, $\gamma = 1,92$ в единицах $\frac{m_\pi c}{\hbar}$.

Оператор электрического квадрупольного перехода в выбранных переменных запишется в виде:

$$\hat{Q}_{\kappa\lambda} = \frac{eE_{\gamma}}{\hbar c} \left\{ \frac{u^2}{2} \sin\theta_1 \cos\theta_1 \sin\phi_1 + \frac{1}{4} u \sin\theta_1 \sin\phi_1 (v \cos\theta_2 - w \cos\theta_2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} uv \cos\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi_2 - \frac{1}{4} uw \cos\theta_1 \sin\theta_3 \sin\phi_3 + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} v^2 \sin\theta_2 \cos\theta_2 \sin\phi_2 + \frac{1}{4} w^2 \sin\theta_3 \cos\theta_3 \sin\phi_3 \right\}. \quad (76)$$

Из пяти матричных элементов $M_{\kappa\lambda}^m$ ($m = -2, -1, 0, 1, 2$) остаются только $M_{\kappa\lambda}^{\pm 1}$, содержащие угловую зависимость в виде

$$Y_2^{\pm 1}(\theta_1, \phi_1) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \cos\theta_1 \sin\theta_1 e^{\pm i\phi_1}.$$

Подстановка в (68) приводит к окончательному выражению

$$\sigma_t(\gamma + He^4 \rightarrow d + d) = 1,44 \cdot 10^4 (E_{\gamma} + 0,168)^3 \times \\ \times \left\{ \iiint (e^{-0,32v} - e^{-1,92v}) (e^{-0,32w} - e^{-1,92w}) \times \right. \\ \left. \times \exp[-1,47\sqrt{w^2 + v^2 + 2u^2}] \cdot \int_{s/2}^{s/2} (ku) u^{3/2} du \cdot w dw \cdot v dv \right\}^2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (77)$$

Здесь E_{γ} - энергия γ - квантов в единицах $m_p c^2$, $E_0 = 0,168$ - порог реакции, $k = 3,67 \sqrt{E_{\gamma}}$ - импульс дейтрона в с.п.м. и

$$\int_{s/2}^{s/2} = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ \left(\frac{3}{z^2} - 1 \right) \sin z - \frac{3}{z} \cos z \right\}.$$

Результаты численного интегрирования выражений (73) и (77) приведены на рис. 29.

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 2

Расчет сечения реакции $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$

В расчетах дифференциальных сечений этой реакции при энергии протонов 340 Мэв и 450 Мэв использовались волновые функции ядер трития четырех видов:

$$\Psi_t = N_t \exp \left\{ -\frac{1}{2} \alpha_t \sum_{ij} |\Gamma_{ij}| \right\},$$

$$\Psi_t = N_t \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2} \right\},$$

$$\Psi_t = N_t \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2} \right\} / \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2}, \quad (78)$$

$$\Psi_t = N_t \exp \left\{ -\alpha_t^2 \sum_{ij} \Gamma_{ij}^2 \right\}.$$

Для каждого вида волновой функции параметр α_t подгонялся таким образом, чтобы получить правильное значение кулоновского взаимодействия протонов в ядре He^3 . Эти параметры оказались равными:

$$1) 1,07; \quad 2) 0,92; \quad 3) 0,55; \quad 4) 0,39 \text{ в единицах } \frac{m_p c}{\hbar}.$$

В схеме расчета в импульсном приближении предполагается, что π^+ -мезон образуется в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$, а затем дейтрон и оставшийся нейтрон сливаются в ядро трития. В этом случае сечения реакций $p+d \rightarrow \text{H}^3+\pi^+$ и $p+p \rightarrow d+\pi^+$ связаны соотношением^{127/}

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p+d \rightarrow \text{H}^3+\pi^+) = \frac{1}{V_{pd}} [f(\theta)]^2 \frac{1}{3} \frac{E_{\text{H}^3}}{E_{\pi}+E_{\text{H}^3}} \left[V_{pp} \frac{E_{\pi}+E_d}{E_d} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(p+p \rightarrow d+\pi^+) \right], \quad (79)$$

где V_{pd} - относительная скорость протона в реакции $p+d \rightarrow \text{H}^3+\pi^+$,
 V_{pp} - относительная скорость протонов в реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ при энергии π^+ -мезонов, равной энергии π^+ -мезонов в реакции $p+d \rightarrow \text{H}^3+\pi^+$,
 E_{H^3} , E_d и E_{π} - полные энергии ядер трития, дейтрона и π -мезона,
 $1/3$ - отношение спиновых множителей

$$\frac{(2S_{K^3}+1)}{(2S_d+1)(2S_p+1)},$$

$$a \quad f(\theta) = \int \Psi_D(\vec{x}) \exp\left(\frac{i\vec{\Delta}\vec{x}}{\hbar}\right) \frac{\Psi_t(0, \vec{x})}{\Psi_D(0)} d\vec{r}$$

(80)

есть амплитуда вероятности найти в дейтроне относительный импульс нуклонов, равный $\vec{\Delta}$, при условии, что в конечном состоянии образуется тритий; Ψ_D - волновая функция дейтрона, Ψ_t - волновая функция ядра трития, \vec{x} - расстояние между нейтроном и протоном.

При образовании мезонов нуклонами последние настолько близко находятся друг к другу, что относительное расстояние между ними можно принять равными нулю, т.е. считать ^{/26/}

$$\frac{\Psi_t(\vec{r}, \vec{x})}{\Psi_D(\vec{r})} = \frac{\Psi_t(0, \vec{x})}{\Psi_D(0)}$$

(81)

Относительный импульс нуклонов в дейтроне $\vec{\Delta}$ связан с импульсом падающего протона и импульсом π^- -мезона соотношением

$$\vec{\Delta} = \frac{1}{3}\vec{q} - \frac{1}{2}\vec{k}.$$

(82)

Это отвечает случаю, когда образовавшийся дейтрон и оставшийся нейтрон почти покоятся друг относительно друга в с.ц.м. протона и первичного дейтрона, что отвечает наиболее благоприятному случаю образования ядер трития.

Угловое распределение реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ при энергии π^- -мезонов 80 Мэв бралось в виде ^{/29/}

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p+p \rightarrow d+\pi^+) = 256 (0,24 + \cos^2\theta) \cdot 10^{-30} \frac{\text{см}^2}{\text{СТЕРАД}}.$$

(83)

Результаты численного интегрирования выражения (79) при энергии протонов 340 Мэв для четырех типов волновых функций (78) и различных радиусах отталкивающей сердцевины, приведены на рис. 30,31, 32.

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 3

Расчет сечения реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$

В этом случае дифференциальное сечение реакции можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+) = \frac{1}{12} \frac{1}{\beta_{pHe^3}} \frac{E_{He^3}}{E_{He^3} + E_{\pi^+}} \times$$

$$\times \left[\beta_{pp} \frac{E_d + E_{\pi}}{E_d} 2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(p + p \rightarrow d + \pi^+) \right] \times \frac{\Sigma \sigma_+}{2\sigma_+(p + p \rightarrow d + \pi^+)} \cdot [f(\theta)]^2, \quad (84)$$

где $\frac{1}{12} = \frac{(2S_\alpha + 1)(2S_n + 1)}{(2S_d + 1)(2S_p + 1)(2S_n + 1)}$ отношение спиновых сомножителей,

β_{pHe^3} и β_{pp} - относительные скорости протонов в реакциях $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ и $p + p \rightarrow d + \pi^+$, при одинаковой энергии π^+ -мезонов в с.ц.м.; E_{π} , E_{He^3} , E_d - полные энергии π -мезонов, ядер He^3 и дейтронов в с.ц.м.; множитель 2 обусловлен наличием двух протонов в ядре He^3 ,

$$\Sigma \sigma_+ = 2\sigma_+(pp) + \sigma_+(pn) = 2\sigma(p + p \rightarrow d + \pi^+) + 2\sigma(p + p \rightarrow n + p + \pi^+) + \sigma(p + n \rightarrow n + n + \pi^+).$$

Сечения реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$ и $\Sigma \sigma_+$ определялись при тех энергиях налетающего протона, при которых энергия π^+ -мезона в реакции

$p + p \rightarrow d + \pi^+$, либо максимальные энергии π^+ -мезонов в реакциях $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ и $p + n \rightarrow n + n + \pi^+$, равны энергии π^+ -мезона в реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ в с.ц.м.

Далее

$$f(\theta) = \int \Psi_{He^3} \exp(-i\Delta \cdot 2\vec{r}) \frac{\Psi_\alpha(0, \vec{v}, \vec{w})}{\Psi_D(0)} d\vec{v} d\vec{w}, \quad (85)$$

есть амплитуда вероятности нахождения в ядре He^3 относительного импульса протона в с.ц.м. этого ядра, равного $\vec{\Delta}$, при условии, что в конечном состоянии образуется α -частица. Так же как и раньше, соударение двух нуклонов считается настолько тесным, что расстояние между ними можно положить равным нулю в волновой функции α -частицы Ψ_α . Для наиболее благоприятного случая, когда все нуклоны после соударения движутся с одинаковыми скоростями в направлении, противоположном движению π -мезона, относительный импульс протона надо положить равным

$$\vec{\Delta} = \frac{1}{2} \vec{p} - \frac{1}{2} \vec{q}, \quad (86)$$

где \vec{p} и \vec{q} - импульсы протона и π -мезона в с.ц.м. ядра He^3 и налетающего протона; $2\vec{r}$ - координата протона относительно центра инерции ядра He^3 .

Вычисления были проведены для двух видов волновых функций:

$$1) \quad \Psi = N_1 \exp \left\{ -\alpha \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\}, \quad (87)$$

$$2) \quad \Psi = N_2 \exp \left\{ -\alpha \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\} / \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \quad (88)$$

при радиусе отталкивающего сердечника, равном $0,5 \frac{\hbar}{m_\pi c}$.

Параметр α_{He^3} для волновой функции ядра He^3 полагался равным параметру α_{H^3} , найденному ранее для волновой функции ядра трития. Это оправдано тем, что данные ядра образуют изотопический дублет, и их структура и размеры после исключения кулоновского отталкивания в ядре He^3 должны быть полностью идентичными.

Параметр α в волновых функция α -частицы выбирался так, чтобы получить правильные значения среднеквадратичного радиуса согласно

$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 1,61 \cdot 10^{-13}$ см. Для волновой функции (87) параметр α равнялся $1,04 \frac{m_\pi c}{\hbar}$ (см. Приложение 1). Для волновой функции вида (88) параметр α оказался равным $\alpha = 0,82 \frac{m_\pi c}{\hbar}$.

Все расчеты, связанные с вычислением $f(\theta)$, удобно проводить в системе координат (67), использованной ранее для нахождения среднеквадратичного радиу-

са α -частицы. Индексы 1,2,3 обозначают в данном случае нейтрон и два протона в ядре He^3 , а индекс 4 относится к налетающему протону, который соударяется с протоном 3 ядра He^3 .

В этой системе координат

$$\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2 = \frac{3}{2} w^2 + 18 v^2 \quad \text{для волновой функции ядра } \text{He}^3,$$

$$\text{и } \sum_{ij} \Gamma_{ij}^2 = 2w^2 + 3u^2 + 24v^2 \quad \text{для волновой функции } \alpha \text{ - частицы.}$$

При образовании π^+ -мезона сталкивающиеся нуклоны настолько тесно сближаются, что расстояние r_{34} можно положить равным нулю. В этом случае $u=2v$

$$\text{и } \sum_{ij} \Gamma_{ij}^2 = 2w^2 + 36v^2 \quad \text{для волновой функции } \alpha \text{ - частицы.}$$

Результаты численного интегрирования выражения (84) для двух типов волновых функций (87), (88) и радиуса отталкивающей сердцевины $0,5 \frac{\hbar}{m\pi c}$ приведены на рис. 35, 36 для энергии π^+ -мезона в с.ц.м. 80 Мэв и 326 Мэв, соответственно.

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 4

Расчет сечения "разрешенной" реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$.

В этих вычислениях предполагается, что π^0 -мезон образуется в акте, когда нуклон одного дейтрона сталкивается с нуклоном другого нуклона, а затем все нуклоны сливаются в ядро He^4 . Здесь, как и при вычислении сечений реакций $p+d \rightarrow \text{H}^3 + \pi^+$ и $p+\text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$, мы будем считать, что сечение реакции $d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ связано с сечением процесса образования нейтрального мезона в нуклон-нуклонных соударениях соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(d+d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0) = \frac{1}{12} \frac{1}{\beta_{dd}} \frac{E_\alpha}{E_\pi + E_\alpha} \times \left[\beta_{np} \frac{E_\pi + E_d}{E_d} 2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(n+p \rightarrow d + \pi^0) \right]^* \quad (89)$$

$$\times \frac{\sum \sigma_0}{\sigma_+(n+p \rightarrow d + \pi^0)} \times [f(\theta)]^2,$$

где $\frac{1}{12} = \frac{(2S_\alpha+1)(2S_n+1)}{(2S_d+1)(2S_p+1)(2S_n+1)}$ - отношение спиновых множителей,

β_{dd} и β_{np} - относительные скорости налетающих частиц в реакциях $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $n+p \rightarrow d + \pi^0$ для одинаковой энергии π^0 -мезона в с.ц.м. E_π , E_α и E_d - полные энергии π -мезона, α -частицы и дейтрона в с.ц.м., множитель 2 возникает из-за наличия двух возможностей протекания реакции $n+p \rightarrow d + \pi^0$: протон в первом дейтроне, нейтрон - во втором, или наоборот:

$$\Sigma \sigma_0 = \sigma(p+n \rightarrow d + \pi^0) + \sigma(p+n \rightarrow n+p + \pi^0) + \sigma(p+p \rightarrow p+p + \pi^0), \quad (80)$$

$$a \quad f(\theta) = \iint \Psi_D(\vec{v}) \exp(i\vec{\Delta}_1 \vec{v}) \Psi_D(\vec{w}) \exp(i\vec{\Delta}_2 \vec{w}) \frac{\Psi_\alpha(\theta, \vec{v}, \vec{w})}{\Psi_D(0)} d\vec{v} d\vec{w}.$$

- амплитуда вероятности найти одновременно в первом дейтроне относительный импульс нуклонов, равный $\vec{\Delta}_1$, а во втором дейтроне - импульс $\vec{\Delta}_2$ при условии, что в конечном состоянии образуется α -частица, Ψ_D и Ψ_α - волновые функции дейтрона и α -частицы; \vec{v} и \vec{w} - относительные координаты нуклонов в первом и втором дейтроне.

Относительные импульсы

$$\vec{\Delta}_1 = \frac{1}{2}\vec{k} - \frac{1}{4}\vec{q} \quad \text{и} \quad \vec{\Delta}_2 = \frac{1}{2}\vec{k} + \frac{1}{4}\vec{q},$$

где \vec{k} и \vec{q} - импульсы дейтрона и π^0 -мезона в с.ц.м., выбираются из условия, чтобы все тяжелые частицы после образования π^0 -мезона в нуклон-нуклонном соударении, двигались с одинаковыми скоростями в направлении, противоположном испусканию π^0 -мезона.

В расчетах использовались для дейтрона волновые функции Хюльгена, а для α -частиц - волновые функции двух видов (87), (88), такие же как и при вычислении реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$.

Интегрирование наиболее удобно производить в системе координат (74). Как и в предыдущих реакциях, здесь предполагается, что соударяющиеся нуклоны, в данном случае 1 и 4, настолько тесно сближаются, что их относительное расстояние можно считать равным нулю, т.е. $r_{14}^{\vec{r}} = 0$. Тогда

$$\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2 = 3v^2 + 3w^2 + 2vw \cos \Omega,$$

где Ω - угол между вектором \vec{v} и \vec{w} .

Результаты численных расчетов дифференциальных сечений реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ для двух видов волновых функций α -частицы (87), (88) и радиусов отталкивающей сердцевинки:

$$0; 0,3; 0,4; 0,5 \text{ и } 0,6 \frac{\hbar}{mrc}$$

приведены на рис. 37.

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 5

Соотношение между сечениями реакций $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ при наличии запрещенных переходов $\vec{1}/2 \rightarrow \vec{3}/2$.

Соотношение между сечениями реакций $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ следует из предположения о том, что амплитуда перехода зависит только от полных изотопических спинов, участвующих в реакции частиц. В этом случае мы получаем

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{1}/2, 1/2) &= (1/2 \ 1 - 1/2 | 1/2 \ 1/2 \ 1/2) \Psi_{H^3} \Psi_{\pi^+} + \\ &+ (1/2 \ 0 \ 1/2 | 1/2 \ 1/2 \ 1/2) \Psi_{He^3} \Psi_{\pi^0}. \end{aligned} \quad (91)$$

Если же возможен переход $\vec{1}/2 \rightarrow \vec{3}/2$,

то

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{3}/2, 1/2) &= (1/2 \ 1 - 1/2 | 1/2 \ 3/2 \ 1/2) \Psi_{H^3} \Psi_{\pi^+} + \\ &+ (1/2 \ 0 \ 1/2 | 1/2 \ 3/2 \ 1/2) \Psi_{He^3} \Psi_{\pi^0}. \end{aligned} \quad (92)$$

Вычисление коэффициентов дает

$$\Psi(\vec{1}/2, 1/2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{H^3} \Psi_{\pi^+} - \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{He^3} \Psi_{\pi^0} \quad (93)$$

$$\Psi\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right) = \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{H^3} \Psi_{\pi^+} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{He^3} \Psi_{\pi^0}. \quad (94)$$

В относительных единицах выход ядер H^3 от (93) и (94) каналов равен $N_{H^3} = 2 + 4$, а выход ядер He^3 $N_{He^3} = 1 + 2\Delta$, если относительная вероятность состояния (92) равна Δ . Таким образом

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow H^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow He^3 + \pi^0)} = \frac{2 + \Delta}{1 + 2\Delta} \approx 2 - 3\Delta, \quad (95)$$

то есть, наблюдаемое в работе^{/9/} отклонение от теоретически исправленного значения равно 3Δ . Из той же работы следует, что $\Delta > 0$.

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 6

Возможное угловое распределение π^0 -мезонов в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$

Рассмотрим волновую функцию двух сталкивающихся дейтронов. Спиновое состояние дейтронов можно описать коэффициентами заполнения q_1, q_0, q_{-1} , такими, что $|q_1|^2 + |q_0|^2 + |q_{-1}|^2 = 1$. Если пучок дейтронов полностью неполяризован, то $|q_1|^2 = |q_0|^2 = |q_{-1}|^2 = \frac{1}{3}$, а $q_i^* q_k = 0$ ($i \neq k$).

Так же записывается спиновое состояние дейтронов неполяризованной мишени, которое характеризуется коэффициентами заполнения $\varepsilon_1, \varepsilon_0, \varepsilon_{-1}$ так, что $|\varepsilon_1|^2 = |\varepsilon_0|^2 = |\varepsilon_{-1}|^2 = \frac{1}{3}$, а $\varepsilon_i^* \varepsilon_k = 0$ ($i \neq k$).

Начальная волновая функция системы двух дейтронов имеет вид

$$\Psi_H(1,2) = e^{ikz} [q_1 \alpha(1) + q_0 \beta(1) + q_{-1} \gamma(1)] \cdot [\varepsilon_1 \alpha(2) + \varepsilon_0 \beta(2) + \varepsilon_{-1} \gamma(2)]. \quad (96)$$

Для тождественных бозонов Ψ -функция должна быть симметризована, поэтому

$$\Psi_{\text{нач}}(d+d) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_H(1,2) + \Psi_H(2,1)] =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ e^{ikz} [q_1 \alpha(1) + q_0 \beta(1) + q_{-1} \gamma(1)] \times [\varepsilon_1 \alpha(2) + \varepsilon_0 \beta(2) + \varepsilon_{-1} \gamma(2)] + \right. \\ \left. + e^{-ikz} [q_1 \alpha(2) + q_0 \beta(2) + q_{-1} \gamma(2)] \times [\varepsilon_1 \alpha(1) + \varepsilon_0 \beta(1) + \varepsilon_{-1} \gamma(1)] \right\}. \quad (97)$$

Если ввести спиновые волновые функции $\chi_{2,m}$, образующие квинтетные состояния двух дейтронов, $\chi_{1,m}$ - триплетные, и $\chi_{0,0}$ - синглетные так, что

$$\alpha(1)\alpha(2) = \chi_{2,2} \quad \beta(1)\alpha(2) = \sqrt{\frac{1}{2}}(\chi_{2,1} - \chi_{1,1}) \quad \gamma(1)\alpha(2) = \sqrt{\frac{1}{6}}\chi_{2,0} - \sqrt{\frac{1}{2}}\chi_{1,0} + \sqrt{\frac{1}{3}}\chi_{0,0}$$

$$\alpha(1)\beta(2) = \sqrt{\frac{1}{2}}(\chi_{2,1} + \chi_{1,1}) \quad \beta(1)\beta(2) = \sqrt{\frac{2}{3}}\chi_{2,0} - \sqrt{\frac{1}{3}}\chi_{0,0} \quad \gamma(1)\beta(2) = \sqrt{\frac{1}{2}}(\chi_{2,-1} - \chi_{1,-1})$$

$$\alpha(1)\gamma(2) = \sqrt{\frac{1}{6}}\chi_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{2}}\chi_{1,0} + \sqrt{\frac{1}{3}}\chi_{0,0} \quad \beta(1)\gamma(2) = \sqrt{\frac{1}{2}}(\chi_{2,-1} + \chi_{1,-1}) \quad \gamma(1)\gamma(2) = \chi_{2,-2},$$

то волновую функцию можно записать в виде

$$\Psi_{\text{НАЧ}} = \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{2}} \psi_1 + \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}} \psi_0 + \frac{\varepsilon_{-1}}{\sqrt{2}} \psi_{-1},$$

где

$$\psi_1 = (e^{ikz} + e^{-ikz}) \left[q_1 \chi_{2,2} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{2,1} + \sqrt{\frac{1}{6}} q_{-1} \chi_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{3}} q_{-1} \chi_{0,0} \right] - \\ - (e^{ikz} - e^{-ikz}) \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{1,1} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{1,0} \right],$$

$$\psi_2 = (e^{ikz} + e^{-ikz}) \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{2,1} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{2,-1} + \sqrt{\frac{2}{3}} q_0 \chi_{2,0} - \sqrt{\frac{1}{3}} q_0 \chi_{0,0} \right] + \\ + (e^{ikz} - e^{-ikz}) \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{1,1} - \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{1,-1} \right],$$

$$\psi_3 = (e^{ikz} + e^{-ikz}) \left[\sqrt{\frac{1}{6}} q_1 \chi_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{3}} q_1 \chi_{0,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{2,-1} + q_{-1} \chi_{2,-2} \right] + \\ + (e^{ikz} - e^{-ikz}) \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{1,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{1,-1} \right].$$

Разлагая плоскую волну по сферическим гармоникам и используя асимптотическое представление для функции $j_\ell(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{\ell+1/2}(kr)$ при $kr \gg \ell$, получим

$$e^{ikz} \pm e^{-ikz} = \frac{i}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} \sqrt{2\ell+1} \cdot [1 \pm (-1)^{\ell}] \left[e^{-i(kr - \frac{\ell\pi}{2})} + e^{i(kr - \frac{\ell\pi}{2})} \right] \cdot Y_{\ell,0}(\cos\theta).$$

Опустив множитель $\frac{i}{kr}$, не зависящий от углов (θ, φ) и индекса ℓ , а также учитывая только сходящуюся волну, получим

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} \sqrt{2\ell+1} \left\{ [1 + (-1)^{\ell}] \left[q_1 \chi_{2,2} + \sqrt{\frac{1}{3}} q_0 \chi_{2,1} + \sqrt{\frac{1}{6}} q_{-1} \chi_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{0,0} \right] Y_{\ell,0} + \right. \\ \left. + [1 - (-1)^{\ell}] \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{1,1} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{1,0} \right] Y_{\ell,0} \right\},$$

$$\psi_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} \sqrt{2\ell+1} \left\{ [1 + (-1)^{\ell}] \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{2,1} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{2,-1} + \sqrt{\frac{3}{2}} q_0 \chi_{2,0} - \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{0,0} \right] Y_{\ell,0} + \right. \\ \left. + [1 - (-1)^{\ell}] \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{1,1} - \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{1,-1} \right] Y_{\ell,0} \right\}, \quad (100)$$

$$\psi_3 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} \sqrt{2\ell+1} \left\{ [1 + (-1)^{\ell}] \left[\sqrt{\frac{1}{6}} q_1 \chi_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{3}} q_1 \chi_{0,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{2,-1} + q_{-1} \chi_{2,-2} \right] Y_{\ell,0} + \right. \\ \left. + [1 - (-1)^{\ell}] \left[\sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{1,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{1,-1} \right] Y_{\ell,0} \right\}.$$

Из (100) видно, что квинтетные и синглетные состояния двух дейтронов возможны, если ℓ - четно, а триплетные, если ℓ - нечетно.

