

С 346.36
Д-405

Известия 1966, т. 50, № 5,
с. 1235-1251.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2358



В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов,
В.И. Москалев, В.В. Фильченков

КАТАЛИЗ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МЮОНАМИ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

$\mu^- + p \rightarrow \text{He}^3 + \mu^-$ И $\mu^- + d \rightarrow p + t + \mu^-$
И ОБРАЗОВАНИЕ μ^- -МОЛЕКУЛ $p\mu^-$ И $dd\mu^-$
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

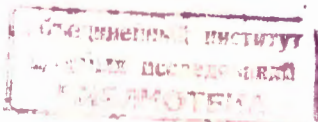
P-2356

3563/3 48

В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов,
В.И. Москалев, В.В. Фильченков

КАТАЛИЗ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МЮОНАМИ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

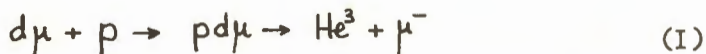
$\phi + p \rightarrow He^3 + \mu^-$ И $\phi + d \rightarrow p + t + \mu^-$
И ОБРАЗОВАНИЕ μ^- -МОЛЕКУЛ $p\phi$ И $dd\mu$
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ



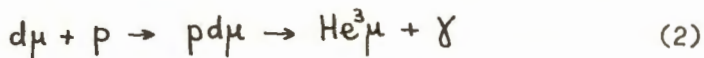
В В Е Д Е Н И Е

Впервые ядерные реакции синтеза изотопов водорода, катализированные отрицательными мюонами, наблюдались Альварецом и др. в 1957 г.^{/1/}. В настоящее время реакции синтеза изучаются главным образом как с целью исследования образования мюонных молекул-предшествующих фаз ядерных реакций, — так и некоторых особенностей самих ядерных реакций в этих молекулах. Вероятность и механизм образования мю-молекулярных систем $p\bar{\mu}$ и $d\bar{\mu}$ важны в связи с тем, что изучение захвата мюона дейтронами может давать новую информацию о спиновой зависимости и константах взаимодействия μ^- -захвата^{/2/}.

В последнее время сделан ряд измерений выходов продуктов ядерных реакций в мю-молекулах, образующихся при остановке мюонов в жидком водороде. В работах ^{/1,3,4,5/} изучался выход мюонов от реакции



в зависимости от концентрации добавленного в водород дейтерия. Временные распределения χ - квантов от второго канала реакции

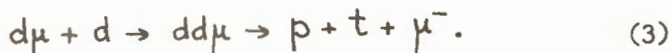


были измерены в жидком водороде Эшмором и др.^{/6/} и недавно более точно группой Ледермана ^{/7/}.

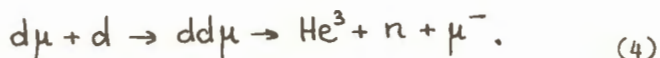
В последней работе были измерены абсолютные скорости ряда мю-атомных процессов, протекающих в жидком водороде с малыми концентрациями дейтерия, и, в частности, скорость образования $p\bar{\mu}$ -мо-

лекул и скорость ядерной реакции в этой молекуле. Скорость образования $pd\mu$ -молекул была измерена также в ЦЕРНе ^{/8/} путем измерения временного распределения мезорентгеновских квантов от неона, добавляемого в жидкий водород.

Существенно меньшая экспериментальная информация получена о системе $dd\mu$. В работах ^{/4/} и ^{/8/}, выполненных с помощью жидкодейтериевых пузырьковых камер, был измерен выход протонов от реакции



Нами были также получены данные о выходах реакции (1) и (3) в опытах с диффузионной камерой, наполненной водородом и дейтерием ^{/9/}. Недавно с помощью той же методики мы ^{/10/} исследовали второй канал реакции в $dd\mu$ -молекуле:



При этом было установлено, что отношение вероятностей каналов (3) и (4) близко к единице. Измеренные выходы всех этих реакций для газообразной фазы оказались отличными от тех, которых следовало ожидать на основании опытных данных, полученных в жидком водороде и дейтерии.

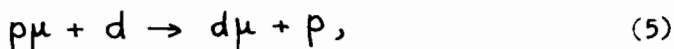
В настоящей работе существенно увеличена статистика случаев реакций катализа и улучшен метод определения скорости перехода протонов от $d\mu$ -атомов к сложным ядрам примеси C и O (Z -примеси). Обсуждаются возможные варианты интерпретации наблюдаемых эффектов. Результаты настоящей работы были доложены на 12-й Международной конференции по физике высоких энергий в Дубне (1964г) ^{/II/}.

I. ПОСТАНОВКА ОПЫТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

I. Условия опыта

Отрицательные мюоны после торможения в фильтре останавливались в рабочем объеме диффузионной камеры высокого давления, работавшей в магнитном поле 7000 эрстед.

Данные по выходу реакции (I) были получены в серии опытов, в которых камера наполнялась водородом до давления 23 атм с добавкой дейтерия, концентрация которого (~6%) обеспечивала почти 100% переход мюонов от протонов к дейтронам в результате реакции обмена:



а последующие столкновения $d\mu$ -атомов с протонами приводили к реакции (I). Статистический материал этих опытов, касающийся распределений $d\mu$ -атомов по пробегам, уже был использован нами в работе по изучению упругого рассеяния $d\mu$ -атомов ¹² на протонах, дейтронах и сложных ядрах, где приводится подробное описание условий проведения эксперимента.

Таблица I содержит данные о двух сериях опытов (обозначаемых HDI и HDII), различавшихся рабочими жидкостями камеры: в серии HDI использовался метиловый спирт CH_3OH , в серии HDII - нормальный пропиловый спирт C_3H_7OH . Использование в опытах пропилового спирта обеспечивало при одинаковых температурных распределениях в камере примерно в 5 раз меньшую концентрацию сложных ядер (C и O).

Данные по выходу реакции (3) получены как в серии опытов с наполнением камеры дейтерием до давления 7-17 атм при различных концентрациях Z-примесей (опыты D1, D2 и D3, табл.П), так и в описанной выше серии опытов 94% H₂+6% D₂ (HD, табл.П). Степень очистки дейтерия от трития была достаточной для того, чтобы, не меняя температурного режима работы камеры, обеспечить условия для надежной идентификации событий (примесь трития составляла 5.10⁻¹² атомных %, что дает число β-распадов трития 0,1 см³ сек⁻¹). Все фотографии подвергались двукратному просмотру. Числа найденных при этом мюонных остановок приведены в последних столбцах таблиц I и II. Эффективность регистрации остановок мюонов и интересующих нас событий реакций (1) и (3) при однократном просмотре составляла 90%, а при двукратном была близка к единице.

2. Идентификация случаев реакции $d\mu + p \rightarrow He^3 + \mu^-$

В реакции синтеза $p+d \rightarrow He^3$ выделяется энергия 5,5 Мэв, и почти вся она (5,3 Мэв) уносится мюоном конверсии. Поэтому идентификация случаев реакции (1) заключается в том, что нужно выделить события, у которых из точки остановки первичного мюона выходит след вторичной частицы с кривизной и ионизацией, соответствующей мюону с энергией 5,3 Мэв. Так как концентрации дейтерия в опытах HDI и HDII малы (табл. I), $d\mu$ -атомы образуются в основном в процессе обменного рассеяния (5) (только в 6% случаев $d\mu$ -атомы образуются в результате прямой посадки мюона на орбиту $d\mu$ -атома). Поэтому $d\mu$ -атомы до образования мю-молекулы $p d\mu$ проходят в газе камеры заметные расстояния /12/

По этой причине в 85% всех случаев реакции (I) конец следа оставивающегося мюона и начало следа вторичного мюона отделены видимым смещением, величина которого лежит в пределах от полуширины мюонного следа до 8 мм. Кроме того, часто начало вторичного следа мюона сопровождается видимым следом отдачи ядра He^3 размером около 0,5 мм. Пример случая реакции (I) приведен на рис. I. В наших условиях случаи реакции (I) могут быть имитированы $\pi^+ \rightarrow \mu^-$ -распадами на лету, произошедшими незадолго до остановки пиона, и $\mu^- e^-$ -распадами, у которых кривизна и кажущаяся плотность ионизации электрона такая же, как и у вторичного мюона.