Таким образом, имеем:

синглетные состояния $^1S_0, ^1D_2, ^1G_4, \dots$
 триплетные состояния $^3P_{0,1,2}, ^3F_{2,3,4}, ^3H_{4,5,6}, \dots$
 квинтетные состояния $^5S_0, ^5D_{0,1,2,3,4}, ^5G_{2,3,4,5,6}, \dots$

В конечном состоянии обе частицы - бесспиновые, поэтому при испускании π^0 -мезона в S -состоянии система имеет полный момент $J=0$, а четность - отрицательную. Возможен следующий переход

$${}^3P_0(dd) \rightarrow {}^1S_0(\text{He}^4\pi^0).$$

При испускании π^0 -мезона в р-состоянии, конечное состояние имеет $J=1$, четность положительную. Легко видеть, что здесь возможен только переход

$${}^5D_1(dd) \rightarrow {}^1P_1(\text{He}^4\pi^0).$$

Конечными волновыми функциями являются полиномы Лежандра $y_{l,m}$.

Для S-состояния (π^0 -мезонов), $l=0$, $M=0$; для р-состояния π^0 -мезонов $l=1$; $M=1,0,-1$.

При испускании π^0 -мезона в S-состоянии угловое распределение изотропно.

Для р-состояния π^0 -мезона имеем:

$$\psi_1 \sim \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{2,1} Y_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{6}} q_1 \chi_{2,0} Y_{2,0},$$

$$\psi_2 \sim \sqrt{\frac{1}{2}} q_1 \chi_{2,1} Y_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_{-1} \chi_{2,-1} Y_{2,0} + \sqrt{\frac{2}{3}} q_0 \chi_{2,0} Y_{2,0}, \quad (101)$$

$$\psi_3 \sim \sqrt{\frac{1}{6}} q_1 \chi_{2,0} Y_{2,0} + \sqrt{\frac{1}{2}} q_0 \chi_{2,-1} Y_{2,0}$$

Выразим произведения $\chi_{s,m} Y_{l,0}$ через собственные функции полного момента J и его проекцию M :

$$\chi_{s,m} Y_{l,0} = \sum_J (l s 0 m | l s J M) Y_{J(l s)}^M(\cos \theta, \varphi).$$

Имеем для $J=1$

$$\chi_{2,1} Y_{2,0} = (2201|2211) Y_{1(22)}^1 = \sqrt{\frac{3}{10}} Y_{1(22)}^1 \sim \sin \theta$$

$$\chi_{2,0} Y_{2,0} = (2200|2210) Y_{1(22)}^0 = 0 \quad (!) \quad (102)$$

$$\chi_{2,-1} Y_{2,0} = (220-1|221-1) Y_{1(22)}^{-1} = -\sqrt{\frac{3}{10}} Y_{1(22)}^{-1} \sim \sin \theta$$

Таким образом, в нашем случае $(d+d)$ - соударений исключается вклад состояний с $M=0$ и угловое распределение π^0 -мезонов, испускаемых в p -состоянии будет пропорционально $\sin^2\theta$. Если учесть образование π^0 -мезонов в s - и p -состоянии, то угловое распределение будет иметь вид

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(d+d \rightarrow He^4 + \pi^0) \sim A + B \sin^2\theta. \quad (103)$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е № 7

Угловое распределение γ -квантов в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$

Доминирующим переходом в этой реакции является электрический квадрупольный переход ${}^1D \rightarrow {}^1S$ /18/, где 1D - начальное состояние двух дейтронов, а 1S - основное состояние α -частицы.

Так как проекция орбитального момента двух дейтронов в синглетных состояниях на направление их движения равна нулю, то электрический квадрупольный переход происходит с $\bar{m}=0$. В этом случае угловое распределение вылетающих частиц описывается выражением /36/

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*} \sim Z_{20}(\theta) = \frac{1}{2} |Y_{2,1}|^2 + \frac{1}{2} |Y_{2,-1}|^2 \sim \sin^2\theta \cos^2\theta. \quad (104)$$

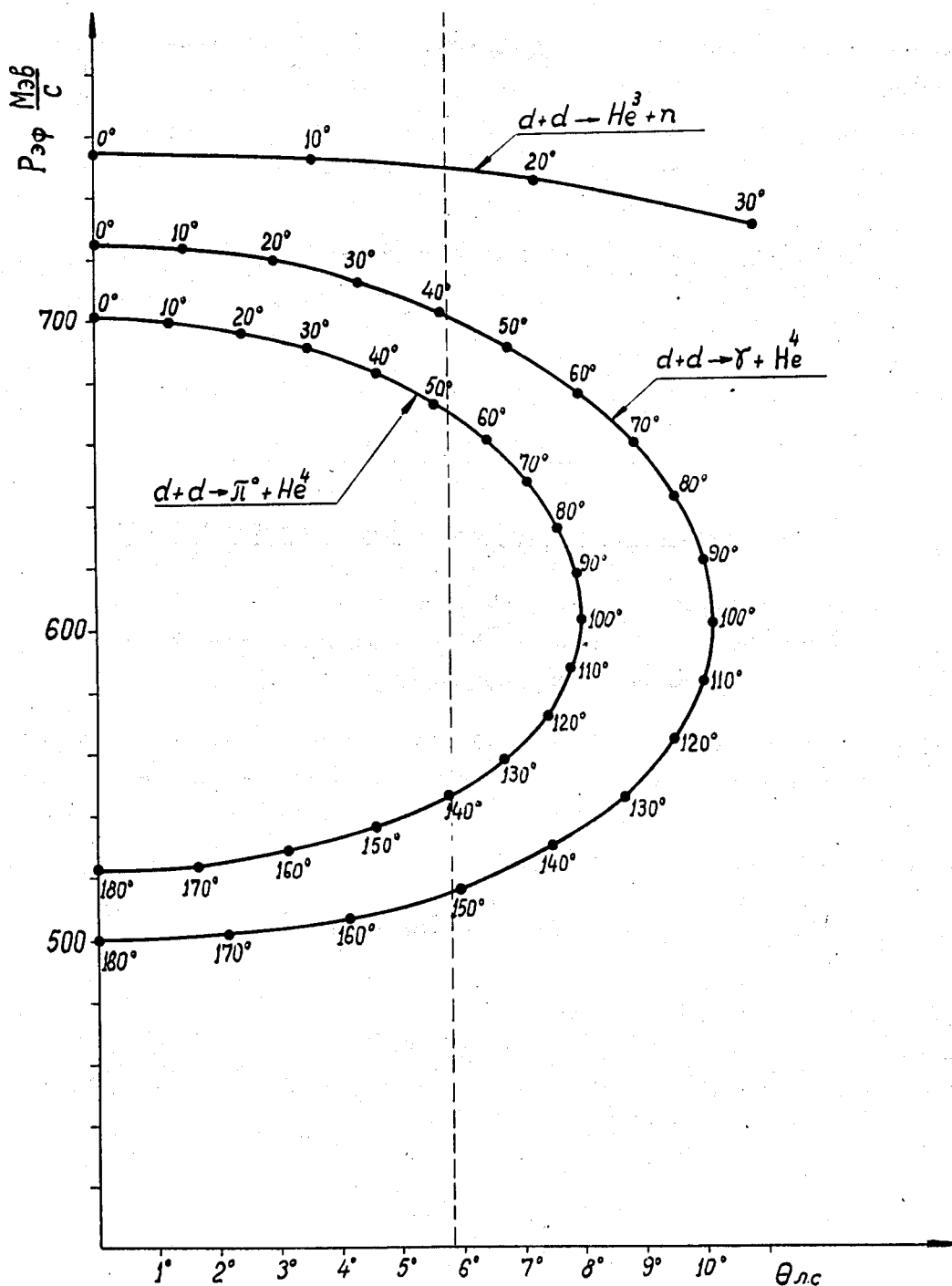


Рис. 1.

Кинематика реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^+$, $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ и $d+d \rightarrow He^3 + n$ для энергии налетающих дейтронов 404 Мэв. По оси абсцисс отложен угол вылета ядер He^4 и He^3 в лабораторной системе. По оси ординат отложен эффективный импульс этих частиц (P/\bar{Z}), где \bar{Z} - заряд ядра. Цифры на кривых указывают углы вылета ядер He^4 и He^3 в системе центра масс сталкивающихся дейтронов. Пунктирная линия на рисунке соответствует углу регистрации тяжелых частиц $5,8^\circ$ в лабораторной системе.

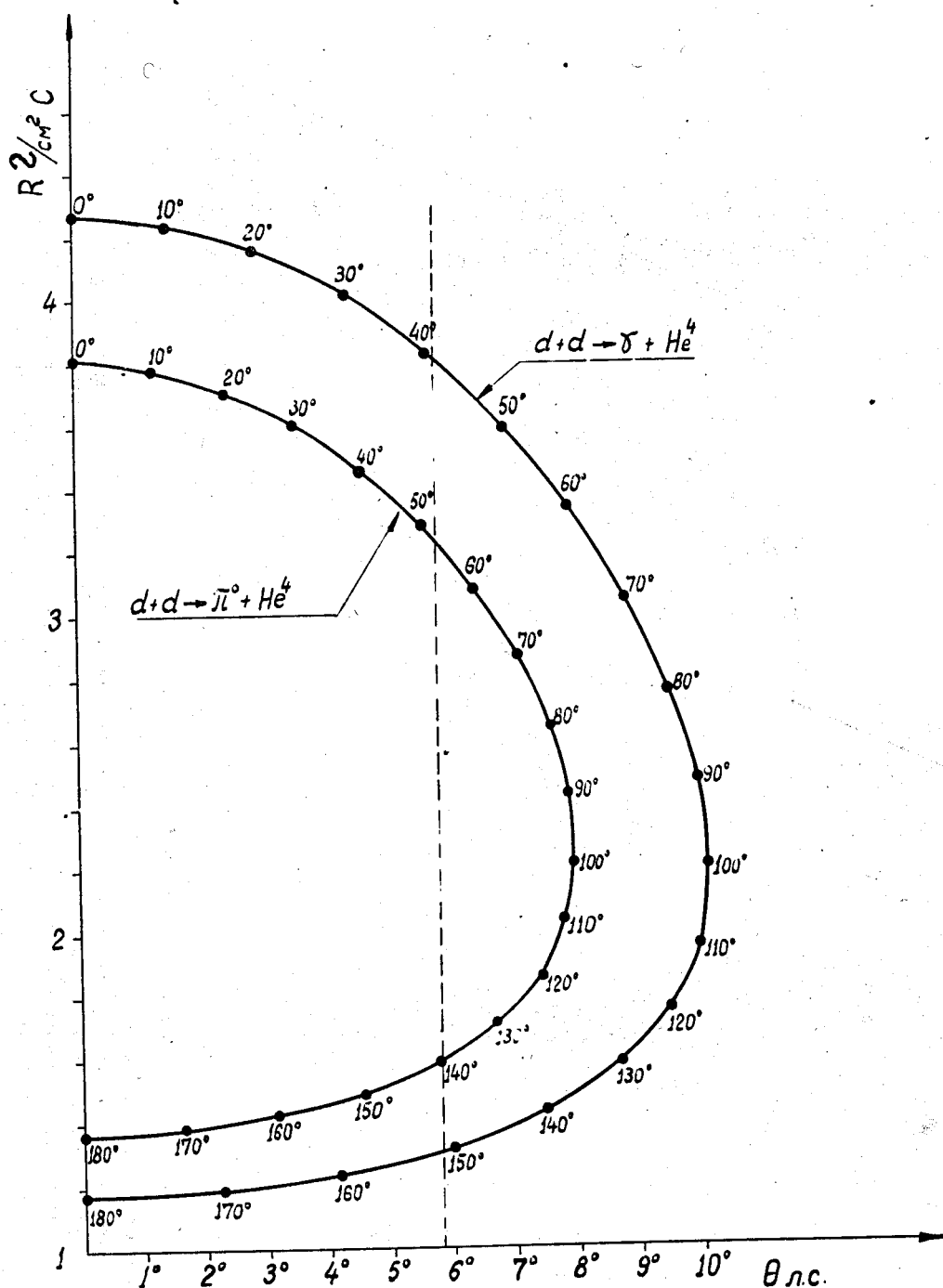


Рис. 2.

Кинематика реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ для энергии налетающих дейтронов 404 Мэв. По оси абсцисс отложен угол вылета α -частиц в лабораторной системе. По оси ординат — пробег α -частиц в углероде. Цифры на кривых указывают углы вылета α -частиц в системе центра масс сталкивающихся дейтронов. Пунктирная линия на рисунке соответствует углу регистрации α -частиц $5,8^\circ$ в лабораторной системе.

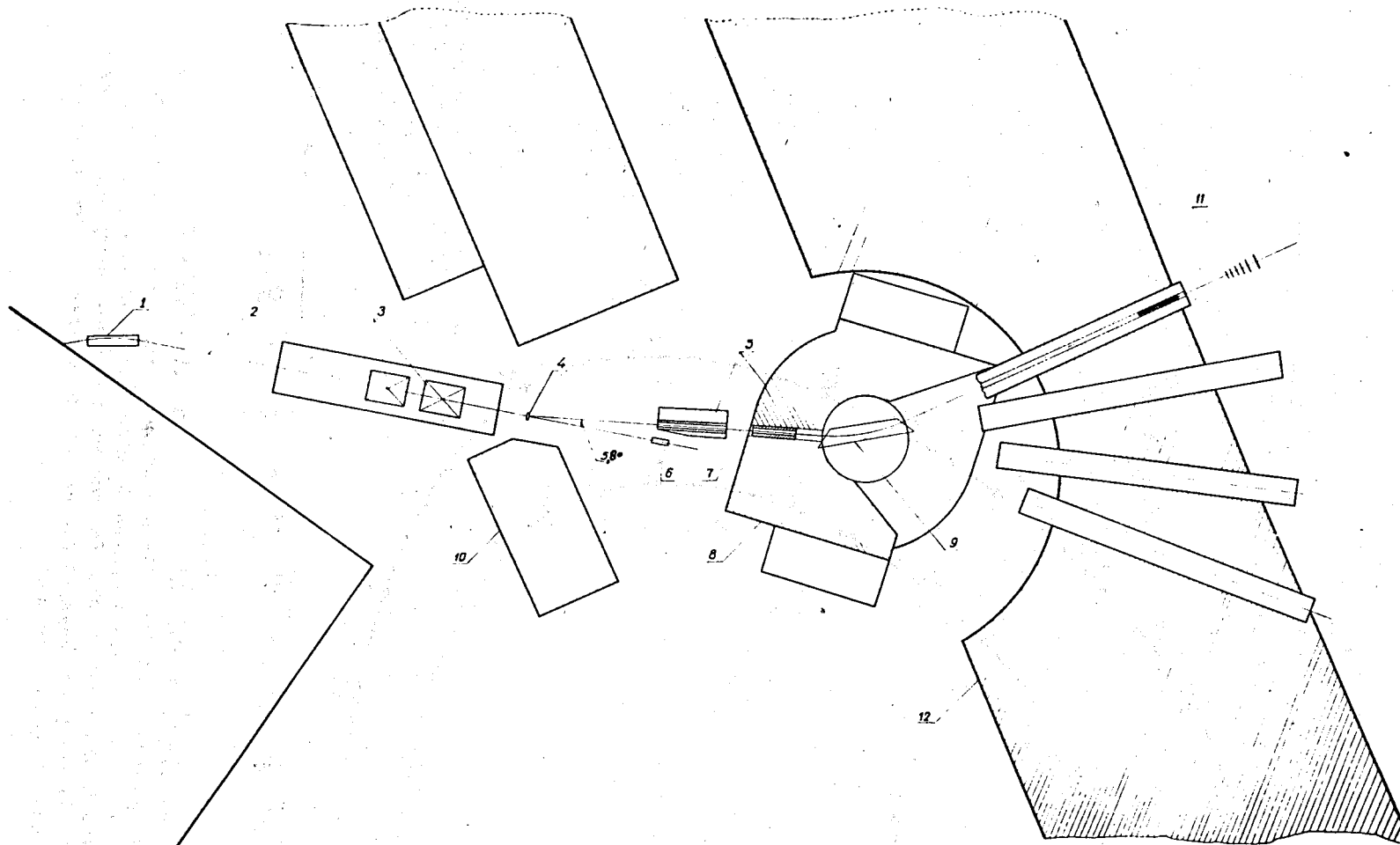


Рис. 3.

Общая схема эксперимента.

1 - отклоняющие насадки, 2 - выведенный пучок дейтронов или протонов, 3 - магнитные квадрупольные линзы, 4 - мишень из тяжелого полиэтилена, обычного полиэтилена, углерода или жидко-дейтериевая мишень, 5 - свинцовая защита, 6 - монитор, 7 - траектория вторичных заряженных частиц, 8 - отклоняющий электромагнит, 9 - фокусирующие шиммы, 10 - бетонная защита, 11 - телескоп из шести сцинтилляционных счетчиков, 12 - защитная стена.

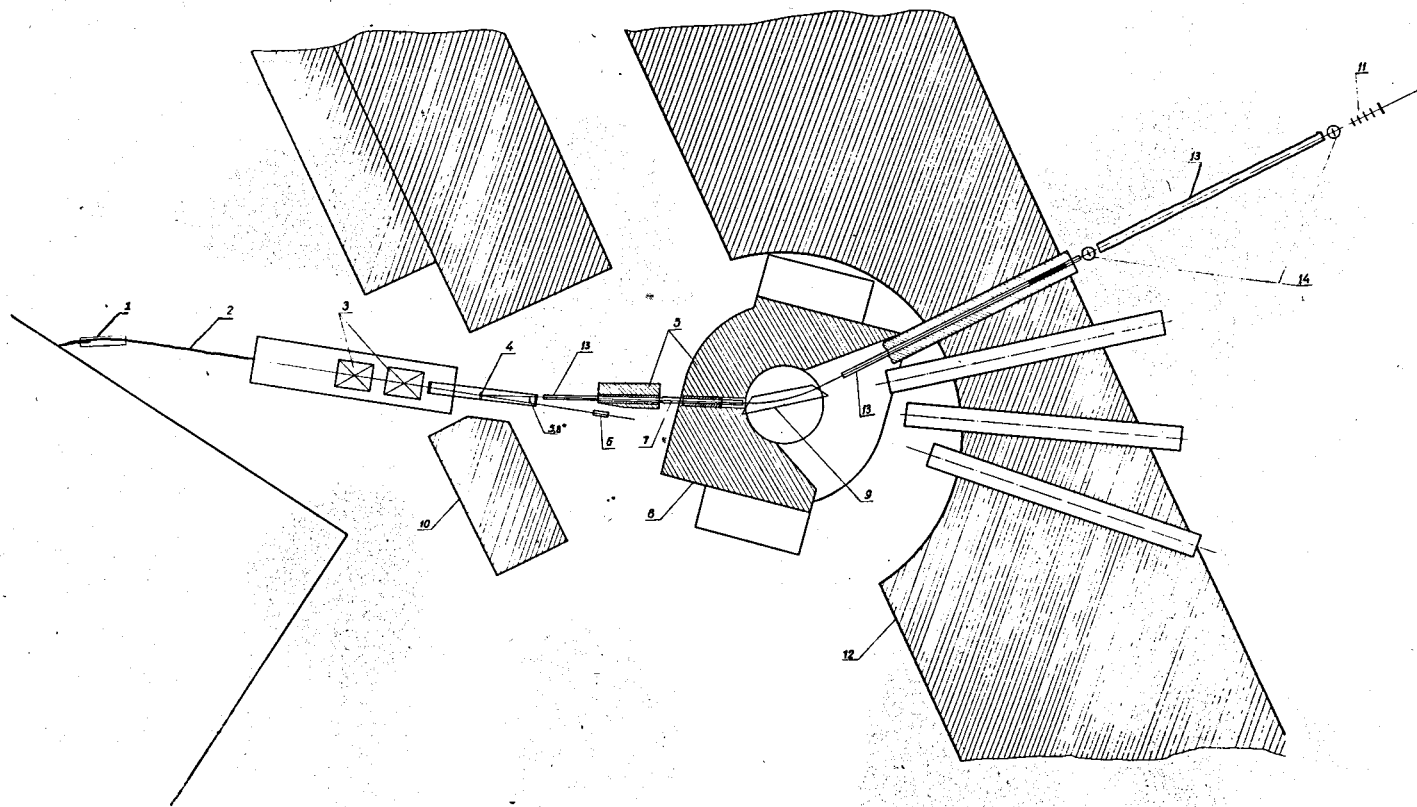


Рис. 4.

Общая схема эксперимента.

1 - отклоняющие насадки, 2 - выведенный пучок дейтронов или протонов, 3 - магнитные квадрупольные линзы, 4 - газовая мишень или мишень из тяжелого полиэтилена, обычного полиэтилена и углерода, 5 - свинцовая защита, 6 - монитор, 7 - траектория вторичных заряженных частиц, 8 - отклоняющий электромагнит, 9 - фокусирующие шиммы, 10 - бетонная защита, 11 - телескоп из пяти сцинтилляционных счетчиков, 12 - защитная стена, 13 - трубы вакуумного тракта, 14 - сцинтилляционные счетчики, осуществляющие отбор частиц по времени пролета.

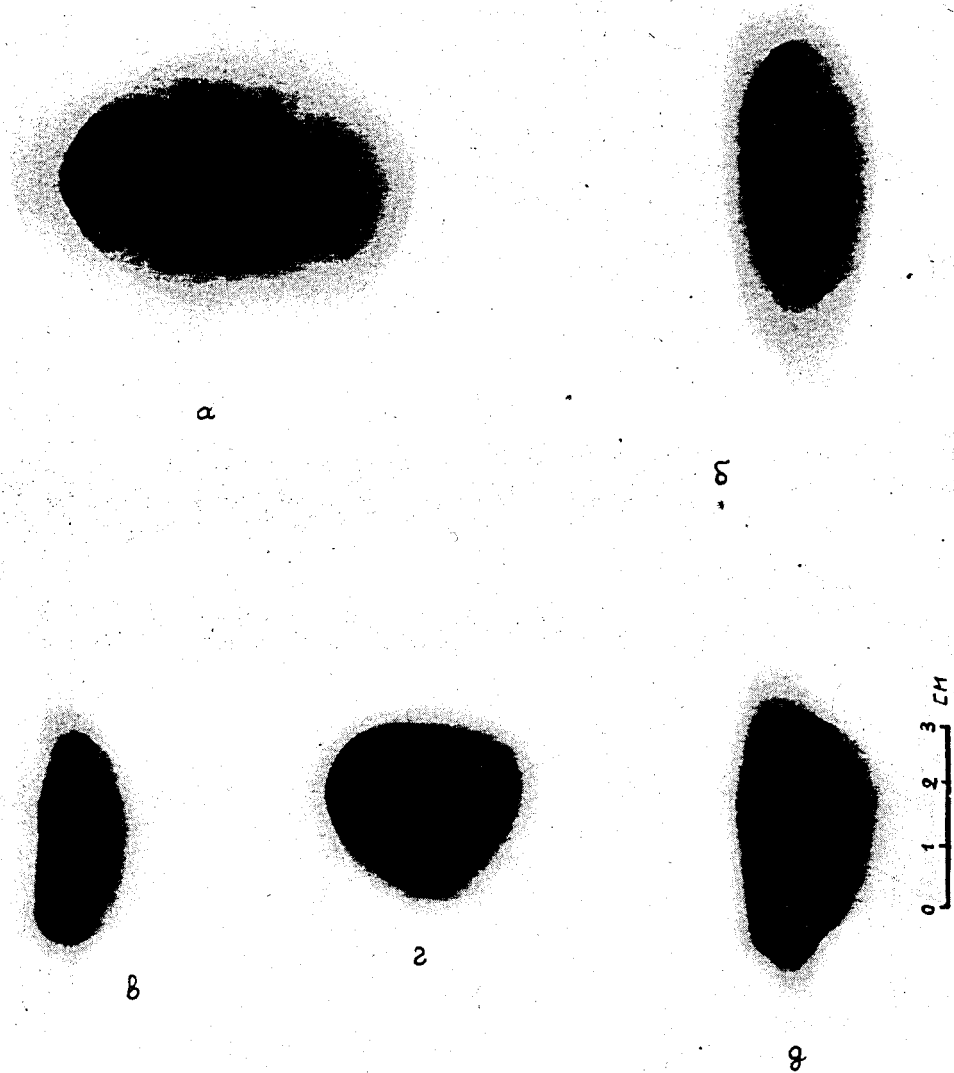


Рис. 5.А.

Автографы выведенного пучка дейтронов в различных участках траектории. а - форма пучка перед входом в магнитные квадрупольные линзы, б - форма пучка после прохождения магнитных квадрупольных линз, в - форма пучка в месте расположения мишени из тяжелого полиэтилена или жидкодейтериевой мишени, г - форма пучка на выходном окне кожуха газовой мишени, д - форма пучка в центре газовой мишени.

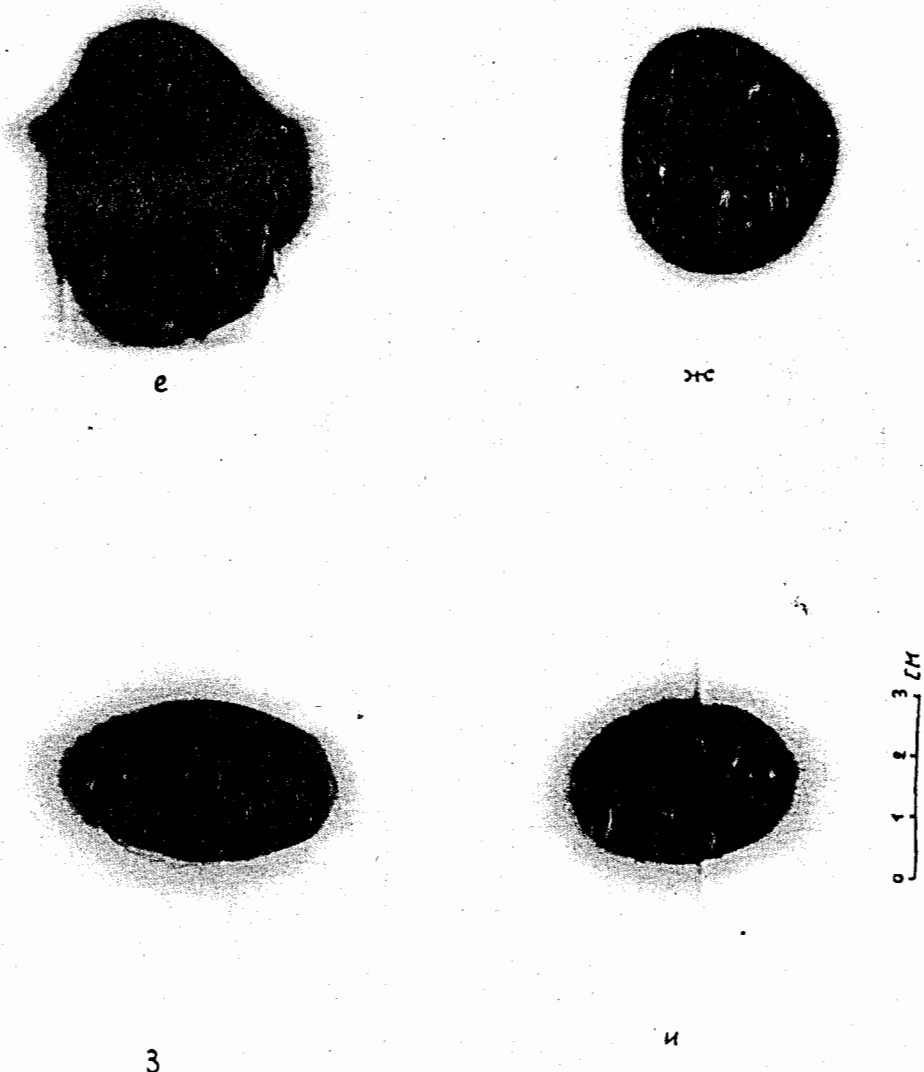


Рис. 5.Б.

Автографы выведенного пучка дейтронов в различных участках траектории. е - форма пучка на выходном окне кожуха жидкодейтериевой мишени. Эта фотография была получена при пятикратном увеличении времени экспозиции в пучке дейтронов, для того чтобы определить правильность совмещения контейнера для жидкого дейтерия и оси пучка. Вертикальные линии по краям снимка соответствуют тени от латунных стенок контейнера. Вертикальная линия в центре фотографии вызвана тонкой металлической трубкой внутри контейнера, служащей для наполнения мишени жидким дейтерием. ж - форма пучка на выходном окне кожуха газовой мишени. Фотография была получена при пятикратном увеличении времени экспозиции в пучке дейтронов для того чтобы проверить соосность пучка с выходным окном кожуха мишени. з - форма пучка в месте расположения монитора. и - форма пучка перед поглощающими свинцовыми блоками. Вертикальная линия на снимке служит для определения угла между осью первичного пучка и осью входного коллиматора, выделяющего вторичные частицы.

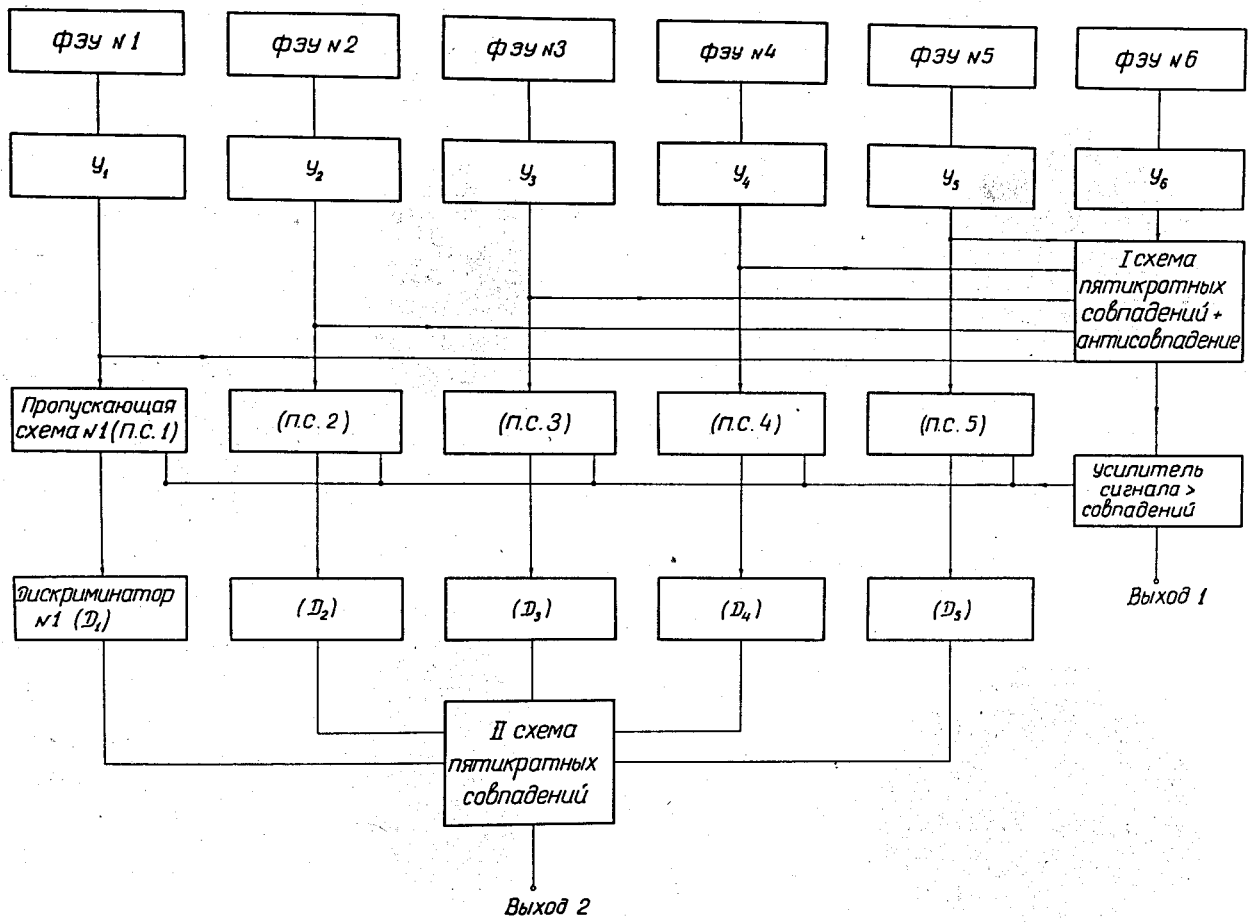


Рис. 6.

Блок-схема радиотехнической аппаратуры.

у - линейные усилители, пс - пропускающие схемы, Д - дискриминаторы.

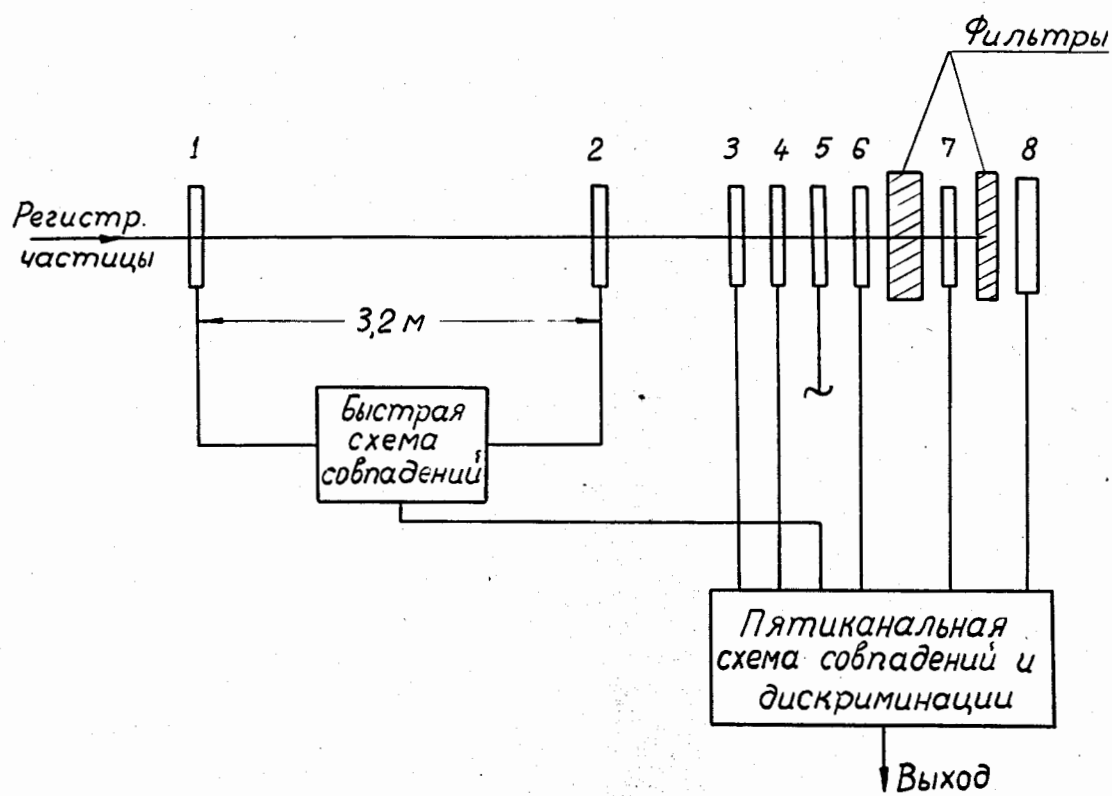


Рис. 7.

Блок-схема радиотехнической аппаратуры при дополнительном отборе частиц по времени пролета, 1,2 - временные сцинтилляционные счетчики, 3,4,6,7 - спектрметрические сцинтилляционные счетчики, 8 - счетчик антисовпадений.

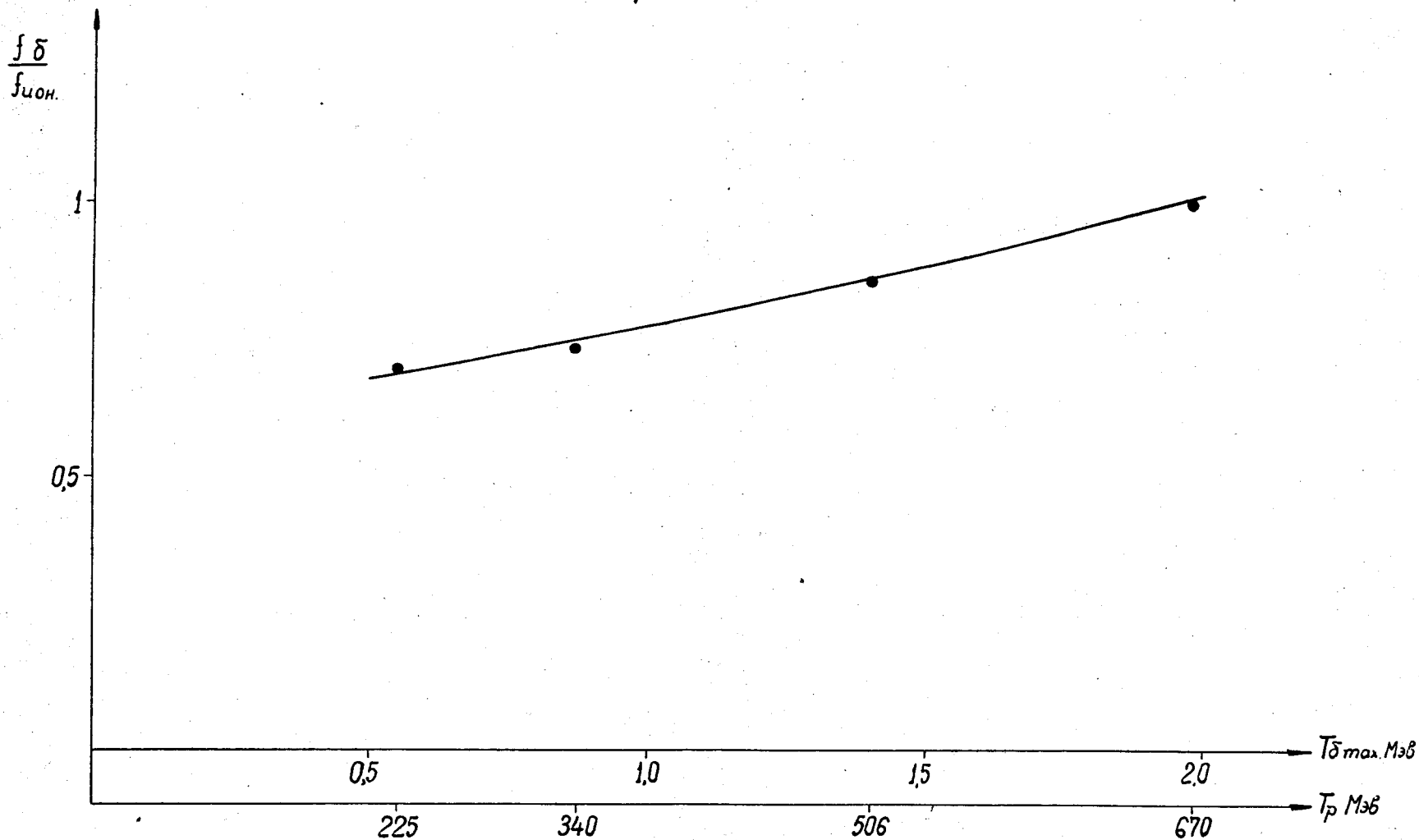


Рис. 8.

Относительная эффективность эмиссионной камеры в зависимости от энергии протонного пучка. По оси абсцисс отложена энергия протонов и максимальная энергия δ -электронов. По оси ординат отложена эффективность эмиссионной камеры по отношению к ионизационной камере.

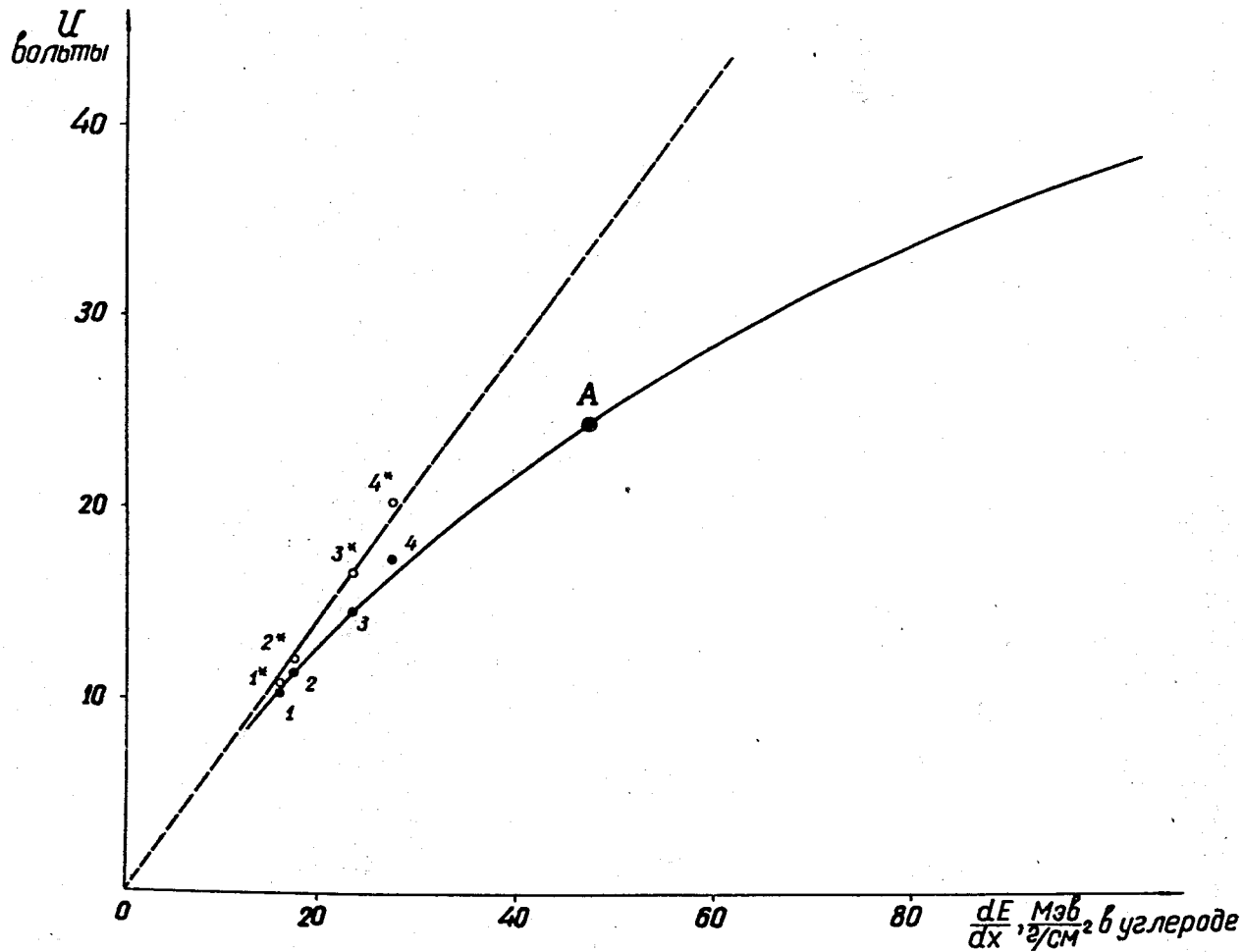


Рис. 9.

Зависимость амплитуд импульсов от величины ионизации α -частиц.
Точки 1,2,3,4 измерены экспериментально. Точка А получена расчетным путем.