Таблица I

Обозначение серии опытов	Полное давление водорода (атм)	Концентрация дейтерия (в %)	Рабочая жидкость	Суммарное число атомов C и O в $см^3 (10^{19})$	Число фотографий	Число мюонных остановок с $l_p > 20 мм$
NDI	23,0	5,6	C_2H_5OH	$0,15 \pm 0,05$	103260	26200
NDII	23,0	6,5	C_3H_7OH	$0,03 \pm 0,01$	55750	11900

Таблица II

Обозначение опыта	Полное давление (атм)	Концентрация дейтерия (в %)	Число дейтронов в $см^3$	Рабочая жидкость	Суммарное число атомов C и O в $см^3 (10^{19})$	Число фотографий	Число мюонных остановок с $l_p > 10 мм$
D1	7,2	94	$3,6 \cdot 10^{20}$	C_3H_7OH	$0,03 \pm 0,01$	33800	3330
D2	17,3	90	$8,2 \cdot 10^{20}$	C_2H_5OH	$0,15 \pm 0,05$	517000	9950
D3	16,7	89	$8,0 \cdot 10^{20}$	C_3H_7OH	$0,03 \pm 0,01$	11700	2200
HD	23,0	6,1	$7,4 \cdot 10^{19}$	$\begin{cases} C_3H_7OH \\ C_2H_5OH \end{cases}$	$\begin{cases} 0,09 \pm 0,03 \end{cases}$	159000	40600

С целью более надежного отделения случаев реакции (I) от описанных выше возможных фоновых случаев были введены следующие ограничения на длину следов частиц:

а) длина следа останавливающейся частицы l_{μ} должна быть больше 20 мм;

б) длина проекции на горизонтальную плоскость следа вторичной частицы должна быть больше 30 мм.

Найденные при просмотре и удовлетворяющие указанным критериям события измерялись на стереорепроекторе. При измерении импульсов вторичных частиц вводились поправки на неоднородность магнитного поля по объему камеры, коническое репроектирование, изменение кривизны по длине следа вследствие торможения в газе. На рис.2 приведено распределение по импульсам вторичных частиц для всех отобранных случаев. Пик в области импульсов 33,5 Мэв/с отвечает случаям реакции (I).

С целью уменьшения фона от $\pi \rightarrow \mu$ - распадов было проведено разделение по относительному измерению масс останавливающихся частиц для первичных следов. На рис.3 представлено распределение следов по параметру α ^{/13/}, зависящему от массы останавливающейся частицы и характеризующему траекторий заряженной частицы, останавливающейся в газе при наличии магнитного поля.

Плавной кривой на этом рисунке показана функция разрешения, найденная по измерению следов мюонов в $\mu \rightarrow e$ - распадах. Случаи, имеющие значения $\alpha < 0,19$, в основном относятся к $\pi \rightarrow \mu$ -распадам на лету. Для значений $\alpha > 0,19$ спектр импульсов вторичных частиц представлен на рис.4. После вычитания из этого спектра фона, считавшегося не зависящим от импульса, и введения поправки на слу-

чаи, имеющие $\alpha < 0,19$, было найдено, что число случаев, относящихся к реакции (I), равно 27 ± 5 . Указанное число случаев должно быть исправлено на геометрическую эффективность регистрации, связанную с выбранными критериями отбора по длине следов.

На основании распределения точек остановок мюонов по чувствительному слою камеры было рассчитано, что эффективность регистрации вторичной частицы с длиной следа больше 3 см составляет 59%. Для проверки метода расчета эффективности были использованы распределения по длинам проекций заряженных частиц в I-лучевых звездах при захвате π^- -мезонов гелием. Было найдено, что указанная эффективность составляет $0,67 \pm 0,10$, что находится в хорошем согласии с рассчитанной для данного случая.

Можно отметить также, что распределение случаев реакции (I) по высоте чувствительного слоя h должно быть близко к распределению точек остановок мюонов. На рис.5 приведено распределение по высоте h для 3I случая, имеющего импульсы вторичных частиц от 30 до 37 Мэв/с. На этом же рисунке плавной кривой показано распределение для точек остановок мюонов, найденное в сериях опытов HDI и HDII. Из рис.5 видно, что оба распределения близки друг к другу и нет заметных пропусков случаев реакции (I) у верхней и нижней границы чувствительного объема.

С учетом 59% эффективности регистрации число случаев реакции (I) в опытах HDI и HDII составляет 46 ± 9 . Это число и будет использоваться для определения выхода реакции (I).

3. Идентификация случаев реакции $d\mu + d \rightarrow p + t + \mu^-$

Случаи этой реакции сравнительно легко идентифицируются, т.к. ввиду слабой связи мюона в $dd\mu$ - молекуле реакцию можно рассмат-

ривать как двухчастичную. При этом ядро трития и протон имеют определенные энергии ($E_t = 1,01$ Мэв; $E_p = 3,02$ Мэв), и величины соответствующих этим энергиям пробегов удобны для регистрации в камере. Угол разлета продуктов реакции φ должен быть равен 180° с точностью, по крайней мере, до 1° . Кроме того, из точки разлета p и t должен выходить след электрона от распада мюона. Однако след электрона часто может быть не виден из-за сравнительно низкой эффективности регистрации релятивистских частиц в условиях наших опытов (низка плотность паров спирта), либо из-за ядерного поглощения мюона в углероде и кислороде. На рис.6 приведена фотография типичного случая реакции (3) (опыт D2, табл.П). Результаты идентификации реакции (3) приведены в таблице III.

Таблица III

Обозначение опыта	Число распадов $\mu \rightarrow e$	Эффективность регистрации электронов в $\mu \rightarrow e$ - распаде (%)	Число случаев реакции (3)	Число случаев реакции (3) с полным пробегом протона	Число случаев реакции (3) с видимым электроном распада	Число мюонных звезд с видимыми лучами
D1	1050	33	21	5	5	23(6)
D2	4830	54	27	16	12	127(29)
D3	240	11	19	8	2	16 (5)
HD	19000	50	13	10	6	-

Числа в скобках означают количество 2-лучевых звезд в каждом опыте (для опыта HD 2-лучевые звезды не анализировались детально ввиду значительного фона случайных следов протонов, отстоящих от точки

остановки мюона на расстояниях, равных пробегу $d\mu$ - атома *). Ввиду того, что 2-лучевые звезды наблюдаются в относительно малом числе случаев, а также того, что вылет частицы в звездах изотропен и энергии частиц в звезде совершенно не коррелированы между собой, фон от 2-лучевых звезд в опытах D1, D2, D3 был очень мал. На рис. 7 приведено распределение по углу φ для всех случаев реакции (3) в опытах D1, D2, D3 и для тех 2-лучевых звезд, у которых длины следов или пробеги вторичных частиц близки к ожидаемым длинам следов протона и ядра трития в реакции (3). На этом же рисунке темными прямоугольниками показано распределение по углу φ для звезд в опытах с водородом ¹³/, в которых отсутствуют случаи реакции (3) (полное число звезд в этих опытах составляло 211). Из этого рисунка можно заключить, что фон от звезд не превышает 2-3%. На рис. 8 приведено распределение по пробегам ядер трития в случаях реакции (3) для опыта D1 (рис. 8а) и для опытов D2 и D3 (рис. 8б) (пробег ядер трития во всех случаях оканчивался в чувствительном слое камеры).