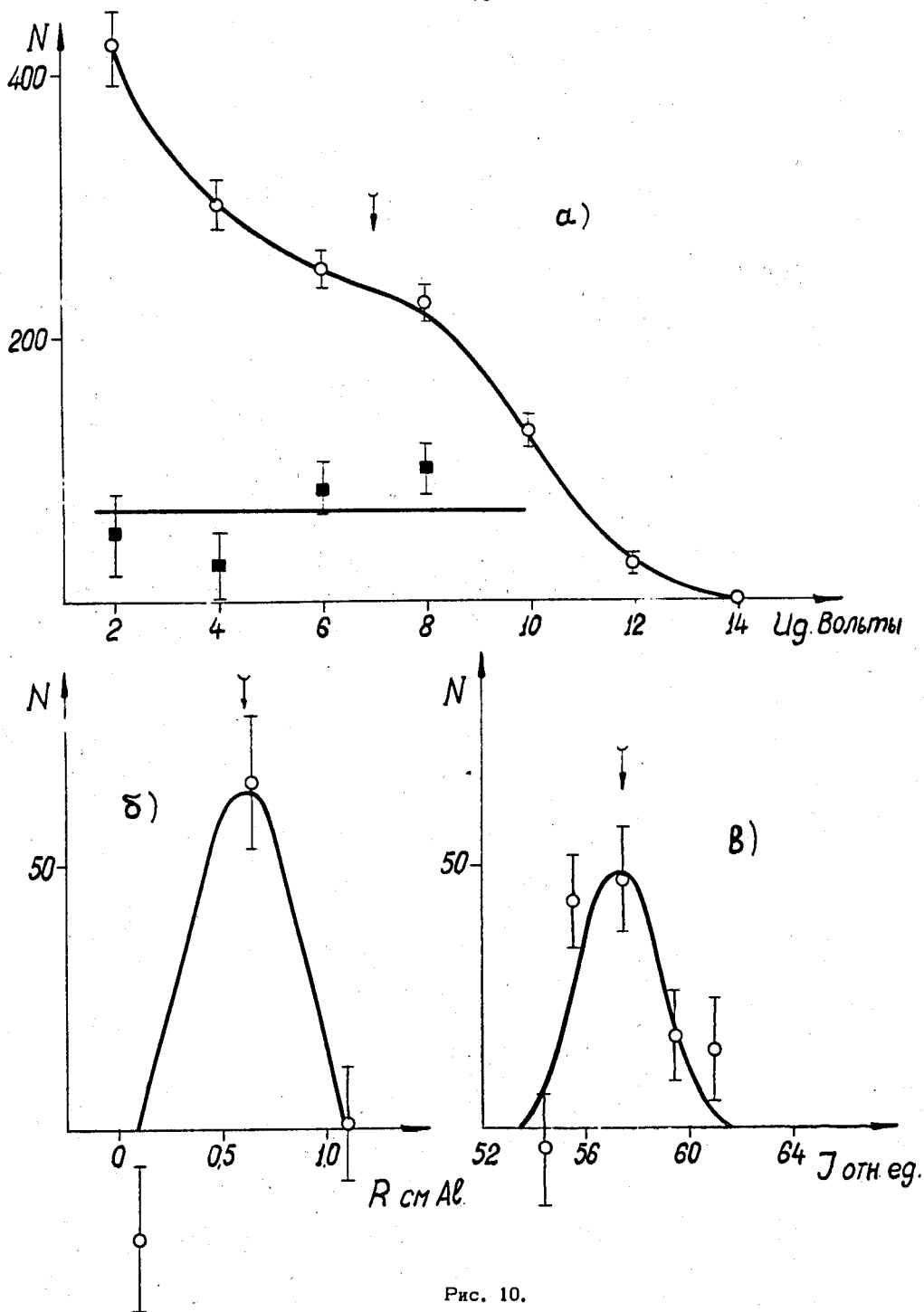


Рис. 10.

Регистрация ядер трития от реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$.

а) Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминатора; δ - мишень CD_2 , \blacksquare - разностный счет от мишеней $[CD_2-C]$.

б) Разностный счет телескопа от мишеней $[CD_2-C]$ при различной толщине тормозящего фильтра, в) Разностный счет телескопа от мишеней $[CD_2-C]$ в зависимости от тока электромагнита. Стрелки на рисунках б), в) указывают расчетное значение пробега и тока электромагнита для ядер трития от реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$. Стрелка на рис. а) указывает рабочую точку шкалы дискриминатора.

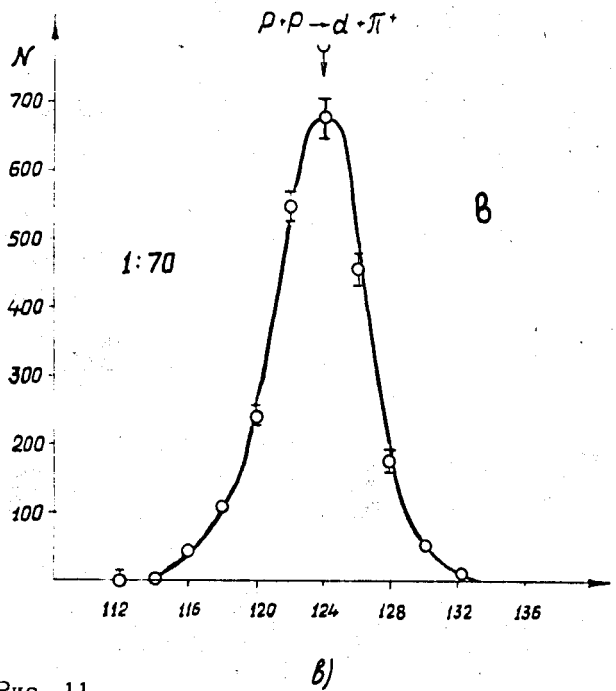
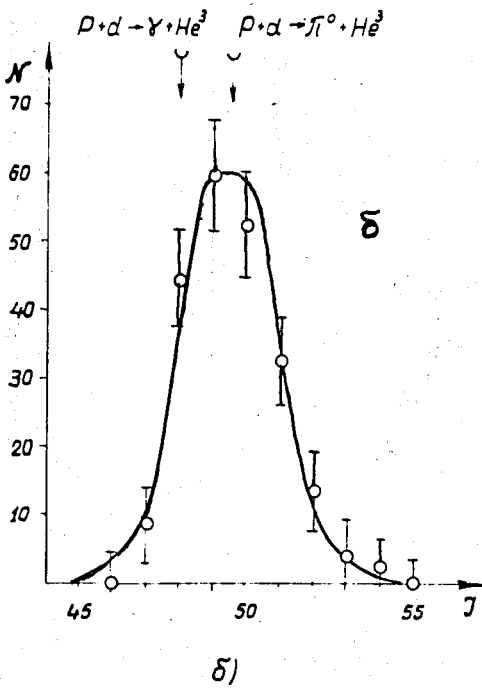
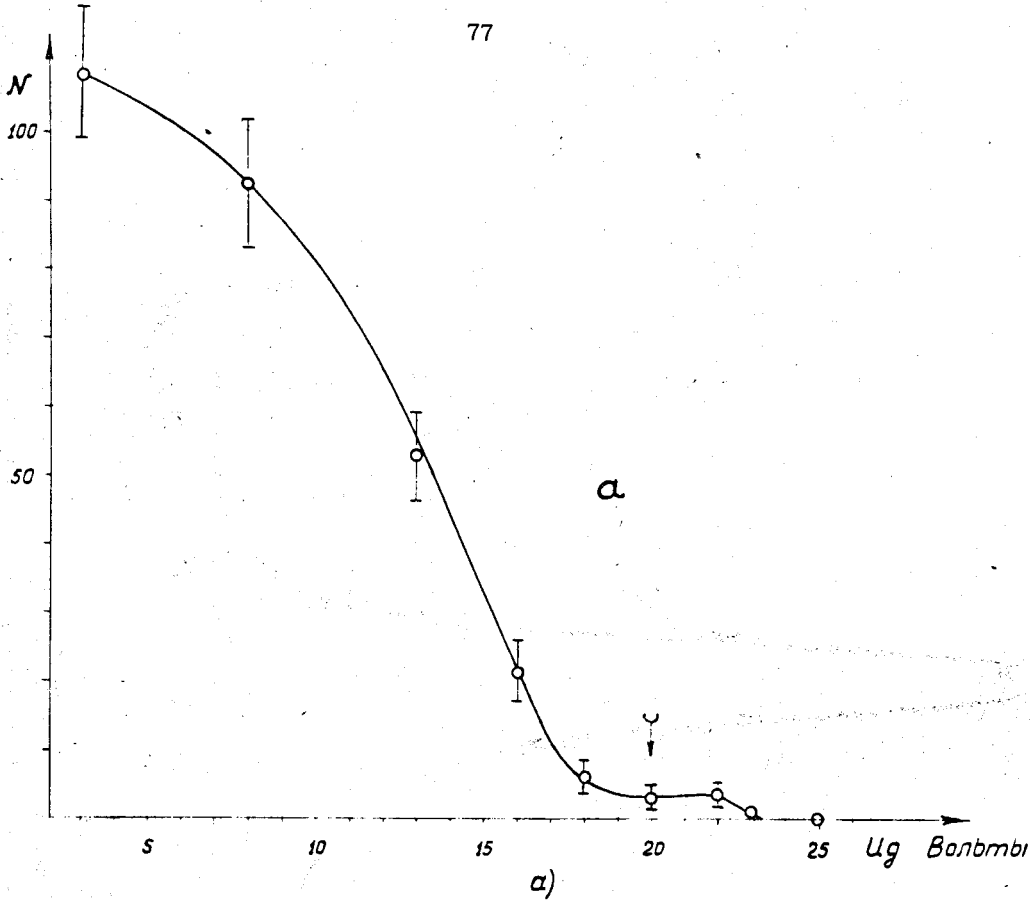


Рис. 11.

Условия регистрации ядер He^3 , образующихся в реакции $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$

а) счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминатора. Стрелкой указана область характеристики, где регистрируются только ядра He^3 .

б) Разностный счет телескопа от газовых мишеней $[D_2 - H_2]$ в зависимости от тока электромагнита.

в) Разностный счет телескопа от газовых мишеней $[D_2 - H_2]$ в зависимости от тока электромагнита при регистрации дейтронов от реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$

Стрелками на рис. б) и в) указаны расчетные значения тока электромагнита для реакций $p+d \rightarrow He^3 + \gamma$, $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$, $p+p \rightarrow d + \pi^+$

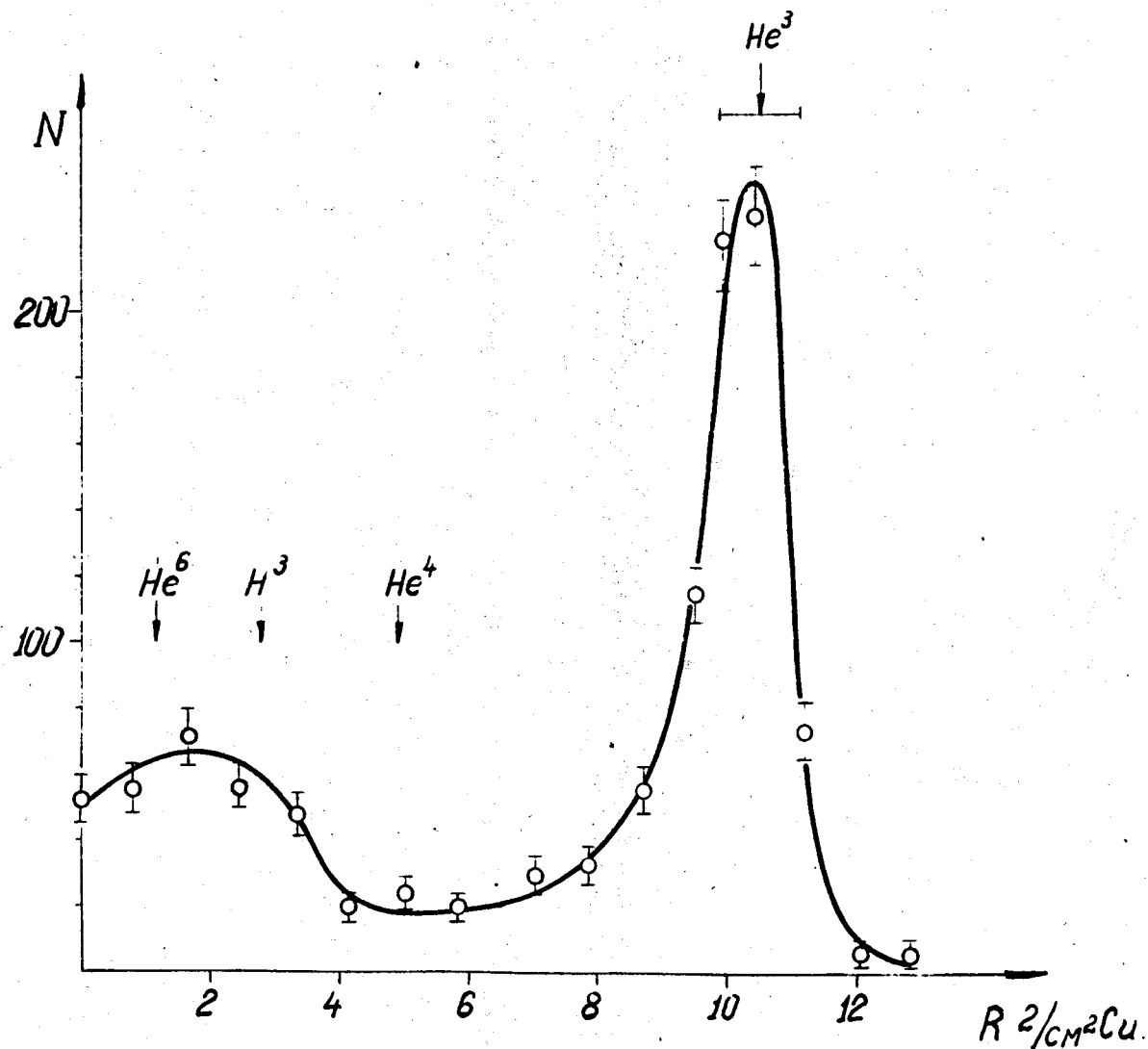


Рис. 12.

Условия регистрации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^3 + n$ при работе с мишенью из дейтерополиэтилена. Стрелками указаны расчетные значения средних пробегов различных частиц.

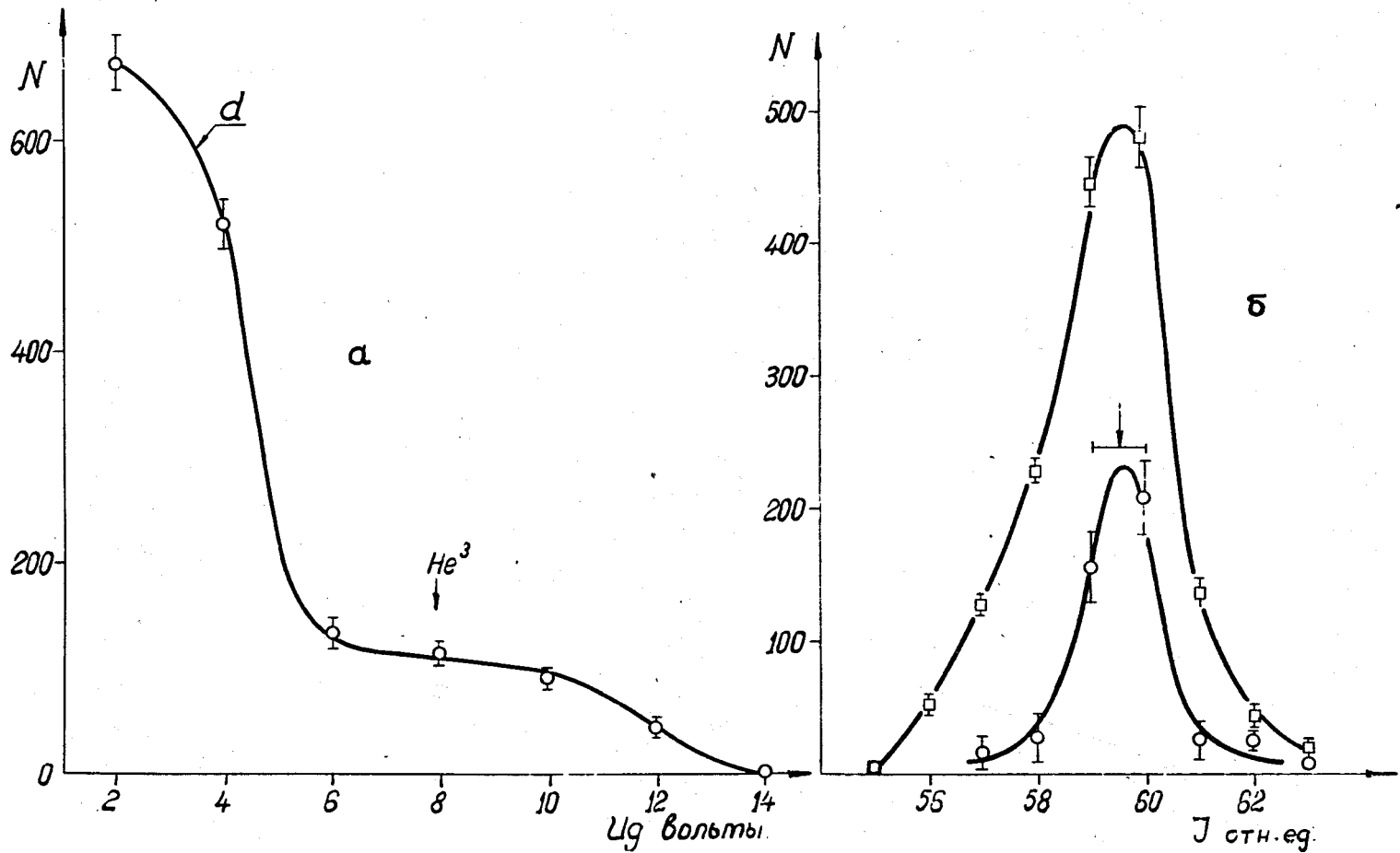


Рис. 13.

Условия регистрации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3+n$ при работе с мишенями из дейтерополиэтилена и углерода

а) счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминатора. Стрелками указаны области характеристики, где регистрируются дейтроны и ядра He^3 .

б) Счетная характеристика телескопа в зависимости от тока электромагнита;

\square - мишень CD_2 , \circ - разностный счет от мишеней $[CD_2-C]$.

Стрелкой указано расчетное положение пика ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3+n$.

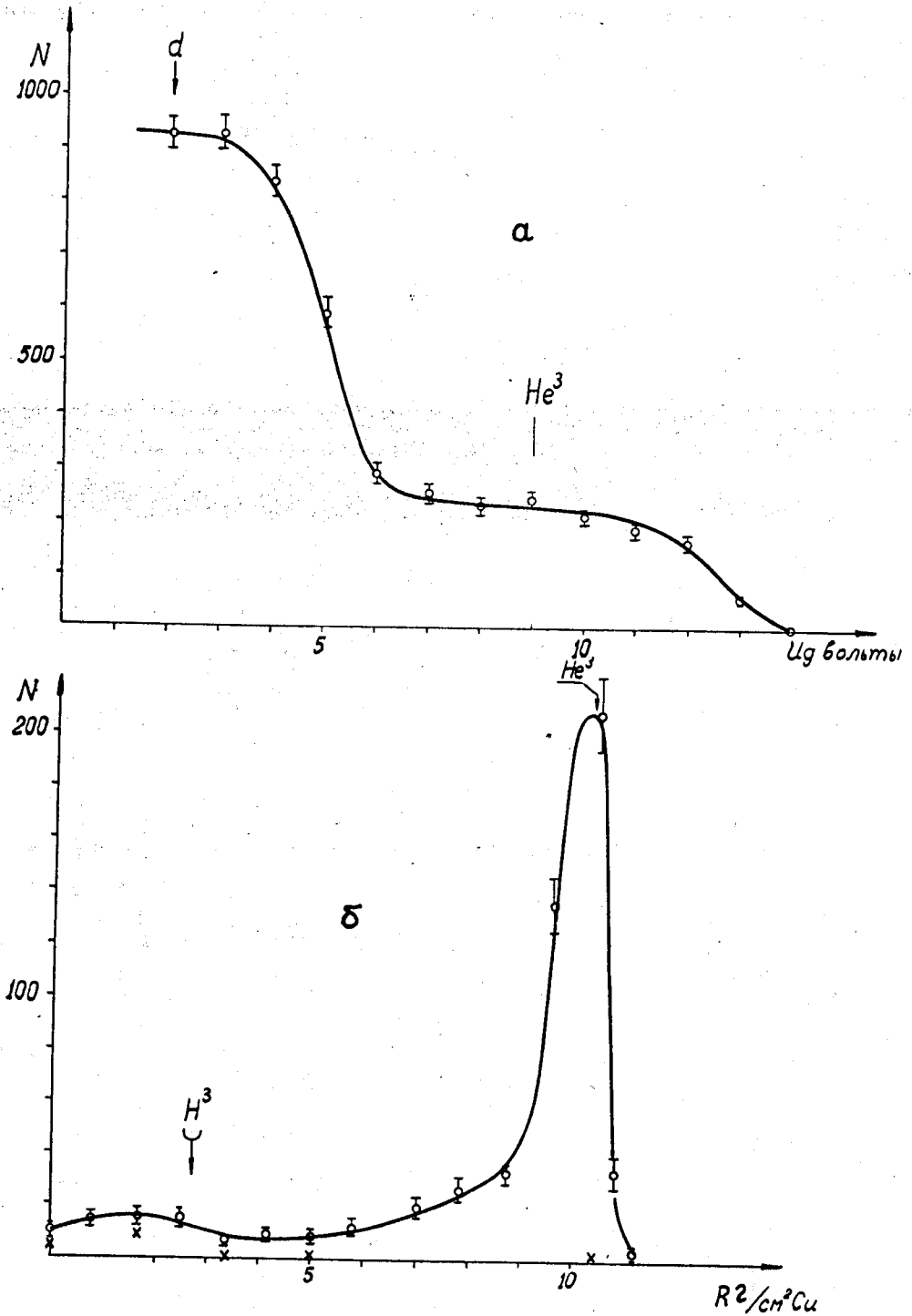


Рис. 14.

Условия регистрации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow \text{He}^3 + n$ при работе с жидкодейтериевой мишенью.

а) счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации. Стрелками указаны области характеристики, где регистрируются дейтроны и ядра He^3 .

б) Счетная характеристика телескопа в зависимости от толщины тормозящего фильтра:

○ - счет от мишени, заполненной жидким дейтерием,

× - счет от пустого контейнера мишени.

Стрелками указаны расчетные значения средних пробегов ядер H^3 и He^3 .

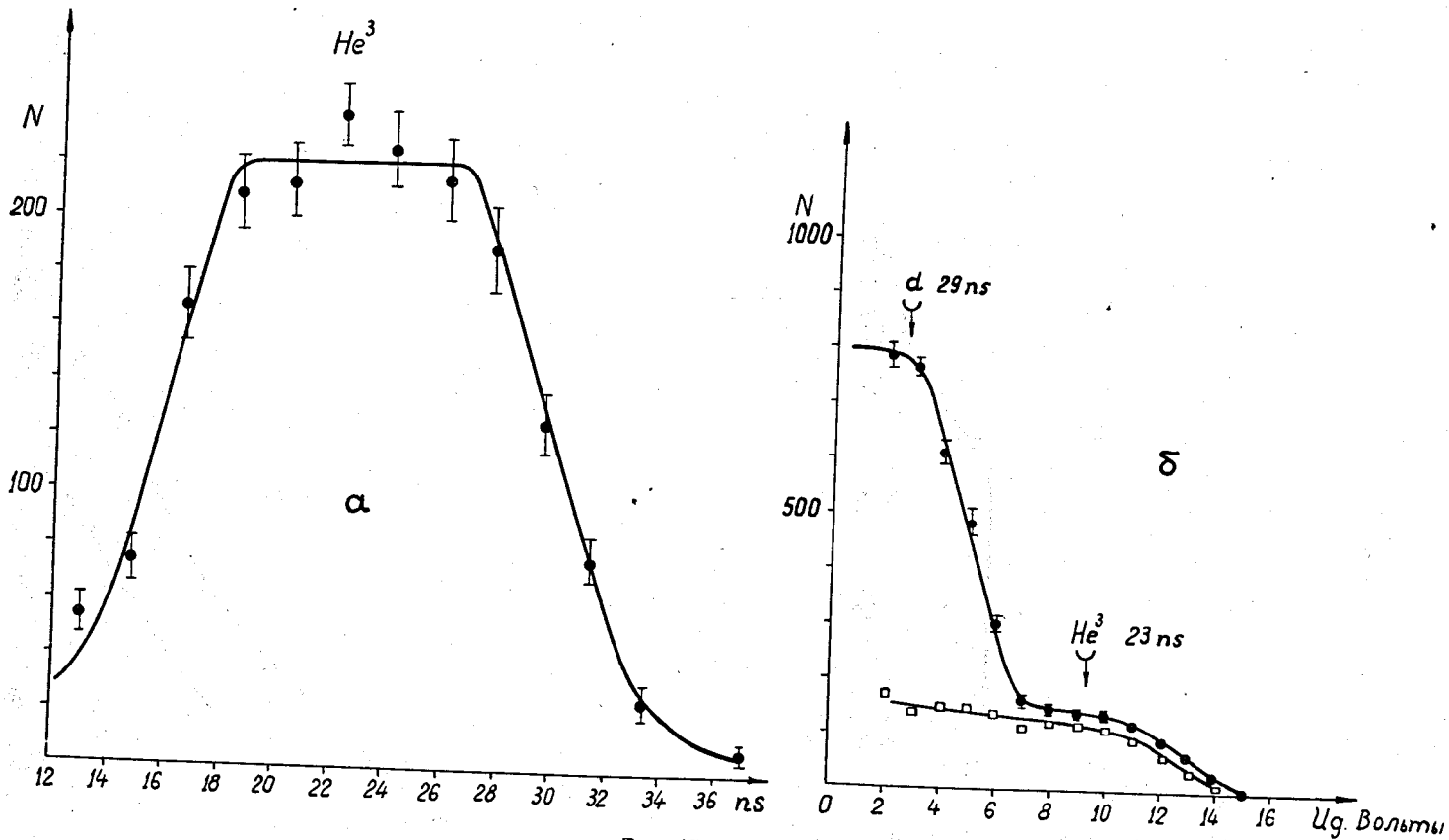


Рис. 15.

Условия регистрации ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3+n$ при работе с мишенью из дейтерополиэтилена и использовании дополнительного отбора частиц по времени пролета.

а) Счетная характеристика телескопа в зависимости от величины задержки импульса первого временного счетчика.

б) Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминатора.

● — без использования отбора частиц по времени пролета,
 □ — с включенными временными счетчиками, настроенными на время пролета ядер He^3 .

Стрелками указаны области характеристики, где регистрируются дейтроны и ядра He^3 . Приведенные возле них цифры соответствуют времени пролета этих частиц на базе 3,2 м.

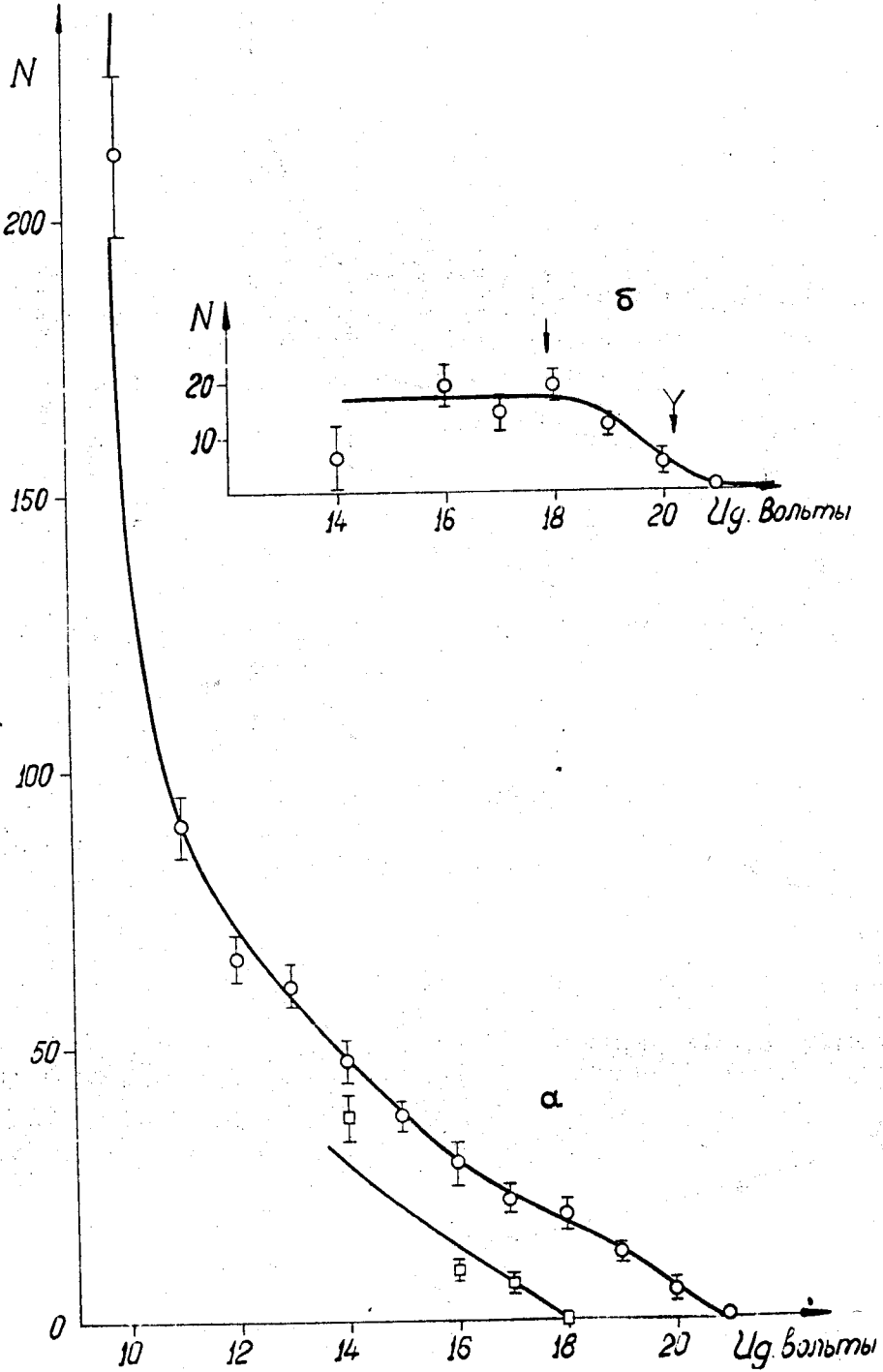


Рис. 16.

- Условия регистрации α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ при работе с мишенью из дейтерополиэтилена.
- а) Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации.
 \circ - при толщине тормозящего фильтра $R = 0,5$ см Al
 \square - при толщине тормозящего фильтра $R = 1$ см Al.
- б) Разностный счет телескопа
 Стрелкой \downarrow указана рабочая точка характеристики. Стрелкой Υ указано расчетное значение величины порога дискриминатора для α -частиц с импульсом 635 Мэв/с.

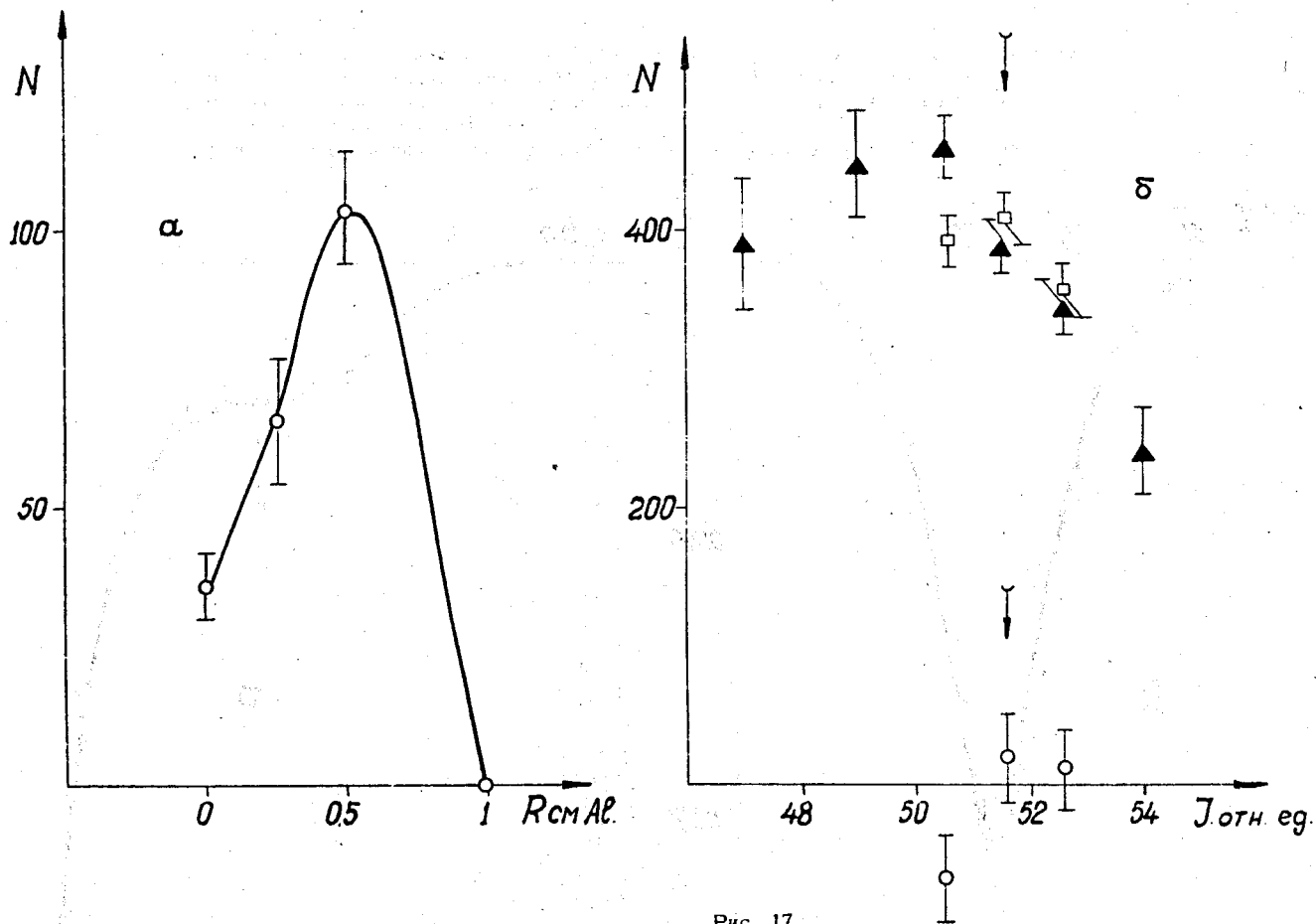


Рис. 17.

Условия регистрации α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ при работе с мишенью из дейтерополиэтилена.

а) Счетная характеристика телескопа в зависимости от величины тормозящего фильтра.

б) Результаты измерений α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$; \square - счет телескопа от мишени CD_2 , \blacktriangle - счет телескопа от углеродной мишени C , \square - разностный счет телескопа $[CD_2 - C]$. Стрелкой указано расчетное значение тока электромагнита для α -частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$.

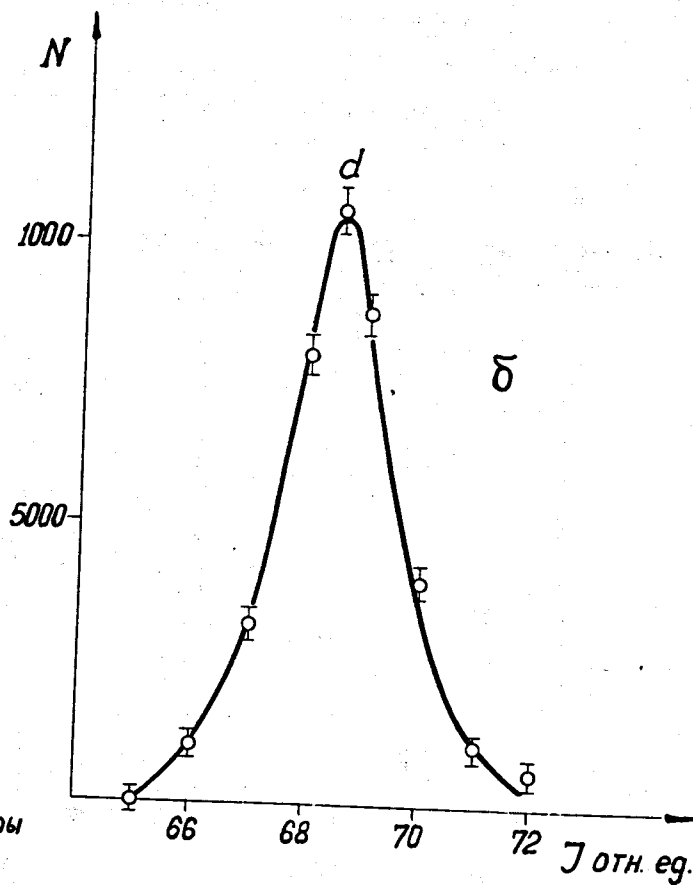
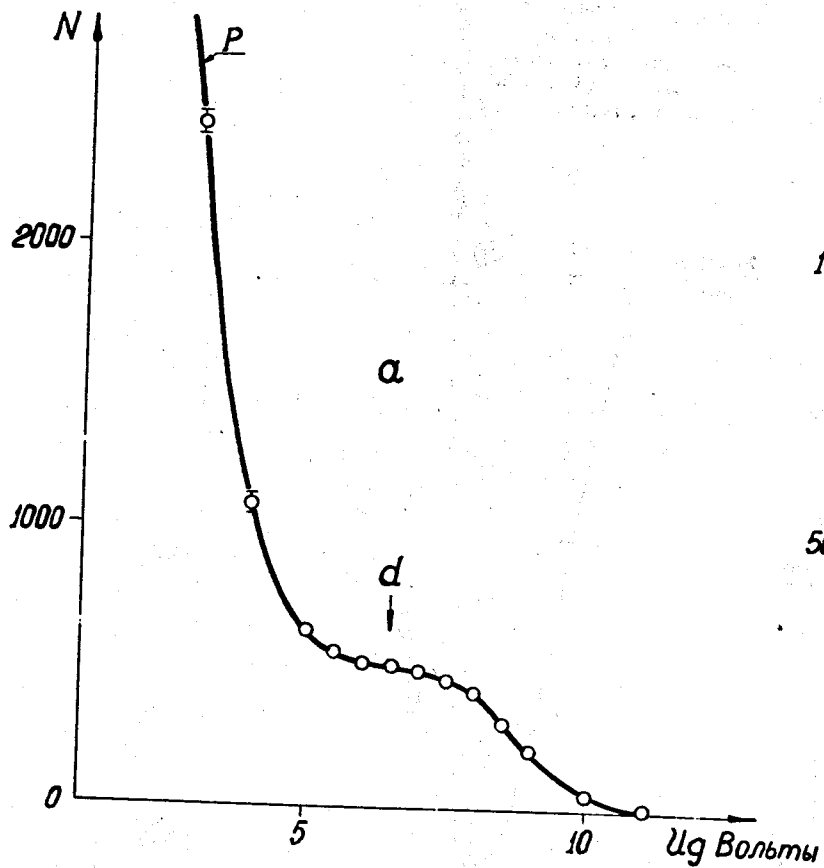


Рис. 18.

Условия регистрации дейтронов от реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$ при работе с мишенью из дейтерополиэтилена.

- а) Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации. Стрелками указаны области характеристики, где регистрируются протоны и дейтроны.
- б) Разностный счет телескопа от мишеней $[CD_2 - C]$ в зависимости от тока электромагнита.

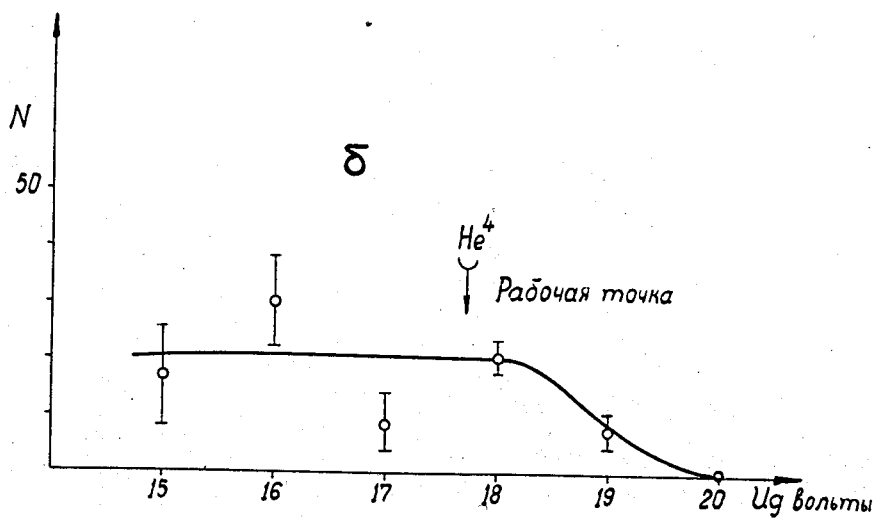
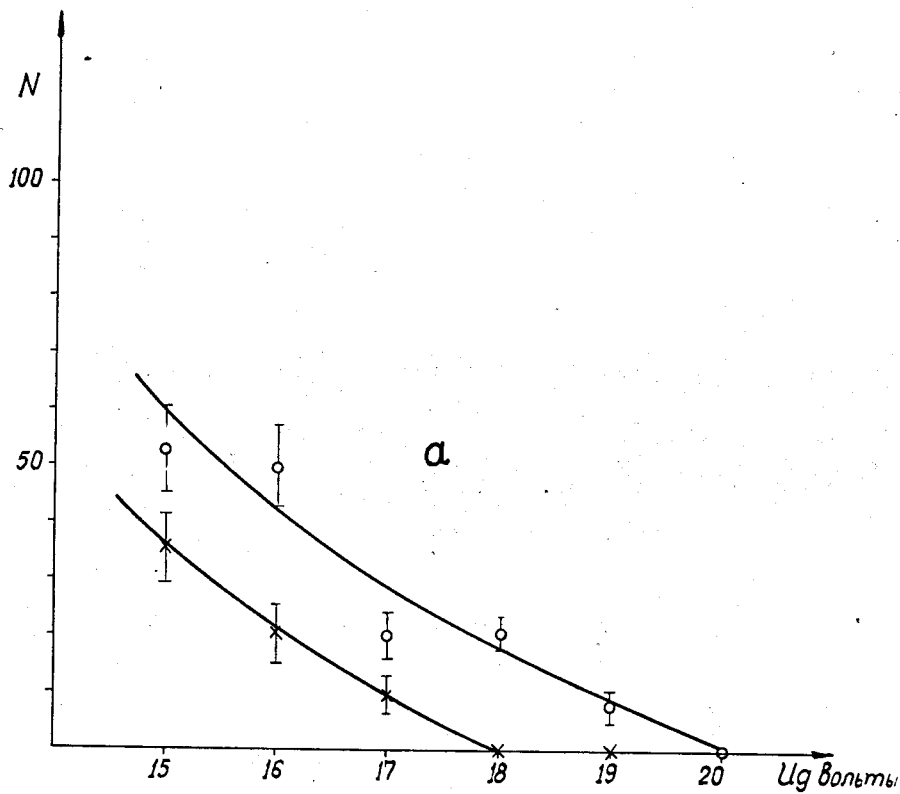


Рис. 19.

Условия регистрации α - частиц от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ при работе с жидкодейтериевой мишенью.

а) Счетная характеристика телескопа в зависимости от порога дискриминации;

\circ - при толщине тормозящего фильтра $R = 0,8$ см Al,

\times - при толщине тормозящего фильтра $R = 1$ см Al.

б) Разностный счет телескопа

$$N(R=0,6) - N(R=1,0).$$

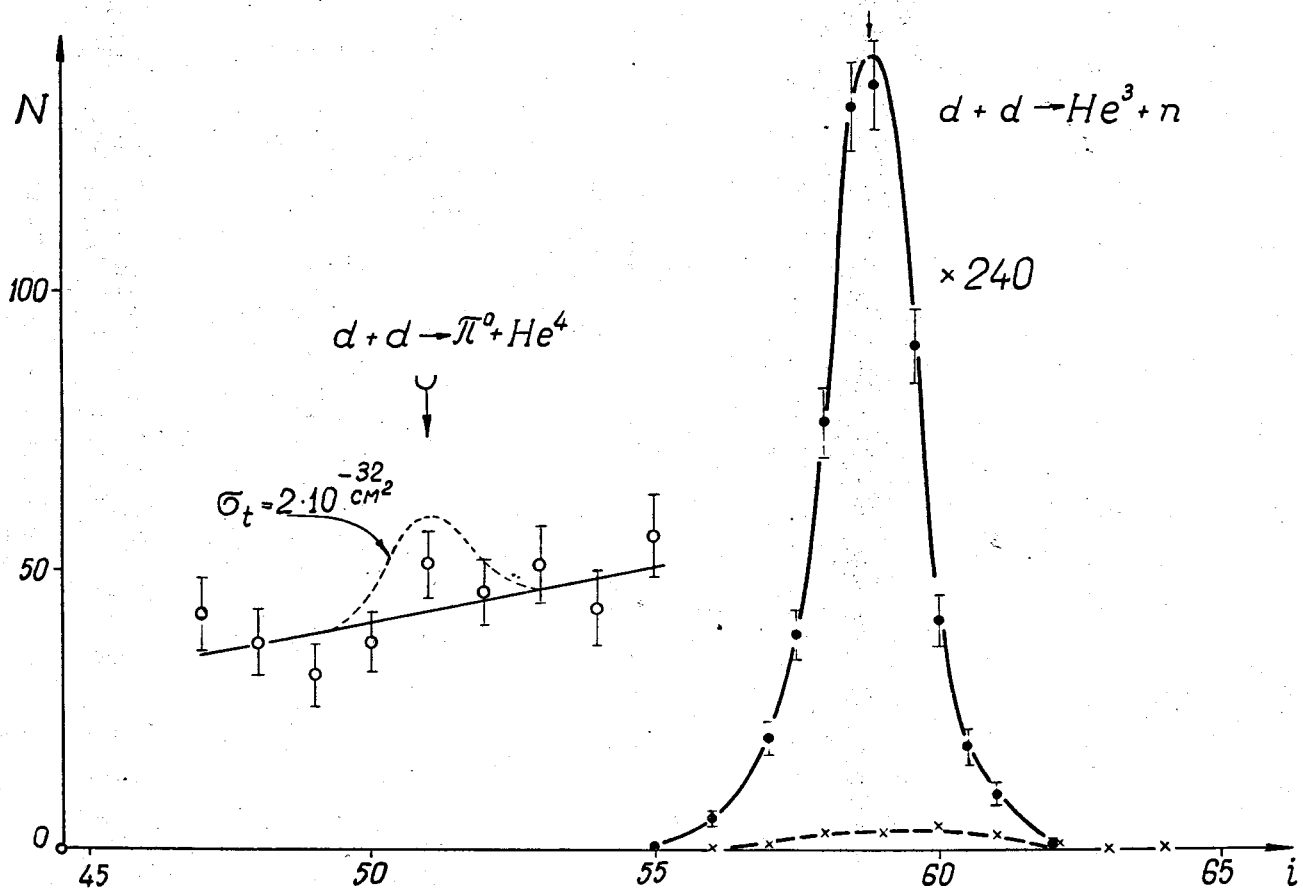


Рис. 20.

Условия регистрации α - частиц от реакции $d + d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ и ядер He^3 от реакции $d + d \rightarrow \text{He}^3 + n$ при использовании жидко-дейтериевой мишени. \odot - фоновые отсчеты регистрирующей аппаратуры, настроенной на α - частицы от реакции $d + d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$, в зависимости от тока электромагнита. Пунктирная кривая соответствует возможному сечению этой реакции, равному $2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$. \square - выход ядер He^3 от заполненной мишени в зависимости от тока электромагнита. \times - выход ядер He^3 от пустой мишени.