В опыте HD идентификация реакции (3) более затруднена в связи с существенным фоном, отмечавшимся выше. В этом случае разделение возможно только по суммарному пробегу ядра трития и протона (когда обе частицы останавливаются в чувствительном объеме камеры). На рис. 9 (а) представлено распределение случаев по суммарному пробегу в опытах D1, D2, D3. На рис. 9(б) нанесены однолуче-

*) В опытах D2 и D3 ввиду большой плотности дейтерия и большой величины сечения упругого рассеяния $d\mu$ - атомов на дейтронах ¹²/, не наблюдались случаи с видимым пробегом $d\mu$ -атома. В опыте D1 (давление дейтерия 7 атм) такие случаи наблюдались, при этом величина пробега $d\mu$ - атома была около 1 мм. Необходимо отметить, что природа такого эффекта в этом опыте связана с диффузией $d\mu$ - атома, образующегося в результате прямой посадки мюона на дейтерий (аналогично диффузии $p\mu$ -атомов в водороде ^{13,14}/, а не в результате процесса (5).

вые звезды опыта HD , пробег которых оканчивается в чувствительном слое камеры и начало следа луча звезды смещено от точки остановки мюона на расстояние не более 5 мм. Полагая фон в области пробегов $6,2 - 7,2 \text{ мг/см}^2$ изменяющимся линейно (пунктирная линия на рис.9(б)), мы нашли, что с учетом эффективности регистрации пробега число случаев реакции (3) в опыте HD равно 13 ± 5 (табл.Ш).

Как уже отмечалось, мюон слабо связан в $dd\mu$ -молекуле. Поэтому при слиянии двух дейтронов ему должна передаваться в среднем малая энергия, равная его энергии связи в md -атоме He^4 (II кэв). Из того факта, что в опыте Dl (так же, как и в остальных опытах) не наблюдался след мюона после реакции (3) (т.е. его пробег меньше 1 мм), а также из распределения по углу φ для этого опыта ($\bar{\varphi} = 177,7^\circ$) можно найти, что средняя энергия, передаваемая мюону в реакциях синтеза ядер дейтерия, меньше чем 50 кэв.

4. Идентификация реакции $d\mu + d \rightarrow t\mu + p$

После ядерной реакции в md -молекуле $dd\mu$ мюон или остается свободным (реакции (3) и (4)), или может оказаться связанным с любым из трех заряженных продуктов этих реакций. Оценки вероятности "прилипания" мюона к протону и к ядру He^3 были уже приведены в работе /10/.

Здесь мы дадим оценку вероятности "прилипания" мюона к ядру трития:



В реакции (6) $t\mu$ -атом нейтрален, и случаи этой реакции должны выглядеть как I-лучевые звезды, пробег протонов в которых равен

пробегу протонов в реакции (3). На рис.10 приведено распределение случаев по длинам пробегов в I-лучевых звездах для опытов D1 , D2 , D3 . На этом же рисунке пунктиром указано распределение случаев по пробегам протонов в реакции (3). Считая, что число случаев реакции (6) в области пробегов около I_2 мг /см² не превышает 2, получаем, что с 90% вероятностью *)

$$W(t_{\mu}) = \frac{Y(dd\mu \rightarrow t_{\mu} + p)}{Y(dd\mu \rightarrow t + p + \mu)} < 0,14.$$

5. Выходы ядерных реакций

Выходы реакций (1) и (3) определяются отношением числа случаев реакции к полному числу образующихся d_{μ} -атомов $N_{d_{\mu}}$. Для опытов HDI и HDII среднее значение $N_{d_{\mu}} = (0,95 \pm 0,01) N_{ост}$, где $N_{ост}$ - число мюонных остановок. Это значение $N_{d_{\mu}}$ получено на основании известных концентраций дейтерия в данных опытах и определенной ранее скорости реакции (5) /9,14/.

Для опытов D1 , D2 и D3 в виду большой скорости реакции (5) и относительно малой концентрации водорода $N_{d_{\mu}}$ практически точно равно числу мюонных остановок $N_{ост}$. Выходы реакции (1) приведены во второй колонке таблицы IV, а выходы реакции (3) - во второй колонке таблицы VII.

*) В работе /5/ автор косвенным методом определяет вероятность "прилипания" мюонов к ядру He^3 в реакции (4) и дает для этой величины значение $(0,31 \pm 0,0034)$. Этот вывод был сделан на основании определения отношения выхода случаев с двумя протонами (т.е. случаев, соответствующих кратным актам катализа) к полному выходу случаев реакции (3). Однако легко показать, что в действительности это отношение совершенно не чувствительно к вероятности посадки мюона на ядро He^3 . Указанное отношение несколько более чувствительно к вероятности посадки мюона на ядро трития в реакции (3). Из данных работы (5) можно получить, что $W(t_{\mu}) = (0,24 \pm 0,11)$. Эта величина не противоречит нашему результату.

Из этих данных можно получить среднее отношение выхода реакций (I) и (3) для двух значений плотности атомов C и O:

$$\frac{Y(\text{HDII}, D1, D3)}{Y(\text{HDI}, D2)} = 3,1 \pm 0,6.$$

Приведенное отношение показывает, что при уменьшении плотности Z-атомов в 5 раз выход реакций катализа увеличивается в 3 раза.

6. Время жизни $d\mu$ - атома

Для интерпретации измеренных выходов ядерных реакций необходимо знать время жизни $d\mu$ - атома τ в условиях наших опытов, которое определяется в основном скоростью распада свободного мюона λ_0 и скоростью перехода мюона от $d\mu$ - атома к C и O - атомам $\lambda'_Z C_Z$, а также в относительно меньшей степени скоростью образования мезомолекул *):

$$1/\tau = \lambda = \lambda_0 + \lambda'_Z C_Z + \lambda'_{p\mu} C_H + \lambda'_{d\mu} C_D. \quad (7)$$

*) Значения λ со штрихами обозначают скорости в условиях наших опытов, т.е. в газообразной среде определенной плотности.

а) Величина λ может быть определена из анализа распределений по пробегам $d\mu$ - атомов. Этот метод был использован при определении сечений упругого рассеяния $d\mu$ - атомов в водороде [12]. Он основан на сравнении экспериментальных распределений по пробегам $d\mu$ -атомов, полученных при различной концентрации дейтерия в водороде и различной концентрации Z -примесей, с распределениями, рассчитанными методом Монте-Карло. Найденные таким образом величины λ приведены в таблице IV.

б) Поскольку основной вклад в λ , помимо скорости распада, λ_0 вносит скорость перехода $\lambda'_Z C_Z$, можно определить λ также из наблюдаемого выхода случаев $\mu \rightarrow e$ - распадов, в которых начало следа электрона распада сопровождается видимой точкой (след электрона Оже) [12, 14]. Если обозначить выход случаев с электронами Оже $Y_{Oже} = N_{Oже} / (N + N_{Oже})$, где $N_{Oже}$ и N - числа случаев с видимой "точкой" в начале следа электрона распада и без нее, то, например, для опыта HDI можно записать:

$$Y_{Oже} (HDI) = \frac{\lambda'_Z C_Z (HDI)}{\lambda'_Z C_Z (HDI) + \lambda_0 + \lambda'_{pd\mu} C_H} \cdot \eta, \quad (8)$$

где η - средняя вероятность появления Оже - электрона на один акт перехода к ядру углерода или кислорода.

Сравнивая (8) с аналогичным выражением для опыта HDII и пренебрегая в первом приближении членом $\lambda'_{pd\mu} C_H$, который сос-

Таблица IV

Обозначение опыта	Y_{μ}^{-3} (10^{-3}) ($\rho\mu \rightarrow He^3 + \mu^-$)	N_{Oxe} (эксперимент)	N_{Oxe} с поправкой на ядерный захват и фон δ -электронов	N - число случаев без Oxe электронов	Y_{Oxe}	η	λ (10^6 сек^{-1})		
							по Oxe электронам	по пробегам $\rho\mu$ атомов	Среднее
HDI	$0,84 \pm 0,24$	123 ± 3	145 ± 4	71 ± 2	$0,67 \pm 0,06$	$0,83 \pm 0,05$	$2,6 \pm 0,8$	$2,25 \pm 0,30$	$2,29 \pm 0,28$
HDI	$2,20 \pm 0,57$	205 ± 10	221 ± 11	312 ± 17	$0,41 \pm 0,04$		$1,0 \pm 0,3$	$0,80 \pm 0,10$	$0,82 \pm 0,09$

твляает $2\% + 6\%$ от величины λ , можно найти значение скорости перехода $\lambda'_{\Sigma C_{\Sigma}}$ и коэффициент η .