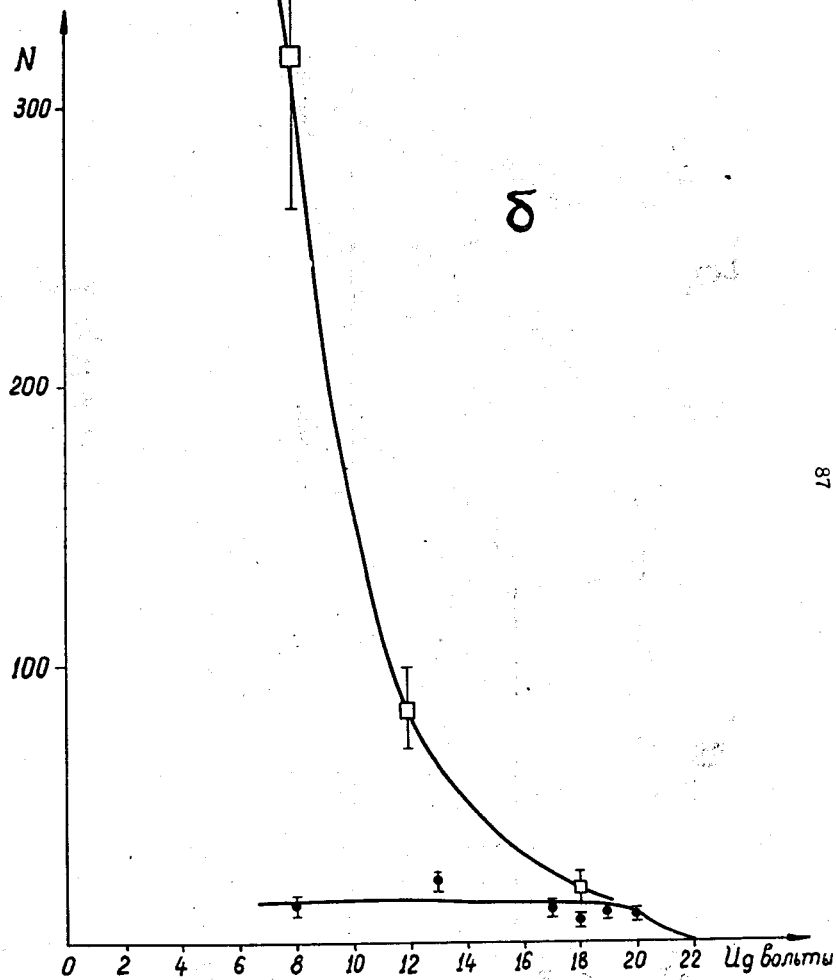
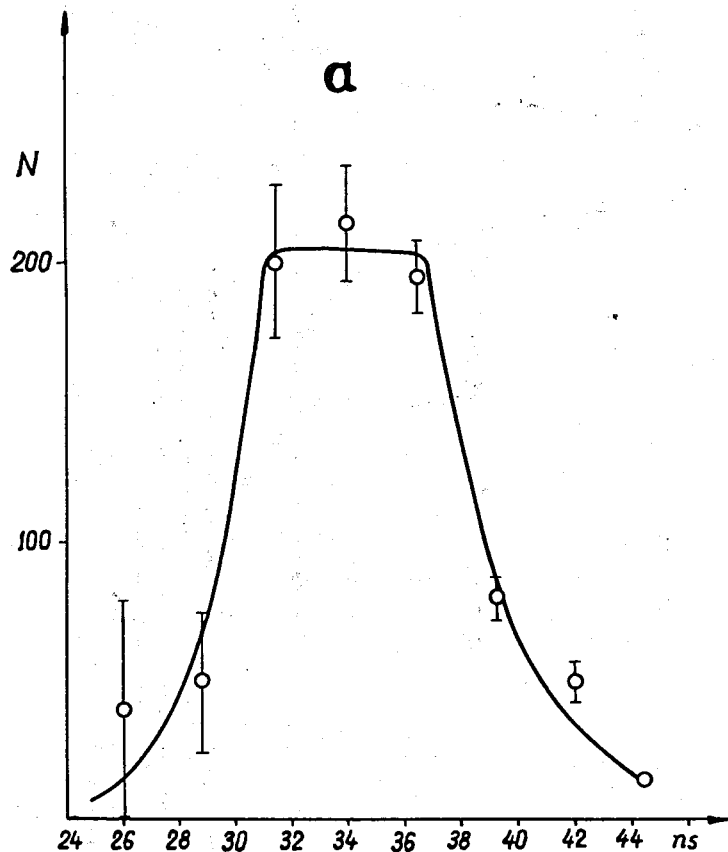


Рис. 21.

- а) Счетная характеристика эффективности совпадений между счетчиками, осуществляющими отбор по времени пролета, при регистрации протонов, имевших такую же скорость, как и α - частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$.
- б) Условия регистрации α - частиц с эффективным импульсом 635 Мэв/с при работе на мишени из дейтерополиэтилена.
- - без использования отбора по времени пролета, ● - с использованием отбора по времени пролета.

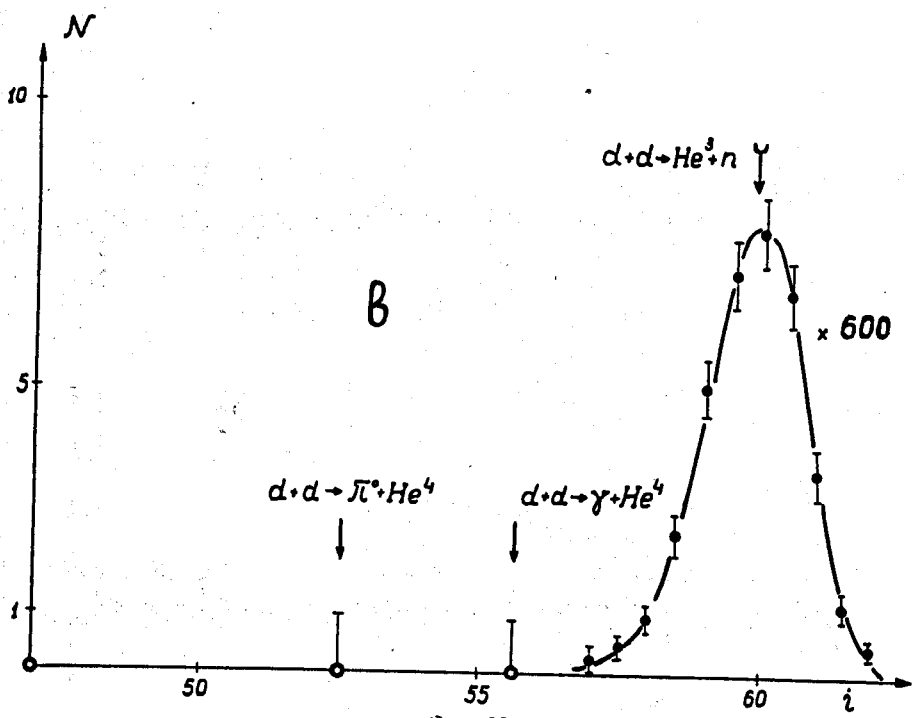
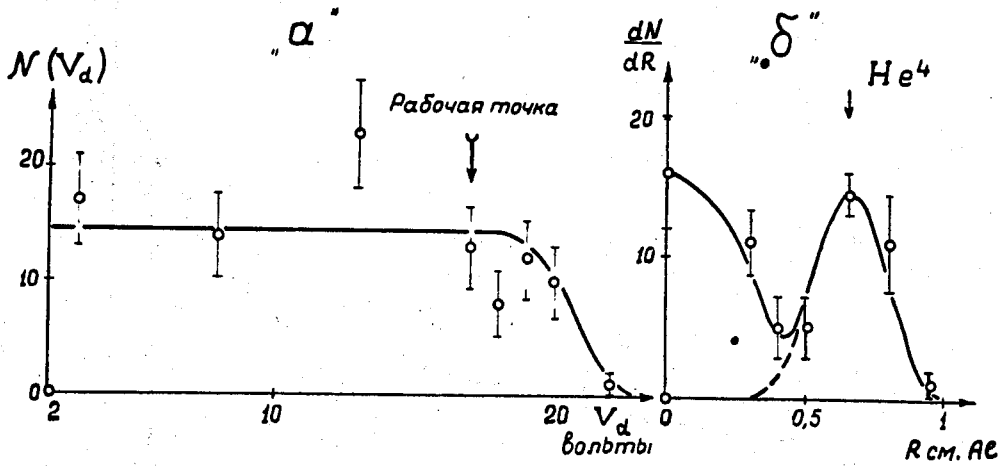
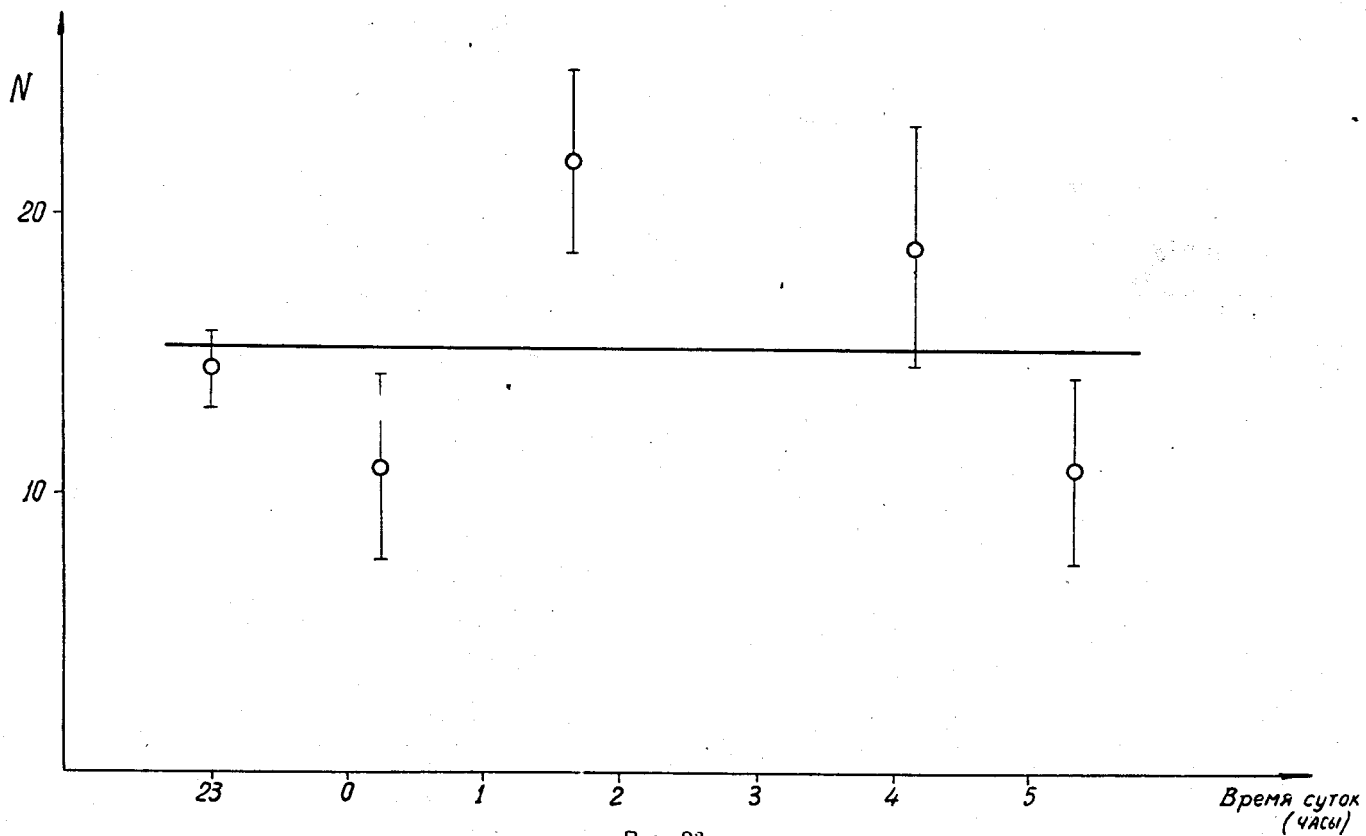


Рис. 22.

Условия регистрации α -частиц от реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ в третьей серии измерений.

а) Счетные характеристики регистрирующей аппаратуры, настроенной на α -частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, измеренные на мишени из тяжелого полиэтилена в зависимости от порога дискриминации и толщины тормозящего фильтра в телескопе.

в) Результаты измерений реакции $d+d \rightarrow He^3+n$, $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$.



Проверка стабильности работы аппаратуры. Выход α -частиц с импульсом 635 Мэв/с от мишени из тяжелого полиэтилена в зависимости от времени измерений.

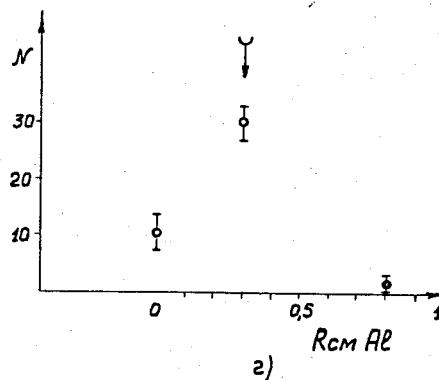
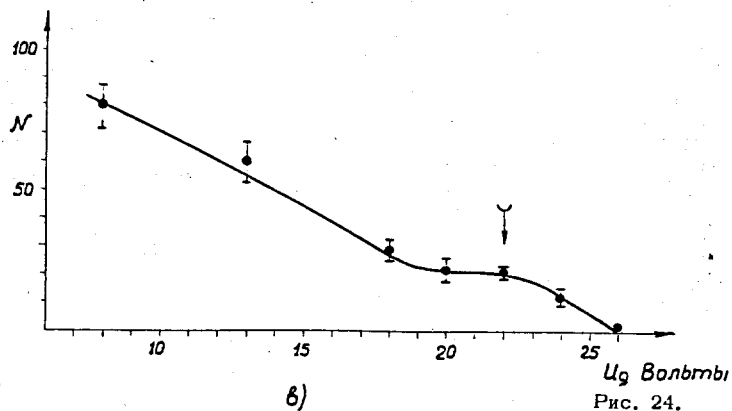
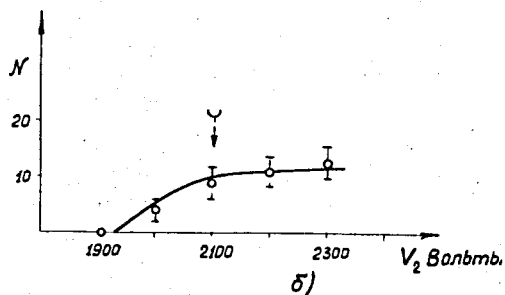
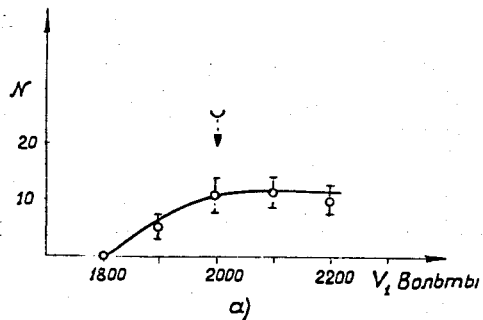


Рис. 24.

Счетные характеристики аппаратуры в четвертой серии измерений при настройке на α -частицы от углеродной мишени, имеющие те же кинематические характеристики, что и α -частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$

а) в зависимости от напряжения на первом временном счетчике,
 б) в зависимости от напряжения на втором временном счетчике,
 в) в зависимости от величины дискриминации,
 г) в зависимости от толщины тормозящего фильтра.

Стрелками указаны положения рабочих точек.

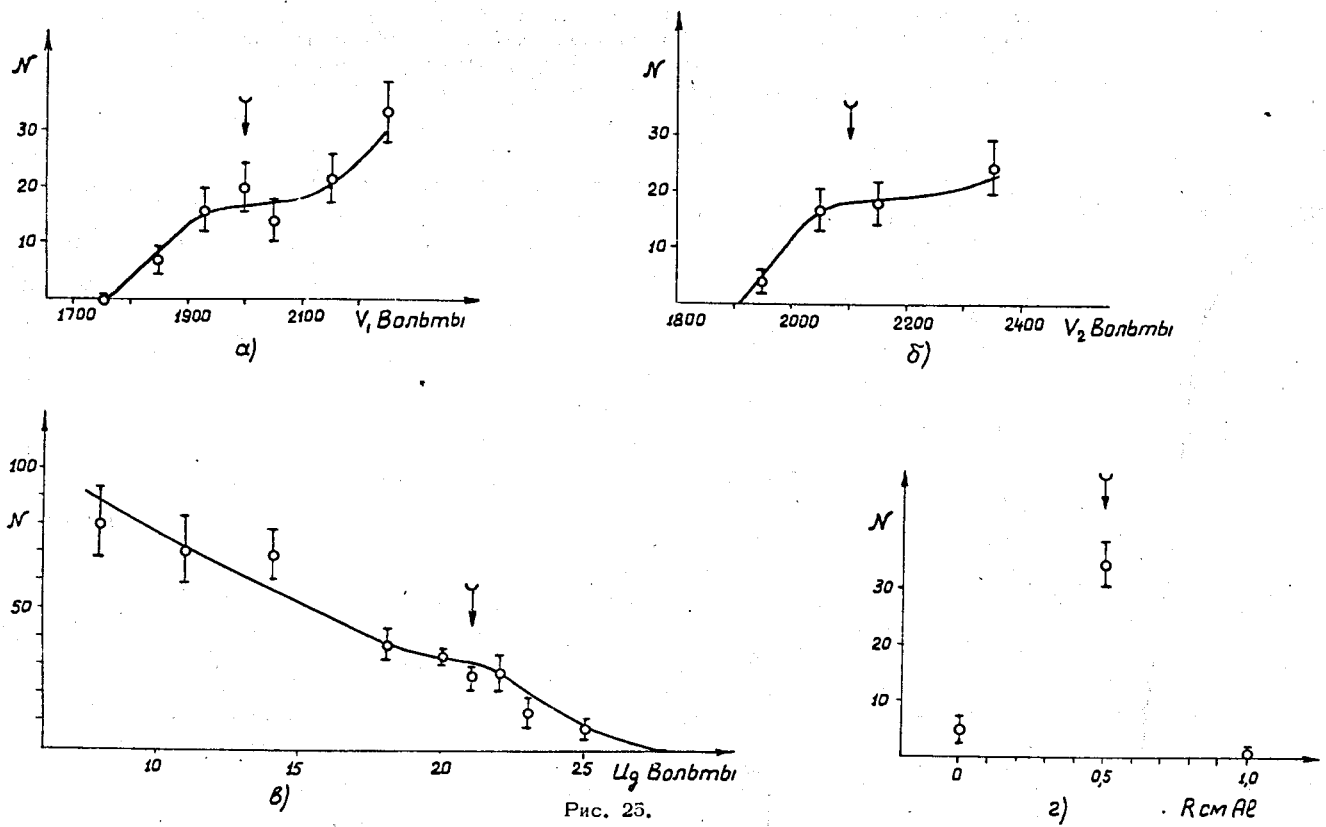


Рис. 25.

Счетные характеристики аппаратуры в четвертой серии измерений при настройке на α -частицы от углеродной мишени, имеющие те же кинематические характеристики, что α -частицы от реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$

- а) в зависимости от напряжения на первом временном счетчике,
- б) в зависимости от напряжения во втором временном счетчике,
- в) в зависимости от величины дискриминации,
- г) в зависимости от толщины тормозящего фильтра.

Стрелками указаны положения рабочих точек.

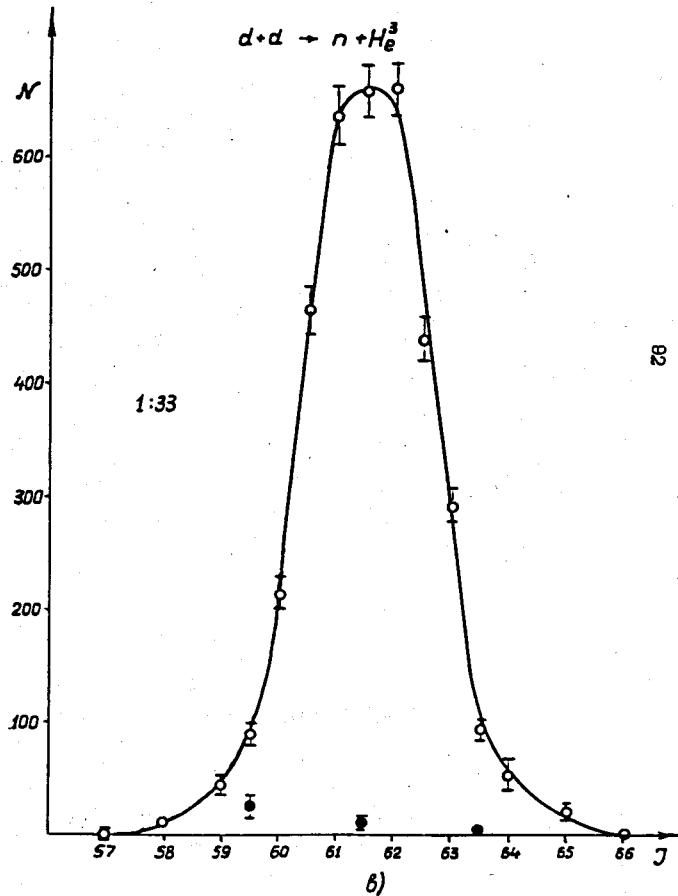
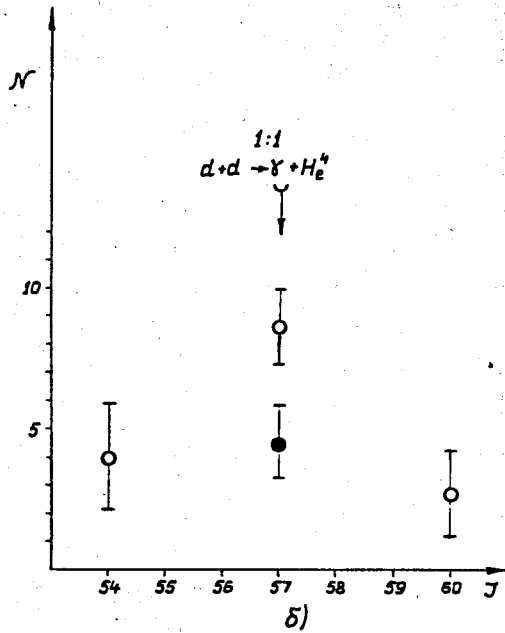
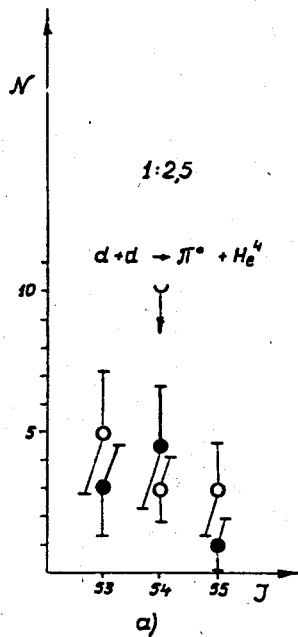


Рис. 26.

Результаты четвертой серии измерений реакций $d+d \rightarrow He^3+n$,
 $d+d \rightarrow He^4+\pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4+\gamma$;
 \circ - счет аппаратуры от газовой дейтериевой мишени в зависимости от тока
 электромагнита, \bullet - счет аппаратуры от газовой водородной мишени в зави-
 симости от тока электромагнита.
 Приведенные на графиках отношения (1:2,5, 1:1, 1:33) показывают измене-
 ния масштаба по оси ординат.

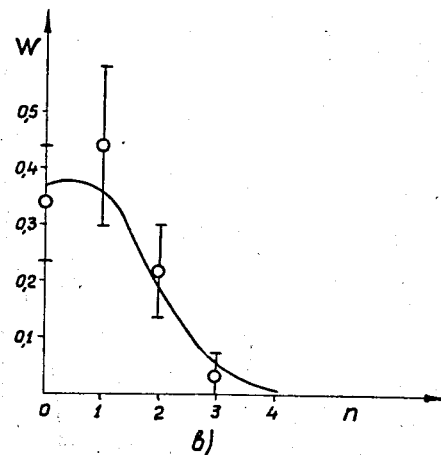
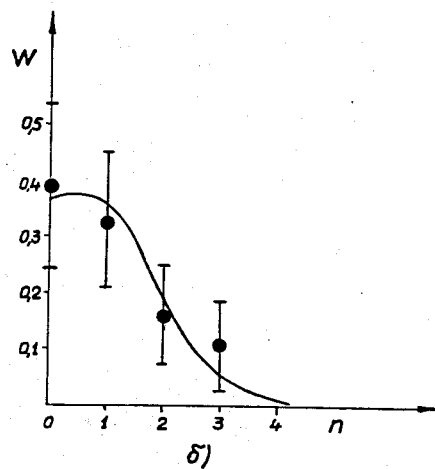
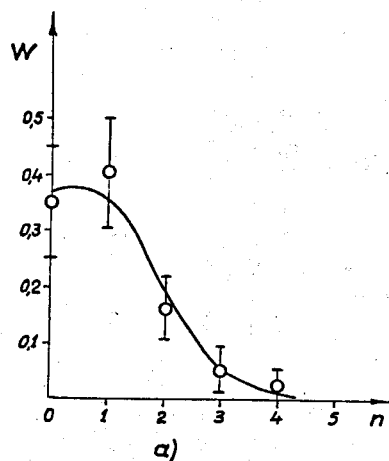


Рис. 27.

Проверка статистического распределения моментов появления отсчетов аппаратуры. По оси абсцисс отложено число отсчетов аппаратуры, имевших место в заданном интервале времени. По оси ординат отложена вероятность появления 0,1,2,3... и т.д. отсчетов аппаратуры за одинаковые интервалы времени.

а) Распределение отсчетов аппаратуры для реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$,
 б) Распределение фоновых отсчетов аппаратуры для реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^+$,
 в) Суммарное распределение отсчетов аппаратуры для реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$.

Приведенные на графиках кривые являются распределениями Пуассона для среднего значения появления в заданном интервале времени числа событий, равного единице.

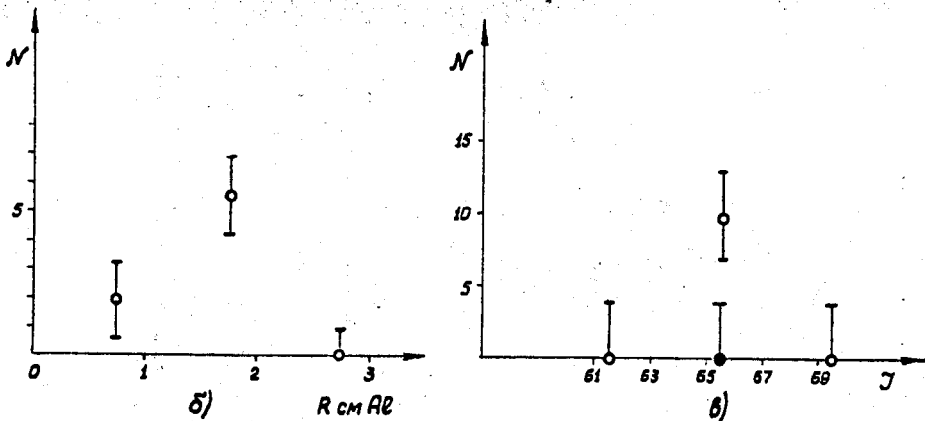
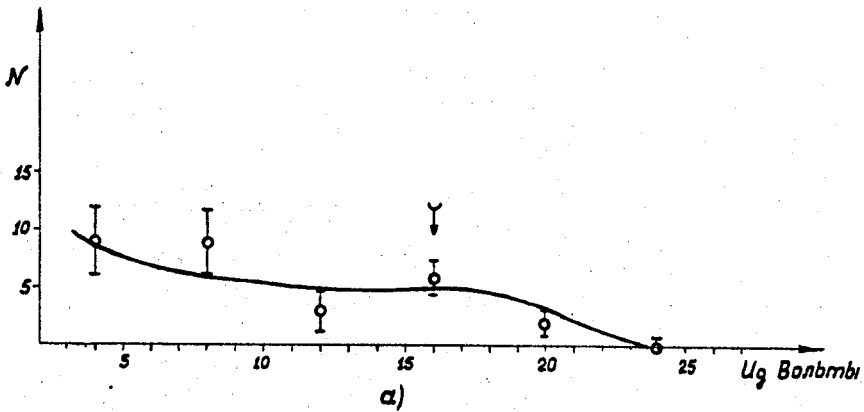


Рис. 28.

Условия регистрации α -частиц от реакции $p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$.
 а), б) Счетные характеристики регистрирующей аппаратуры, настроенной на α -частицы от реакции $p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$, измеренные на углеродной мишени, в зависимости от порога дискриминации и толщины тормозящего фильтра. Стрелкой указана рабочая точка характеристики.
 в) Результаты измерения реакции $p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$ в зависимости от тока электромагнита.
 \circ - измерения на газовой мишени, наполненной He^3 , \bullet - измерения на газовой дейтериевой мишени.

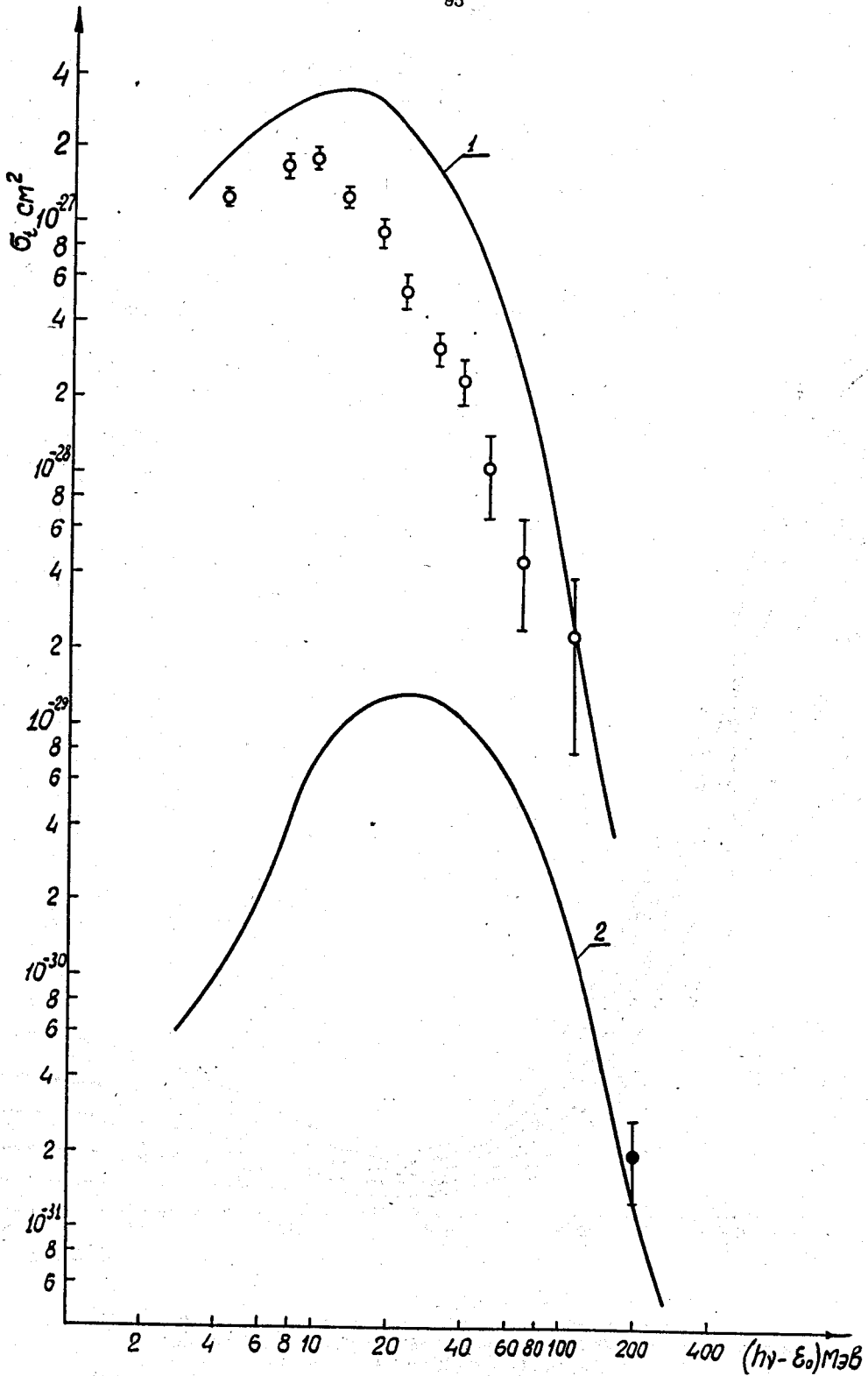


Рис. 29.

Энергетическая зависимость реакций $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \text{p}$ и $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{d} + \text{d}$,
 E_0 - порог реакции.

1) Результаты расчета для реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \text{p}$. \odot - эксперимен-
 тальные точки из работы /14/.

2) Результаты расчета для реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{d} + \text{d}$. \bullet - данные настоя-
 щей работы.

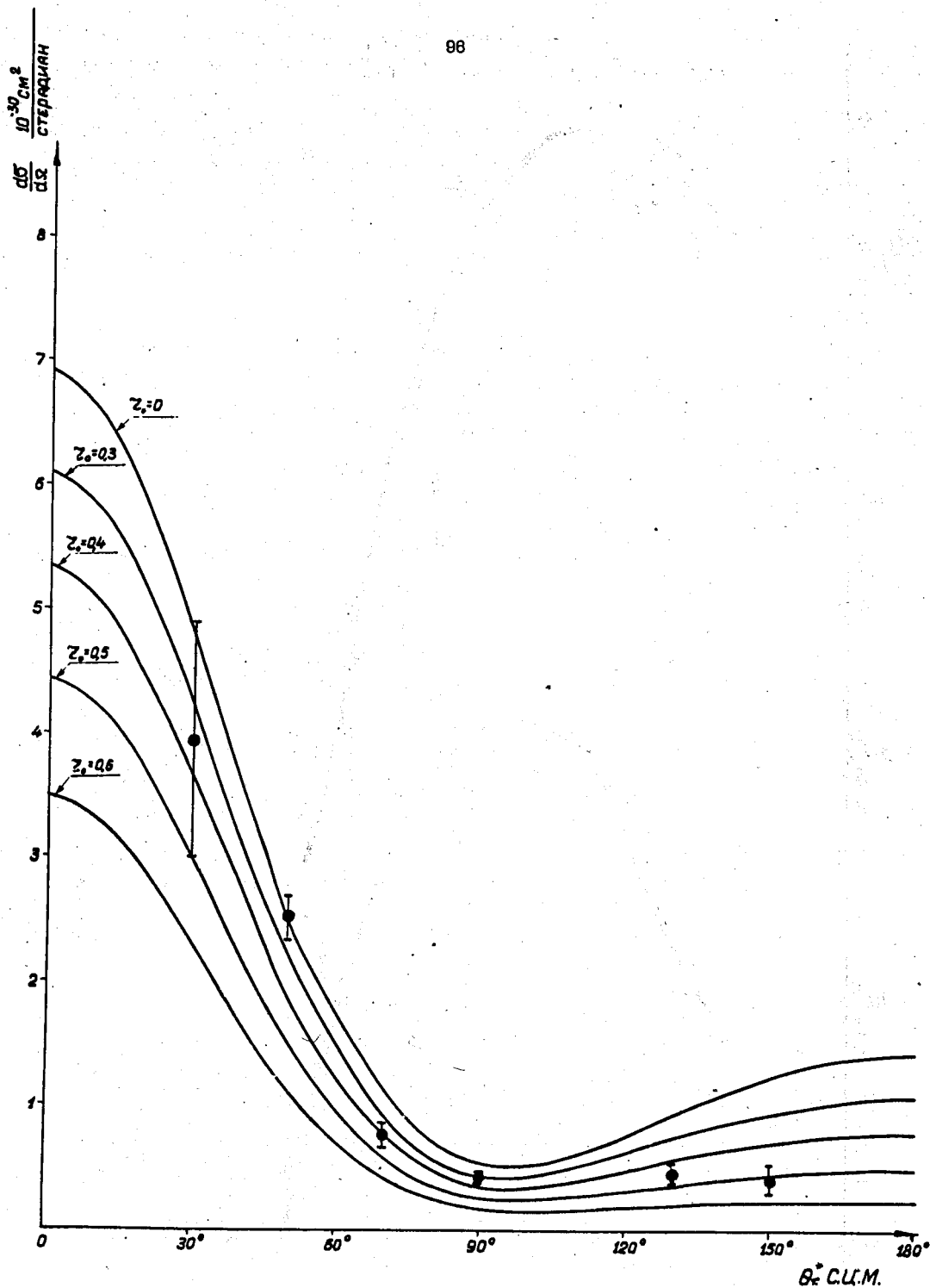


Рис. 30.

Результаты вычислений дифференциального сечения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \alpha^+$ при энергии протонов 240 Мэв для волновой функции ядра H^3 вида:
 $\Psi_t \sim \exp\left\{-\frac{1}{2}\alpha_t \sum |\eta_i|\right\}$
 и различных радиусов твердой сердцевины r_0 , \bullet - данные работы [24].

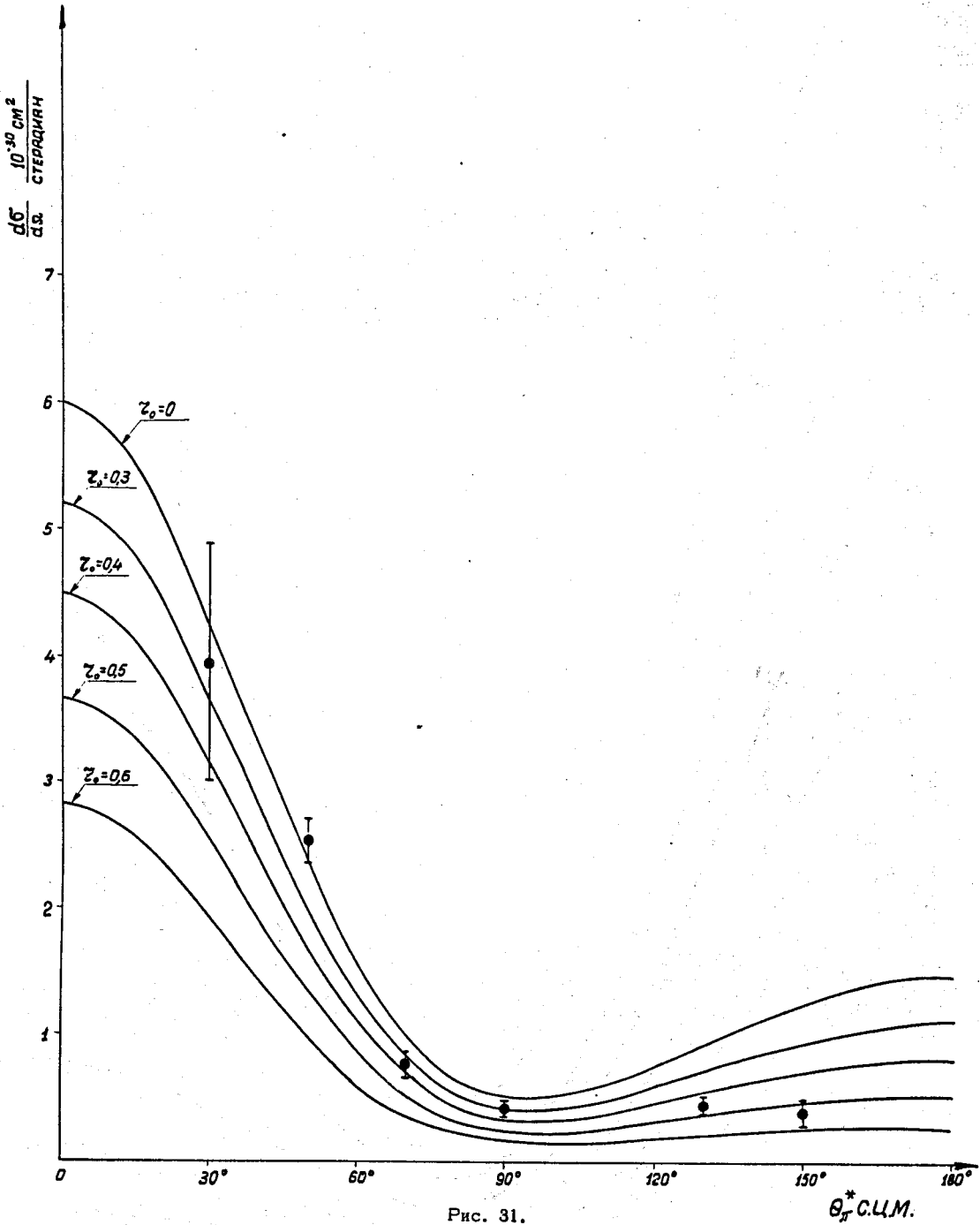


Рис. 31.

Результаты вычислений дифференциального сечения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ при энергии протонов 340 Мэв для волновой функции ядра H^3 вида:

$$\psi_t \sim \exp\left\{-\alpha t \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2}\right\}$$

и различных радиусов твердой сердцевины r_0 , $\bar{\sigma}$ - данные работы /24/.

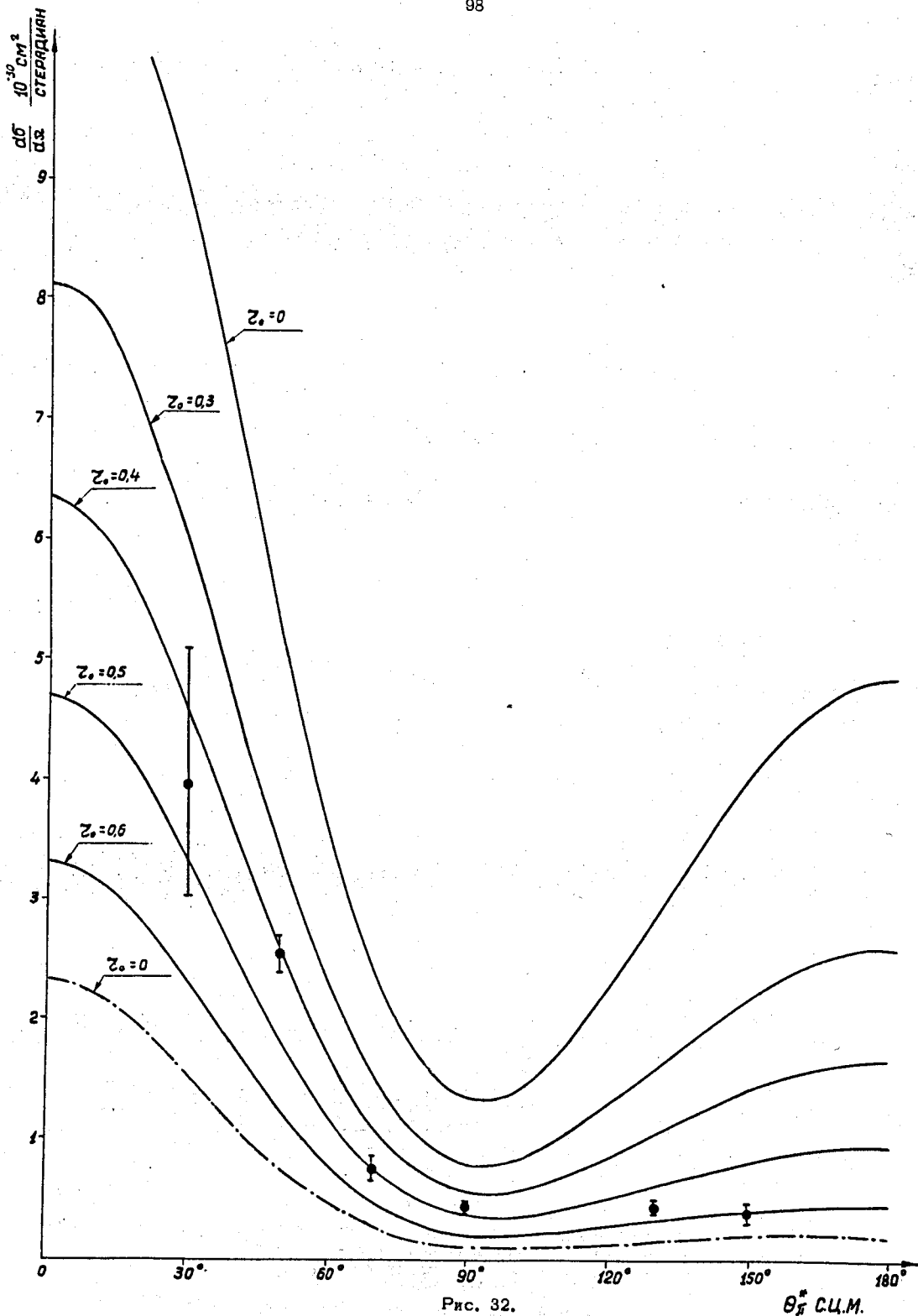


Рис. 32.

θ^* с.ц.м.

Результаты вычислений дифференциального сечения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ при энергии протонов 340 Мэв для волновых функций ядра H^3 вида:

- 1) $\Psi_t \sim \exp\left\{-\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2}\right\} / \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2}$ - сплошные линии
- 2) $\Psi_t \sim \exp\left\{-\alpha_t^2 \sum_{ij} r_{ij}^2\right\}$ - штрих-пунктирная линия

и различных радиусов твердой сердцевины r_0, \bar{r} - данные работы /24/.