Данные, относящиеся к определению выходов $Y_{\text{оке}}$ в опытах HDI и HDII, приведены в таблице IV. При отборе случаев $N_{\text{оке}}$ и N был использован ряд критериев отбора:

отбирались только случаи с видимым смещением начала следа электрона распада относительно точки остановки мюона на величину не менее $1,5$ мм;

угол $\Theta_{d\mu}$, составленный направлением "пробега" $d\mu$ -атома и касательной к следу мюона в точке остановки, должен быть заключен в пределах $120^\circ > \Theta_{d\mu} > 60^\circ$;

использовалась только часть материала, в котором условия для наблюдения были особенно благоприятными. Наблюдаемое число $N_{\text{оке}}$ должно быть исправлено на ядерное поглощение мюона с орбиты C_{μ} или O_{μ} - атома, а также на случайное появление δ -электрона в начале следа электрона распада. Суммарная поправка приведена в таблице IV.

Найденное этим способом значение λ (с учетом малой поправки на образование $pd\mu$ -молекул) приведено в таблице IV. Как видно, оба используемых метода определения λ дают близкие результаты. В таблице IV приведено также значение коэффициента η , которое находится в согласии с величиной, определявшейся ранее другим методом /14/.

в) Суммарная скорость "неупругих" процессов λ может быть также определена из сравнения выхода звезд с видимыми лучами для опытов с различной концентрацией атомов C и O, т.е. методом,

который был использован для определения λ для процессов с участием $p\mu$ -атомов [13]. Однако в данном случае применение этого способа затруднено как из-за большого фона случайных протонов (опыты HD), так и вследствие необходимости определять выход звезд в условиях насыщения процесса перехода мюонов от $d\mu$ -атомов к C и O-атомам. Использование этого метода в работе [9] для скорости перехода от $d\mu$ -атомов к C и O приводило к некоторому занижению величины λ .

Окончательно принимаемые значения λ , усредненные по всем методам определения для опытов HD I и HD II, приведены в последней колонке таблицы IV, а для опытов D1, D2, D3 - с учетом малой поправки на образование $dd\mu$ -молекул - в таблице VП.

II. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ВЫХОДУ



В таблице V приведена вся совокупность имеющихся данных о выходах реакции (3), полученных как в наших опытах (D1 , D2 , D3 и HD), так и в других работах (колонка 3).

В работе Альвареса и др. ^{/1/} наблюдалось несколько случаев реакции (3) в жидководородной камере с примесью дейтерия 4,3%. Указанный в таблице выход рассчитан в предположении, что наблюдалось три случая. Фетковичем и др. ^{/4/} измерялся выход реакции (3) в жидкодейтериевой пузырьковой камере; при этом концентрация водорода составляла 5%. Дюдом ^{/5/} с помощью аналогичной установки был получен значительно больший статистический материал для этой реакции (концентрация водорода в дейтерии в этом опыте составляла 1%).

Экспериментальный выход реакции (3) $Y_p(dd)$ может быть представлен следующим выражением :

$$Y_p(dd) = \frac{\lambda_{dd\mu} \rho_D / \rho_0}{\lambda} \cdot \frac{1}{2} F(dd), \quad (9)$$

где $\lambda_{dd\mu}$ - скорость образования $dd\mu$ -молекул $dd\mu$ при плотности жидкого дейтерия ρ_0 , соответствующей числу дейтронов в см^3 , $N_0 = 4 \cdot 10^{22} \text{ I}/\text{см}^3$, λ - суммарная скорость неупругих процессов:

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_{dd\mu} \rho_D / \rho_0 + \lambda_{p\mu} \rho_H / \rho_0 + \lambda_Z \rho_Z / \rho_0,$$

где ρ_D , ρ_H и ρ_Z - плотности дейтерия, водорода и Z-атомов, соответственно; $F(dd)$ -вероятность ядерной реакции (3) в молекуле $dd\mu$; множитель 1/2 учитывает второй равновероятный канал реакции

Таблица V

№ пп	Опыт	Измеренный вы- ход реакции (3) $Y_p (dd)$ (10^{-2})	Суммарная скорость "неупругих" процессов λ (10^6сек^{-1})	$Y_p^\circ (dd)$ (10^{-2})	ρ/ρ_D	$2Y_p^\circ (dd)$ ρ/ρ_D	$\lambda_{dd\mu}$ (10^6сек^{-1})	$\bar{E}_{d\mu}$ (эВ)	$\sigma_{dd\mu}$ (10^{-22}см^2)
1.	D1	$0,63 \pm 0,14$	$0,74 \pm 0,10$	$1,03 \pm 0,26$	110	$2,3 \pm 0,6$	$1,03 \pm 0,26$	0,043	$1,3 \pm 0,4$
2.	D2	$0,27 \pm 0,05$	$2,2 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,3$	49	$1,3 \pm 0,3$	$0,59 \pm 0,14$	0,046	$0,73 \pm 0,17$
3.	D3	$0,86 \pm 0,20$	$0,74 \pm 0,10$	$1,4 \pm 0,4$	50	$1,4 \pm 0,4$	$0,63 \pm 0,18$	0,042	$0,82 \pm 0,23$
4.	HD	$0,032 \pm 0,012$	$1,47 \pm 0,20$	$0,10 \pm 0,04$	540	$1,1 \pm 0,4$	$0,50 \pm 0,20$	0,170	$0,32 \pm 0,13$
5.	Альварец и др. /1/	$0,18 \pm 0,12$ $-0,08$	$5,8 \pm 0,3$	$2,3 \pm 1,5$ $1,0$	27	$1,2 \pm 0,8$ $-0,5$	$0,76 \pm 0,50$ $-0,33$	0,012	$1,8 \pm 1,2$ $-0,8$
6.	Феткович и др. /4/	$4,0 \pm 0,8$	0,88	$6,4 \pm 1,0$	1,05	$0,14 \pm 0,03$	$0,072 \pm 0,014$	0,0039	$0,30 \pm 0,05$
7.	Доуд /5/	$7,96 \pm 0,31$	0,61	$8,85 \pm 0,35$	1,01	$0,179 \pm 0,007$	$0,098 \pm 0,004$	0,0039	$0,412 \pm 0,017$

в $dd\mu$ -молекуле (реакция (4)).

Для удобства сравнения данных различных работ можно от выхода $Y_p(dd)$ перейти к выходу $Y_p^{\circ}(dd)$, который зависит только от плотности дейтерия (т.е. экспериментальный выход приводится к условиям $\beta_H = 0$, $\beta_Z = 0$) и определяется следующим выражением:

$$Y_p^{\circ}(dd) = \frac{\lambda_{dd\mu} \beta_D/\rho_0}{\lambda_0 + \lambda_{dd\mu} \beta_D/\rho_0} \cdot \frac{1}{2} F(dd). \quad (10)$$

Тогда таким образом определенный выход $Y_p^{\circ}(dd)$ может быть выражен через $Y_p(dd)$:

$$Y_p^{\circ}(dd) = Y_p(dd) \frac{\lambda}{\lambda_0 + \lambda_{dd\mu} \beta_D/\rho_0}. \quad (11)$$

Как будет видно из дальнейшего, $\lambda_{dd\mu}$ составляет величину порядка $10^5 + 10^6 \text{ сек}^{-1}$, поэтому с хорошей точностью (порядка нескольких процентов, что существенно меньше ошибок экспериментов) для условий опытов с малой плотностью дейтерия (опыты I-5, таблица V) можно записать

$$Y_p^{\circ}(dd) = \frac{\lambda}{\lambda_0} Y_p(dd). \quad (12)$$

Для опытов 6 и 7, ввиду малой концентрации водорода и практического отсутствия Z-примесей, выход $Y_p^{\circ}(dd)$ очень близок к $Y_p(dd)$. Для этих опытов в таблице V приведено максимально возможное значение $Y_p^{\circ}(dd)$, соответствующее $\lambda_{dd\mu} = 1 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$.

Рассмотрим далее, возможно ли согласовать между собой все имеющиеся данные по выходу $Y_p^{\circ}(dd)$ для реакции (3).

И. Определение $\lambda_{dd\mu}$ и $F(dd)$ из сравнения
выходов при разных плотностях

Если не делать никаких специальных предположений относительно зависимости $\lambda_{dd\mu}$ и $F(dd)$ от плотности дейтерия и скорости $d\mu$ -атома из выражения (10) можно найти значения $\lambda_{dd\mu}$ и $F(dd)$. Аппроксимация всех опытных данных этим выражением по методу наименьших квадратов дает

$$\begin{aligned} \lambda_{dd\mu} &= (3,5 \pm 0,7) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}, & (13) \\ F(dd) &= 0,20 \pm 0,01. \end{aligned}$$

На рисунке II приведена зависимость величины $2Y_p^o(dd) \rho_o/\rho_B$ от относительной плотности ρ_o/ρ_B с параметрами (13). Как видно из рисунка, таким формальным путем можно довольно хорошо объяснить выходы $Y_p^o(dd)$, полученные во всех рассматриваемых опытах. Однако такая интерпретация крайне неудовлетворительна по следующим причинам.

Во-первых, согласно теории^{15,16}, скорость ядерной реакции $\lambda_F(dd)$ в молекуле $dd\mu$ должна быть $\sim 10^{11} \text{сек}^{-1}$ (т.е. $F(dd)=1$), если образование $m\mu$ -молекул происходит с орбитальным моментом $K=0$ в возбужденном колебательном состоянии $V=1$. В случае образования $dd\mu$ -молекул за счет электрического дипольного перехода $E1$ в состоянии с моментом молекулы $K=1$ скорость ядерной реакции ввиду наличия центробежного барьера будет иметь меньшую величину. Однако, как показано в¹⁵, и в этом случае $\lambda_F(dd)$ должна быть не меньше чем 10^8сек^{-1} .

Так как $F(dd)$ и $\lambda_F(dd)$ связаны соотношением (без учета сверхтонкого расщепления в системе $dd\mu$)

$$F(dd) = \frac{\lambda_F(dd)}{\lambda_F(dd) + \lambda_o}, \quad (14)$$

то используя величину $F(dd)$ из (13), получим скорость ядерной реакции $\lambda_F(dd) = (1,13 \pm 0,06) \cdot 10^5 \text{сек}^{-1}$,

которая отличается от ожидаемой из теории на три-шесть порядков.

Во-вторых, значение скорости образования $dd\mu$ -молекул $3,5 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$ исключается довольно большим экспериментальным выходом реакции (1), наблюдаемым в условиях с жидким дейтерием. Если принять значение $\lambda_{pd\mu}$, найденное в работах^{7,8/}, и считать, что выход реакции (1) в условиях жидкого дейтерия из-за эффекта сверхтонкой структуры $pd\mu$ -молекулы возрастает в 1,7 раза^{/17/}, то можно оценить скорость образования $dd\mu$ -молекул с помощью выражения

$$Y_{\mu} = \frac{\lambda_{pd\mu} C_H}{\lambda_0 + \lambda_{pd\mu} C_H + \lambda_{dd\mu} (1 - C_H)} \cdot 1,7 F_{\mu}(pd), \quad (15)$$

где C_H - концентрация водорода в дейтерии.

Используя экспериментально найденный в работе Дюда^{/5/} выход реакции (1), равный $(4,14 \pm 0,67) \cdot 10^{-3}$, из (15) находим, что $\lambda_{dd\mu} = (0,16 \pm 0,09) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$, т.е. с 90% вероятностью в условиях жидкого дейтерия $\lambda_{dd\mu} < 0,34 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$. Примерно такая же оценка может быть получена и из данных работы^{/4/}.

*) Для того, чтобы сделать более определенный вывод о величинах $\lambda_{dd\mu}$ и $\lambda_F(dd)$, Дюдом^{/5/} была произведена экспозиция камеры в условиях, когда в жидком дейтерии растворялся воздух. Из данных о выходах реакций (2) и (3) в этом опыте и в опытах с чистым водородом и дейтерием им было получено, что $\lambda_{dd\mu} = (0,36 \pm 0,13) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$ и $\lambda_F(dd) = (2,5 \pm 0,04) \cdot 10^5 \text{сек}^{-1}$. Однако эти заключения статистически совершенно не обоснованы. Действительно можно записать используемое автором окончательное выражение для $\lambda_{dd\mu}$ в следующем виде (см. приложение работы^{/5/}):

$$\lambda_{dd\mu} = A / Y_{\mu}(DZ) - B,$$

где в константы A и B включены скорости различных мезоатомных процессов; $Y_{\mu}(DZ)$ - выход реакции (1) в условиях дополнительного опыта, статистическая ошибка которого составляет 28% (наблюдались 13 случаев реакции (1)). Поскольку константа $B = 0,51 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$, то ошибка в $\lambda_{dd\mu}$ будет около 70%, т.е. $\lambda_{dd\mu} = (0,36 \pm 0,24) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$. Поскольку даже в пределах одной стандартной ошибки не исключается значение $\lambda_{dd\mu} = 0,1 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$, то из выражений (9) и (14) и экспериментально найденного в этой работе выхода реакции (3) следует, что $\lambda_F(dd)$ может иметь сколь угодно большое, в том числе и бесконечное, значение.

Таким образом, можно заключить, что невозможно объяснить экспериментальные выходы реакции (3) единым образом в условиях малой плотности дейтерия (опыты I-5) и плотности жидкого дейтерия, если не предполагать аномальных эффектов в образовании мюонных молекул $dd\mu$ или специфического для данной системы механизма катализа ядерной реакции.

2. Возможность резонансной зависимости $\lambda_{dd\mu}$ от энергии $d\mu$ - атомов

Дальнейшая интерпретация основывается на предположении, что суммарная вероятность ядерных реакций (3) и (4) в $dd\mu$ -молекуле в соответствии с теорией равна единице.

Полагая в выражении (9) $F(dd) = 1$, можно найти значение $\lambda_{dd\mu}$ для каждого из рассматриваемых опытов. Вычисленные таким образом величины $\lambda_{dd\mu}$, пересчитанные к плотности жидкого дейтерия ρ_0 , приведены в таблице V (колонка 8). Среднее значение $\lambda_{dd\mu}$ для наших опытов (I-4) равно при этом

$$\lambda_{dd\mu} = (0,75 \pm 0,11) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}.$$

В то же время среднее значение $\lambda_{dd\mu}$, найденное из опытов с жидким дейтерием (см. ту же таблицу) составляет величину, меньшую почти на порядок. Заметим, что согласно теоретическим расчетам /15,18/ для обычного механизма образования мю-молекул путем электрического дипольного перехода $E1$ (с передачей энергии связи электрону) $\lambda_{dd\mu} = 0,04 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$. Попытаемся выяснить возможные причины этого различия.

Рассмотрим вопрос о возможной зависимости сечения образования мю-молекул от энергии $d\mu$ -атома. Расчеты уровней $dd\mu$ -моле-

куды /15/ приводят к выводу, что в этой системе могут существовать возбужденные уровни с малой энергией связи (уровень $K = 0$, $V = I$, $E_{св} = 40$ эв и уровень $K = I$, $V = I$, $E_{св} = 7$ эв). Как было указано Зельдовичем /19/, наличие у мо-молекул связанного реального или виртуального уровня с энергией, близкой к нулю, приводит при столкновении $d\mu$ -атома с малой энергией и дейтрона к резонансу, который может существенно увеличить вероятности образования молекулы $dd\mu$ и ядерной реакции на лету. Грубые оценки /19/ показывают, что такое увеличение по сравнению с обычной скоростью образования мо-молекул в результате электрического дипольного или электрического монопольного переходов может происходить в U/U' раз, где U - глубина ямы молекулы $dd\mu$, равная 600 эв, а U' - энергия связи возбужденного уровня.