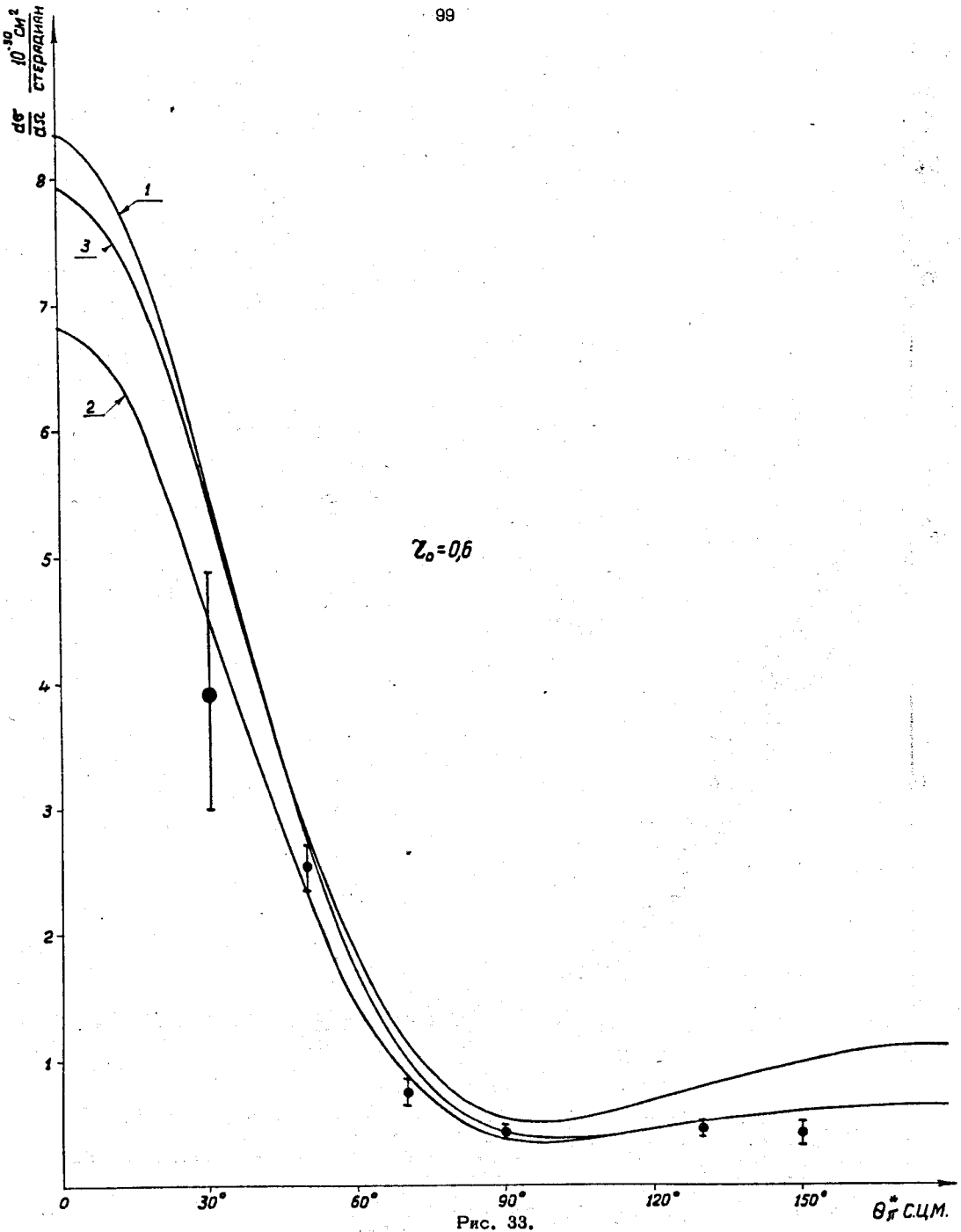


Рис. 33.

Результаты вычисления дифференциального сечения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ для энергии протонов 340 Мэв, выполненные с учетом образования всех положительных мезонов в $p+p$ и $p+n$ соударениях для радиуса отгаливающей сердцевины $r_0 = 0.8 \frac{\hbar}{mc}$.

- 1 - для волновой функции $\Psi_t \sim \exp \left\{ -\frac{1}{2} \alpha_t \sum_{ij} |r_{ij}| \right\}$,
- 2 - для волновой функции $\Psi_t \sim \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\}$,
- 3 - для волновой функции $\Psi_t \sim \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2} \right\} / \sqrt{\sum_{ij} r_{ij}^2}$.

Φ - данные работы /24/.

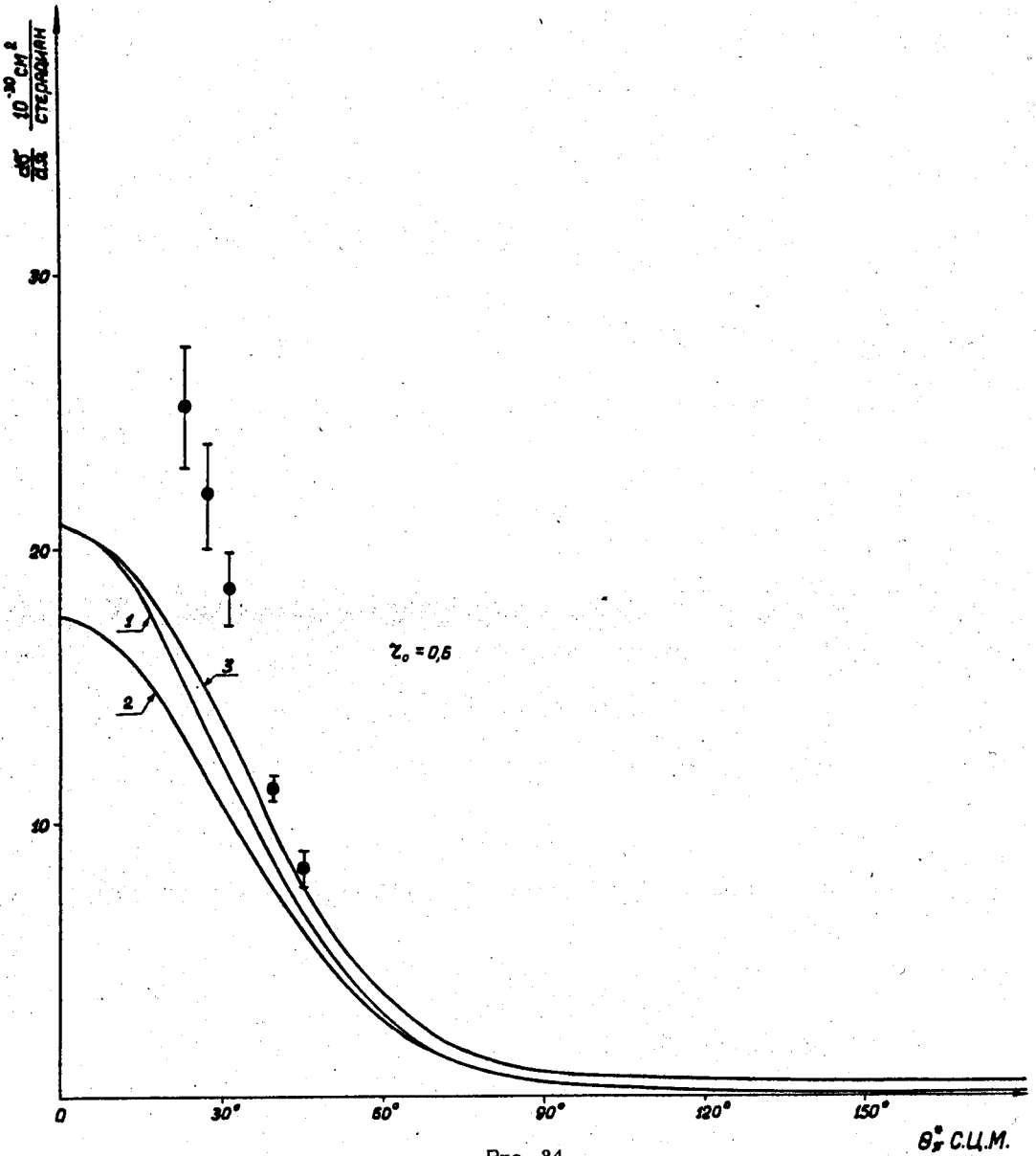


Рис. 34.

 θ_{CM}°

Результаты вычислений дифференциального сечения реакции $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ для энергии протонов 450 Мэв, выполненные с учетом образования всех положительных мезонов в pp - и pn -соударениях для радиуса отталкивающей сердцевины $r_0 = 0.6 \frac{\hbar}{mc}$.

1 - для волновой функции $\psi_t \sim \exp \left\{ -\frac{1}{2} \alpha_t \sum_{ij} |\pi_{ij}| \right\}$,

2 - для волновой функции $\psi_t \sim \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} \pi_{ij}^2} \right\}$,

3 - для волновой функции $\psi_t \sim \exp \left\{ -\alpha_t \sqrt{\sum_{ij} \pi_{ij}^2} \right\} / \sqrt{\sum_{ij} \pi_{ij}^2}$.

Φ - данные работы /8/.

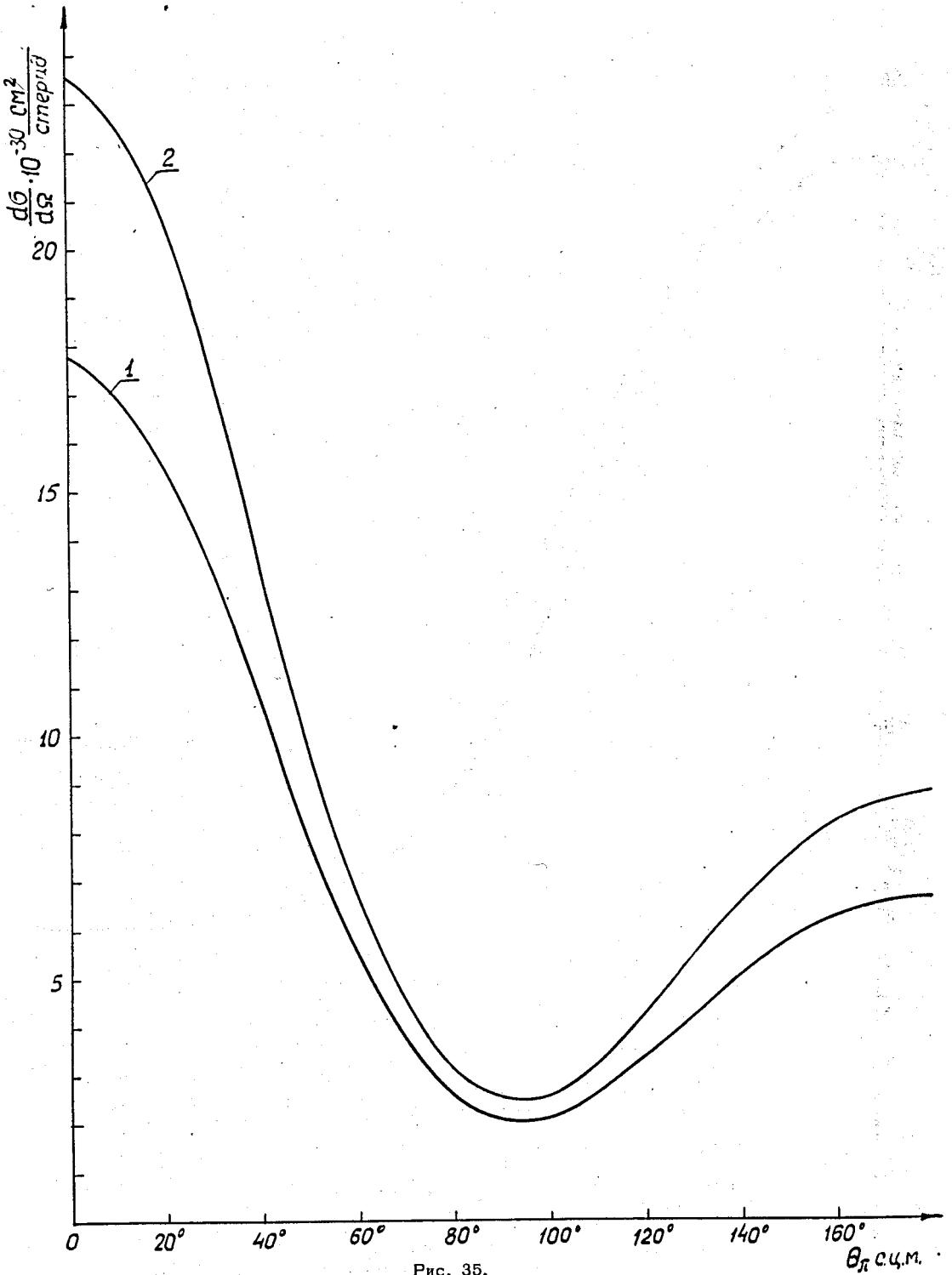


Рис. 35.

Результаты вычислений дифференциального сечения реакции $p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$ для энергии π^+ -мезонов в с.ц.м. 80 Мэв

1 - для волновых функций $\Psi \sim \exp\{-\alpha \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2}\}$,

2 - для волновой функции $\Psi \sim \exp\{-\alpha \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2}\} / \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2}$.

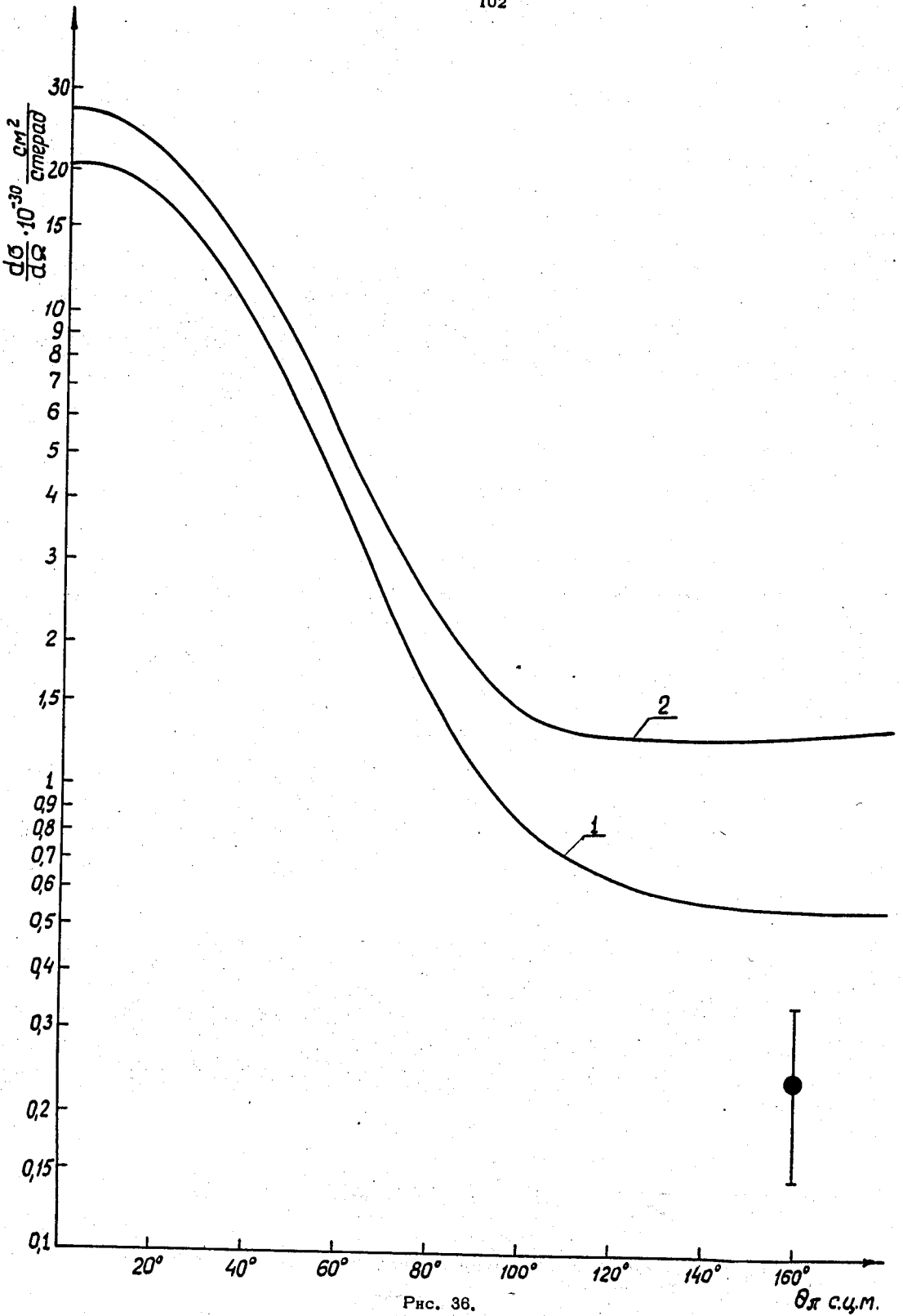


Рис. 36.

Результаты вычислений дифференциального сечения реакции $p + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^+$ для энергии π^+ -мезонов в с.ц.м. 326 Мэв

1 - для волновых функций $\Psi \sim \exp\{-\alpha \sqrt{\sum \eta_i^2}\}$,

2 - для волновых функций $\Psi \sim \exp\{-\alpha \sqrt{\sum \eta_i^2}\} / \sqrt{\sum \eta_i^2}$.

⊕ - данные настоящей работы.

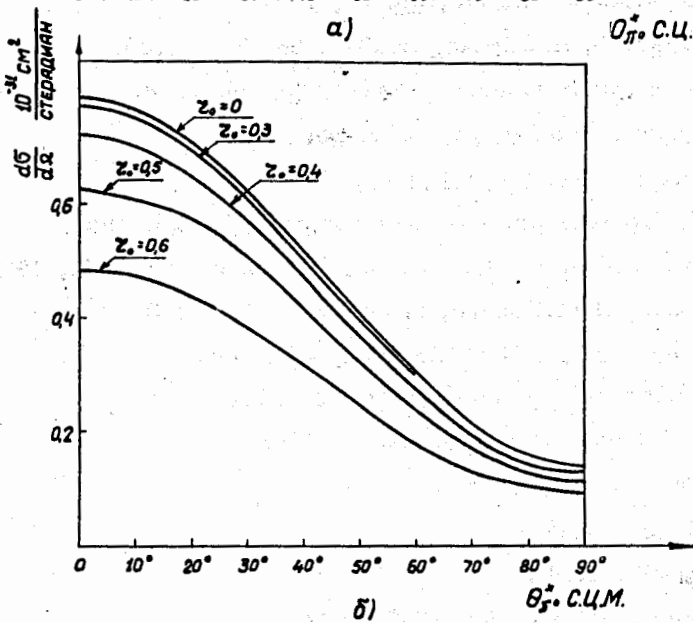
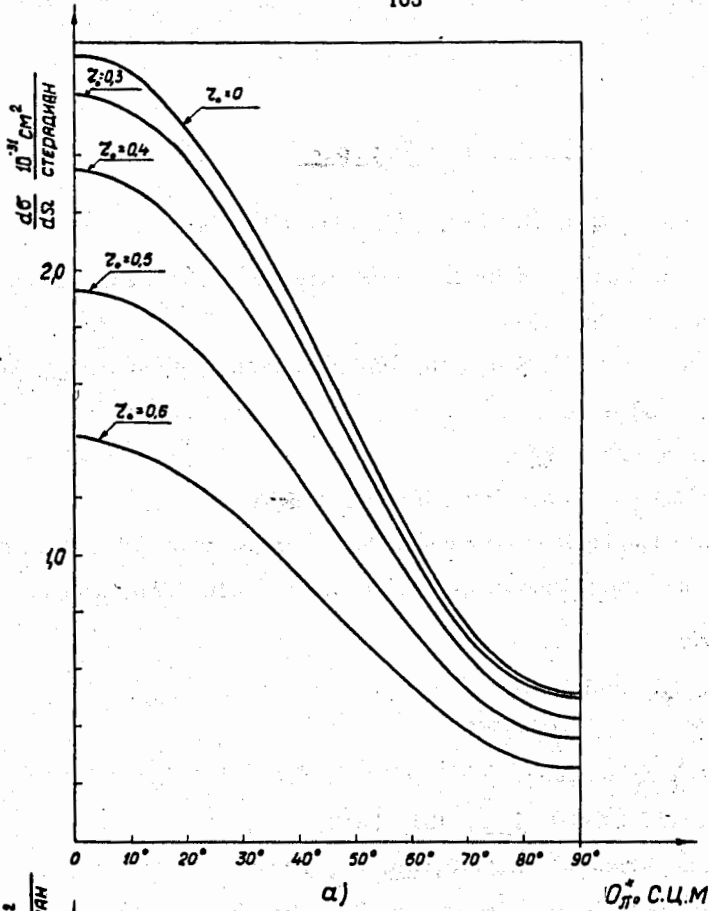


Рис. 37.

Результаты вычислений дифференциального сечения "разрешенной" реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ для энергии π^0 -мезона 82 Мэв в с.ц.м. и различных радиусов Γ_0 отталкивающей сердцевинны.

а) для волновых функций α -частицы

$$\Psi \sim \exp\left\{-\alpha \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2}\right\} / \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2},$$

б) для волновых функций α -частицы

$$\Psi \sim \exp\left\{-\alpha \sqrt{\sum_{ij} \Gamma_{ij}^2}\right\}.$$

Л и т е р а т у р а

1. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 38, 747, 1960 г.
2. A.P. Watson, B.V. Cullwick, H.B. Klipp, L. Riddiford. Proc. Roy. Soc. A, 251, 233 (1959).
3. R.H. Hildebrand. Phys. Rev., 89, 1090 (1953).
4. В.Б. Флягин, В.П. Джелепов, В.С. Киселев, К.О. Оганесян. ЖЭТФ, 35, 854, 1958.
5. M. Ruderman. Phys. Rev., 87, 383 (1952).
6. H.S. Köhler. Phys. Rev., 118, 1345 (1960).
7. K.C. Bandtel, W.F. Frank, B.F. Moyer. Phys. Rev., 106, 802 (1957).
8. A.V. Crewe, B. Ledley, E. Lillethun, S.M. Marcowitz and C. Rey. Phys. Rev., 118, 1091 (1960)
9. D. Harting, F.C. Kluwyver, A. Kusumegi, R. Rigopoulos, A.M. Sacks, G. Tibell, G. Vanderhaeghe, G. Weber. Phys. Rev., 119, 1716 (1960).
10. Л.И. Лapidус. ЖЭТФ, 31, 865, 1956.
11. W.M. Mac-Donald. Phys. Rev., 101, 271 (1956).
12. A. Baldin, Nuovo Cim, Serie X, N1, Suppl. Vol. 3, p. 4 (1956).
13. А. Балдин, П. Кабир. ДАН СССР, 122, 361, 1958.
14. А.Н. Горбунов, В.М. Спиридонов. ЖЭТФ, 33, 21, 1957.
15. Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 38, 304, 1960.
16. Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 35, 89, 1958.
17. Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов. ЖЭТФ, 34, 767, 1958.
18. B.H. Flowers, F. Mandl. Proc. Roy. Soc., 206, 131 (1951).
19. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин. Атомная энергия, 7, 225, 1959.
20. А. Богомолов, В. Вовченко, Л. Сороко, И. Штырин. Препринт ОИЯИ, 1958.
21. Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, ПТЭ, № 4, 71, 1960.
22. М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов. ДАН СССР, 100, 677, 1955.
23. F.C. Keck, A.V. Tollestrup, W.R. Smythe. Phys. Rev., 96, 850 (1954).
24. W. Frank, K. Bandtel, R. Medey, B. Moyer. Phys. Rev., 94, 1716 (1954).
25. F.C. Gunn, F. Jvring. Phil. Mag., 42, 1353, (1951).
26. M. Ruderman. Phys. Rev., 87, 383 (1952).
27. S. Bludman. Phys. Rev., 94, 1722 (1954).
28. Б.С. Неганов, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265, 1957.

29. М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, Н.П. Богачев, В.М. Сидоров. ДАН СССР, 100, 677, 1955.
30. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc., 244, 491 (1958).
31. Ю.Д. Прокошкин, А.А. Тяпкин. ЖЭТФ, 32, 750, 1957г.
32. F.Jrving. Phil. Mag., 42, 338, (1951).
33. A.V.Tollerstrup. Phys. Rev., 75, 1947 (1949).
34. R.W. McAllister, R.Hofstadter. Phys. Rev., 102, 851 (1956).
35. Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 38, 643, 1960г.
36. Дж.Блатт, В.Вейскопф. Теоретическая ядерная физика, стр. 463, 1954г.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1961 года.