В условиях резонанса скорости образования мо-молекул и ядерной реакции на лету могут зависеть от относительной энергии $d\mu$ -атома.

Для опытов $D1$, $D2$ и $D3$, а также для опытов с жидким дейтерием, энергия $d\mu$ -атома является просто тепловой энергией при температурах соответственно 240°K и 20°K . Это связано с тем, что если $d\mu$ -атом образуется с начальной энергией, большей, чем тепловая, и равной $\sim I$ эв /13/, то ввиду большого сечения процесса упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на дейтронах /12/ он быстро замедляется до тепловой энергии. Для опытов с малой концентрацией дейтерия (опыт HD и опыт Альвареса и др. /1/) $d\mu$ -атомы в основном образуются в результате процесса (5) с начальной энергией 45 эв. Расчеты по методу Монте-Карло с известными значениями сечений упругого рассеяния /12/ дают значения средней энергии $d\mu$ -атома для этих опытов, превышающие тепло-

вме. В таблице V указаны значения энергии $d\mu$ -атома $\bar{E}_{d\mu}$ в условиях каждого опыта, усредненные по максвелловскому распределению и взятые относительно покоящегося дейтрона. Ввиду большой скорости ядерной реакции в $dd\mu$ -молекуле скорости образования $dd\mu$ -молекулы и ядерной реакции на лету (так же как и сечения этих процессов) в наших опытах не могут быть определены раздельно. Понимая под $\lambda_{dd\mu}$ и $\sigma_{dd\mu}$ суммарные значения указанных величин, запишем

$$\lambda_{dd\mu} = N_d \sigma_{dd\mu} \bar{v}_{d\mu}. \quad (16)$$

По приведенным в таблице V значениям $\lambda_{dd\mu}$, известным значениям N_d и $\bar{v}_{d\mu} = (2\bar{E}_{d\mu}/M_d)^{1/2}$ из (16) были найдены сечения $\sigma_{dd\mu}$ (табл. V). На рис.12 эти сечения представлены в зависимости от энергии $d\mu$ -атома. Как видно из рисунка, эта зависимость не подчиняется простому закону $\sigma \sim 1/\sqrt{E}$ (пунктирная кривая); с другой стороны, не исключается резонансная зависимость сечения от энергии $d\mu$ -атома. В грубом приближении можно аппроксимировать экспериментальную зависимость от энергии следующей формулой Брейта-Вигнера, справедливой для случая, когда энергия резонансного уровня близка к нулю /20/:

$$\sigma_{dd\mu} = \frac{A}{\sqrt{E_{d\mu}}} \cdot \frac{\gamma_e \Gamma_z}{(\bar{E}_{d\mu} - \epsilon_0)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_z + \gamma_e \sqrt{E_{d\mu}})^2}, \quad (17)$$

где Γ_z - "неупругая" ширина уровня; γ_e и ϵ_0 - константы, связанные с "упругой" шириной и резонансной энергией, соответственно.

На рис.12 сплошной кривой представлена зависимость, даваемая

выражением (17), с параметрами $\Gamma_z = (0,012 \pm 0,009)$ эв,
 $\varepsilon_0 = (0,040 \pm 0,007)$ эв, $\chi_e = (0,073 \pm 0,050)$ эв^{1/2}, найденными
методом наименьших квадратов ($\chi^2_{\min} = 13,6$ при $\bar{\chi}^2 = 3$).

Для уточнения резонансной природы катализа dd-реакции
и параметров возбужденного уровня необходима дальнейшая экспе-
риментальная информация; в частности, необходимо измерение зави-
симости выхода реакции (3) от концентрации дейтерия в жидком
водороде в интервале концентраций (0,1-10)%, при которых
средние энергии $d\mu$ -атомов будут лежать в области 0,1-0,005 эв,
а также в газе при давлении 20 атм и концентрации 10% (энергия
 $d\mu$ -атома $\bar{E}_{d\mu} = 0,1$ эв).

3. Обсуждение возможных экспериментальных причин

Необходимо также рассмотреть вопрос, не является ли разли-
чие в выходах реакции (3) при резко отличающихся значениях плот-
ности дейтерия следствием каких-либо экспериментальных причин.
Эффективность наблюдения случая этой реакции в диффузионной ка-
мере, конечно, существенно больше, чем в пузырьковых камерах, так
как в последнем случае наблюдается только след протона, пробег
которого равен примерно 1 мм. Однако низкий фон постороннего
излучения в пузырьковых камерах и практическое совпадение выхо-
дов, найденных в работах^{/4,5/}, по-видимому позволяет считать, что
выходы этой реакции определены достаточно правильно. Наличие
неучитываемых Z-примесей в жидком дейтерии может уменьшить
действительный выход реакции (3), однако это одновременно при-
водило бы к уменьшению выхода реакции (1) в условиях опытов^{/4,5/},
что не наблюдается.

Наконец, следует проанализировать возможность еще одного объяснения наблюдаемого различия. Речь идет о влиянии на сравнительно медленные мп-атомные процессы ($\sim 10^6 \text{сек}^{-1}$) скорости роста пузырьков в жидководородной камере. Если $d\mu$ -атом, образовавшийся в жидком дейтерии вблизи точки остановки мюона, попадает в область пузырька газа с примерно в 10 раз меньшей плотностью дейтерия, то выход реакции (3) может уменьшиться. Рассмотрим этот эффект подробнее.

Радиус пузырька следующим образом зависит от времени τ :

$$r(\text{см}) = 0,2 \sqrt{\tau(\text{сек})}, \quad (18)$$

где τ - время с момента прохождения частиц. Среднее смещение $d\mu$ -атома в результате диффузии дается формулой

$$\bar{R} = \sqrt{4 D \tau_{d\mu}}, \quad (19)$$

где D - коэффициент диффузии, равный

$$D = \frac{3\pi}{32} \frac{\bar{v}_{d\mu}}{N_d \bar{\theta}_d}. \quad (20)$$

В выражении (20) $\bar{\theta}_d$ - усредненное по максвелловскому распределению сечение переноса, которое можно положить равным сечению упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на дейтронах,

$$\sigma_{d\mu+d} = (4, 15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2,$$

определенному нами ранее ^{/12/}. Принимая число дейтронов в см^3 жидкого дейтерия равным $N_d = 4 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$, получим:

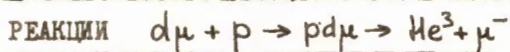
$$\bar{R} = 2 \sqrt{\tau_{d\mu}}. \quad (21)$$

За время жизни $\tau_{d\mu} = 2 \cdot 10^{-6}$ сек $d\mu$ -атом сместится на расстояние $\bar{R} = 2,8 \cdot 10^{-3}$ см. Максимальное число пузырьков K , которое может быть образовано на этом расстоянии тормозящимся мюном, равно ~ 250 (на расстоянии $\bar{R} = 2,8 \cdot 10^{-3}$ см мюон в среднем теряет энергию 50 кэв, а на ионизирование одного зародышевого пузырька расходуется энергия ~ 200 эв). Для оценки эффекта можно положить, что q — доля $d\mu$ -атомов, погибающих в газовой фазе ($N_d^{газ} = 5 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$), будет определяться отношением объема, занимаемого всеми пузырьками, к объему, доступному для диффундирующего $d\mu$ -атома, и отношением плотностей:

$$q = \frac{r^3}{\bar{R}^3} \cdot K \cdot \frac{N_d^{газ}}{N_d} = 0,03.$$

Эта оценка является завышенной, поскольку в действительности не вся энергия, теряемая мюном, будет расходоваться на образование пузырьков. С другой стороны, для того, чтобы объяснить "эффектом пузырьков" наблюдаемое различие в выходах реакции (3) в газе и в жидкости, q должно быть близко к 1. Отсюда следует, что причина различия не связана с этим эффектом.

III. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ВЫХОДУ



Выход реакции (I) определялся нами в основном с целью получения сведений о скорости образования мп-молекул $pd\mu$ и скорости ядерной реакции в этой мп-молекуле. Поскольку образование мп-молекул не дает непосредственно наблюдаемых эффектов, мы попытались найти интересующие нас величины из сравнения выходов реакции (I) при двух резко различающихся значениях плотности водорода. Действительно, если обозначить через Y_μ и Y'_μ выходы реакции (I) соответственно при плотностях водорода ρ_0 и ρ в условиях насыщения процесса обмена (5), тогда

$$Y_\mu = \frac{\lambda_{pd\mu}}{\lambda_{pd\mu} + \lambda_0} F_\mu(pd) \quad , \quad (22)$$

$$Y'_\mu = \frac{\lambda_{pd\mu} \rho/\rho_0}{\lambda_{pd\mu} \rho/\rho_0 + \lambda_0} F_\mu(pd) \quad . \quad (23)$$

Здесь $\lambda_{pd\mu}$ - скорость образования мп-молекул при плотности ρ_0 , а $F_\mu(pd)$ - вероятность реакции (I) в $pd\mu$ - молекуле. Из выражений (22) и (23) можно найти $\lambda_{pd\mu}$ и $F_\mu(pd)$, зная экспериментальные выходы Y_μ и Y'_μ . Такой способ определения предполагает, что скорость $\lambda_{pd\mu}$ пропорциональна плотности водорода, не зависит от энергии $d\mu$ - атома и вероятность ядерной реакции $F_\mu(pd)$ не зависит от плотности водорода.

I. Скорость образования $pd\mu$ -молекул

Из выражений (22) и (23), с учетом того, что в наших опытах величина $\lambda_{pd\mu} \rho/\rho_0 + \lambda_0$ равна суммарной скорости неупругих

процессов λ (см. (7)) , получаем

$$\lambda_{p\mu} = \lambda \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{Y_{\mu}'}{Y_{\mu}} - \lambda_0, \quad (24)$$

где ρ_0 -плотность жидкого водорода, соответствующая числу протонов в см^3 $N_0 = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ I/см}^3$, ρ -плотность водорода в опытах HDI и HDII ($N = 1,2 \cdot 10^{21} \text{ I/см}^3$).

Выход реакции (I) для жидкого водорода определялся Шиффом^{/3/}, который нашел, что $Y_{\mu} = (2,64 \pm 0,35) \cdot 10^{-2}$. Как было отмечено автором, наибольшую погрешность в этот результат вносит неточное знание концентрации дейтерия в естественном водороде. Доуд^{/5/} измерил выход реакции (I) при концентрации дейтерия в жидководородной камере $2,2 \cdot 10^{-3}\%$. Используя результаты обеих этих работ, мы нашли, что $Y_{\mu} = (2,84 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$. Взяв из таблицы IV значения Y_{μ}' (второй столбец) и λ (последний столбец) и усреднив по опытам HDI и HDII , найдем:

$$\lambda_{p\mu} = (1,8 \pm 0,6) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \quad (\text{для } N_0 = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ I/см}^3),$$

$$\text{и } \lambda'_{p\mu} = (0,052 \pm 0,015) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \quad (\text{для } N = 1,2 \cdot 10^{21} \text{ I/см}^3). *$$

Полученный результат, как видно из таблицы VI, примерно в 2-3 раза ниже данных измерений в жидком водороде^{/7,8/}. Это различие может объясняться тем, что скорость образования молекул не строго пропорциональна плотности. К такому заключению приводит рассмотрение механизма образования $p\mu$ -молекул^{/15,18/}.

Например, если учесть, что энергия связи $m\mu$ -молекулы (95 эв)

*)

Скорость образования молекул $p\mu$ можно оценить также непосредственно, не прибегая к определению выхода мюонов в реакции (I), из определения суммарной скорости неупругих процессов λ в опыте HDII . Исходя из выхода случаев с Оже-электронами (табл. IV) можно показать, что величина $\lambda'_{\Sigma c_2}$ составляет с 90% вероятностью не менее 33% от суммарной скорости λ . Тогда с вероятностью 90% имеем $\lambda'_{p\mu} < 0,2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ и $\lambda_{p\mu} < 7 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, что не противоречит результатам определения $\lambda_{p\mu}$ по выходу мюонов конверсии.

передается электрону, связанному в молекулу H_2 , а не атомарному электрону, то скорость образования $p d\mu$ -молекул, пропорциональная кубу эффективного заряда электрона, увеличивается в 1,7 раза, так как $Z_{эфф} = 1,19$. В связи с этим при большой плотности вещества возможны состояния, когда две или несколько молекул находятся на расстояниях, сравнимом с расстоянием между ядрами в молекуле H_2 . Это может привести к ещё большему возрастанию эффективного заряда.

Таблица VI

Работа	$\lambda_{pd\mu} (10^6 \text{сек}^{-1})$		Число дейтронов в см^3 (10^{20})	λ (10^6сек^{-1})	$\bar{U}_{d\mu}$ ($10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$)
	$N_p = 1,2 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{см}^3}$	$N_p = 4,2 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{см}^3}$			
Блезер и др. ^{/7/}		$5,8 \pm 0,3$	3,1	6,3	3,0
Конфорто и др. ^{/8/}		$6,82 \pm 0,25$	2,2	10	4,3
Данная работа	$0,052 \pm 0,015$	$1,8 \pm 0,6$	0,7	1,5	4,0

Одновременно увеличится экранировка кулоновского поля протона, что также увеличивает скорость образования $p d\mu$ -молекул (полная экранировка кулоновского поля приводит к увеличению скорости примерно в 3 раза ^{/15/}).

Другой возможной причиной различия в скоростях образования $p d\mu$ -молекул в жидком и газообразном водороде могли бы быть сильно отличающиеся относительные скорости $d\mu$ -атомов (по аналогии с образованием $dd\mu$ -молекул). Однако расчеты, проведенные методом Монте-Карло с использованием результатов работы ^{/12/},

показали, что средние относительные скорости $d\mu$ -атомов в рассматриваемых опытах практически одинаковы (см. таблицу VI).

2. Скорость ядерной реакции в $pd\mu$ -молекуле

Ядерный фактор $F_{\mu}(pd)$, найденный из выражений (22) и (23), равен

$$F_{\mu}(pd) = (3,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-2} \quad (25)$$

На основании этого ядерного фактора, полагая заселенность подуровневой сверхтонкой структуры $pd\mu$ -молекулы^{/15,22/} статистической, можно определить скорость ядерной реакции $\lambda_F(pd)$ в этой молекуле (см. например, формулу 16.10 работы^{/22/}). С учетом коэффициента конверсии мюона^{ж)} она равна:

$$\lambda_F(pd) = \lambda_{\gamma} + \lambda_{\mu} = (0,6 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}. \quad (26)$$

Это значение согласуется с непосредственно измеренной величиной $\lambda_F(pd)$ ^{/7/}, которая определялась из временного распределения γ -квантов в реакции (2) и оказалась равной

$$\lambda_F(pd) = (0,305 \pm 0,010) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}.$$

Необходимо отметить, что при нахождении ядерного фактора $F_{\mu}(pd)$ из выражений (22) и (23) предполагалась независимость его от плотности водорода и дейтерия. Согласно теории^{/15/}, ядерная реакция идет из S-состояния $pd\mu$ -молекулы ($K=0$), и в этом случае ядерный фактор в области рассматриваемых плотностей водорода и дейтерия должен быть с хорошей

^{ж)} Так как выход γ -квантов от реакции (2) в жидком водороде $Y_{\gamma} = 0,14 \pm 0,02$ ^{/7/}, а $Y_{\mu} = (2,84 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$ (см. стр. 31), то коэффициент конверсии мюона равен

$$Y_{\mu}/Y_{\gamma} = \lambda_{\mu}/\lambda_{\gamma} = 0,20 \pm 0,04,$$

где λ_{μ} и λ_{γ} - скорости реакций (1) и (2), соответственно.

точность постоянна. Наблюдаемое уменьшение выхода реакции (I) в газе по сравнению с данными, полученными в жидком водороде, могло бы иметь место, если ядерная реакция в газе идет из P-состояния $pd\mu$ -молекулы ($K = I$). Однако, как показали Кози и др.^{/18/}, скорость перехода из P в S -состояние очень велика ($\lambda_{P \rightarrow S} = 2,5 \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$ для плотности жидкого водорода). Эта скорость для наших условий ($\sim 10^9 \text{сек}^{-1}$) на три порядка превышает суммарную скорость $\lambda_F(pd) + \lambda_0$.

Другой причиной, приводящей к появлению зависимости $F_\mu(pd)$ от плотности дейтерия, могло бы быть перераспределение заселенностей подуровней верхтонкой структуры $pd\mu$ -молекулы, связанное с процессом спиновой перезарядки $d\mu$ -атомов^{/17/}. Однако этот эффект может проявляться при плотностях дейтерия, на два порядка превышающих плотности в обсуждаемых экспериментах.

Таким образом, не видно причин, которые приводили бы к различию ядерных факторов в газообразном и жидком водороде.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

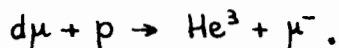
1. С помощью диффузионной камеры измерен выход реакции $d\mu + d \rightarrow p + t + \mu^-$ в опытах с различной плотностью дейтерия. Средний выход реакции, экстраполированный с помощью независимых измерений к концентрации Z -атомов (углерод, кислород), равной нулю, примерно в 10 раз превышает выход, ожидаемый из данных, полученных в жидком дейтерии. Найденное значение скорости образования $dd\mu$ -молекул $\lambda_{dd\mu} = (0,75 \pm 0,11) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$ почти в 20 раз превышает теоретическое значение, вычисленное в предположении обычного механизма образования μ -молекул путем электрического дипольного перехода.

Возможной причиной, обуславливающей большой наблюдаемый выход реакций слияния двух дейтронов в условиях наших опытов, является резонансная зависимость сечений образования $dd\mu$ -молекул и ядерной реакции на лету от энергии $d\mu$ -атома. Такая зависимость возникает из-за наличия у системы $dd\mu$ уровней с энергией, близкой к нулю, и может качественно объяснить различие в выходах реакций синтеза в газообразном и жидком дейтерии. Как показывает анализ, теоретический вывод о том, что вероятность ядерных реакций в $dd\mu$ -молекуле близка к 1, не противоречит имеющимся в настоящее время экспериментальным результатам.

2. Оценена вероятность "прилипания" мюона к ядру трития:

$$\frac{\Upsilon(dd\mu \rightarrow t\mu + p)}{\Upsilon(dd\mu \rightarrow t + p + \mu)} < 0,14 .$$

3. В опытах, проводившихся в газообразном водороде (23 атм) с концентрацией дейтерия 6%, измерен выход реакции



Этот выход, экстраполированный к концентрации Z-атомов, равной нулю, составляет $Y_\mu = (3,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$. Найденная с учетом этого выхода скорость образования $pd\mu$ -молекул $\lambda_{pd\mu} = (1,8 \pm 0,6) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, а скорость ядерной реакции $\lambda_F(pd) = (0,6 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Отношение измеренного нами выхода реакции к выходу, ожидаемому из результатов экспериментов в жидком водороде, равно $0,37 \pm 0,12$. Это различие может быть интерпретировано как уменьшение сечения образования $pd\mu$ -молекул в газообразном водороде из-за эффекта плотности.

Данные настоящей работы согласуются с тем хорошо установленным сейчас фактом, что скорость ядерной реакции $\lambda_F(pd) < \lambda_{pd\mu}$.

В заключение авторы выражают благодарность Д.В.Катышеву, М.Фримлу и Е.Д.Щербакову, принимавшим участие в начальной стадии этой работы, а также С.С.Герштейну за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- I. L. Alvarez, H. Bradner, F. Crawford, Jr., J. Crawford,
P. Falk-Vairant, M. Good, J. Gow, A. Rosenfeld, F. Solmitz,
M. Stevenson, H. Ticho and R. Tripp. Phys. Rev., 105, 1127 (1957).
2. H. Uberall, L. Wolfenstein. Nuovo Cim., 10, 136 (1958).
А.П. Бухвостов, И.М. Шмушкевич. ЖЭТФ, 37, 1471 (1959).
3. M. Schiff. Nuovo Cim., 22, 66, 1961.
4. J. Fetkovich, T. Fields, G. Yodh and M. Derrick. Phys. Rev. Lett.,
4, 570 (1960).
5. J. Doede. Phys. Rev., 132, 1782 (1963).
6. A. Ashmore, R. Nordhagen, K. Strauch and B. Townes. Proc.
Phys. Soc., 71, 161 (1958).
7. E. Bleser, E. Anderson, L. Lederman, S. Rosen, J. Rothberg and
I. Wang. Phys. Rev., 132, 2679 (1963).
8. G. Conforto, C. Rubbia, E. Zavattini, S. Focardi. Nuovo Cim.,
33, 1001 (1964).
9. V. P. Dzhelepov, M. Friml, S. S. Gerstein, Yu. V. Katyshev,
V. I. Moskalev, P. F. Yermolov. Proc. of 1962 Int. Conf. on
High-Energy Physics at CERN, p. 484; В.П. Дзелепов, Атомн. энер.
14, 27 (1963).
10. В.П. Дзелепов, П.Ф. Ермолов, Д.В. Катисhev, В.И. Москалев,
В.В. Фильченков, М.Фримл. ЖЭТФ, 46, 2042 (1964); Nuovo Cim.,
33, 40 (1964).
11. В.П. Дзелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев, В.В. Фильченков,
М.Фримл. Труды XIII международной конференции по физике высоких
энергий. Дубна, 1964 г.
12. В.П. Дзелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев, В.В. Фильченков,
М.Фримл. ЖЭТФ, 47, 1243 (1964).

13. В.П.Джелелов, П.Ф.Ермолов, В.В.Фильченков. Препринт ОИЯИ Д-2015 Дубна, 1965.
14. В.П.Джелелов, П.Ф.Ермолов, Е.А.Кушниренко, В.И.Москалев, С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439 (1962).
15. Я.Б.Зельдович и С.С.Герштейн. УФН, I,XXI, 582 (1960).
16. J.Jackson. Phys.Rev., 106, 330 (1957).
17. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 40, 698 (1961).
18. S.Cohen, D.Judd and R.Riddell.Phys.Rev., 119,397(1960).

19. Я.Б.Зельдович. ДАН, 95, 493 (1954).
20. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, III, ГИФМЛ, 1963.
21. Д.А.Александров, Г.С.Воронов, В.М. Горбунков, Н.Б.Делоне, Д.М.Нечаев. Пузырьковые камеры, Госатомиздат, 1963.
22. С.С.Герштейн. Диссертация. Дубна, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 сентября 1965 г.

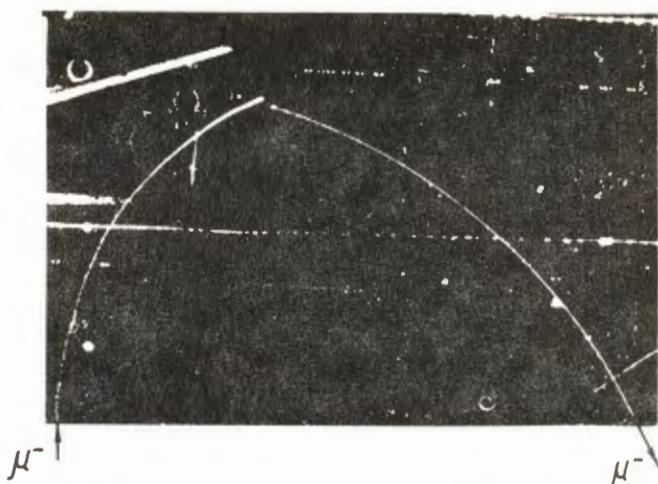


Рис.1. Фотография случая реакции $d\mu + p \rightarrow He^3 + \mu^-$ (I) .

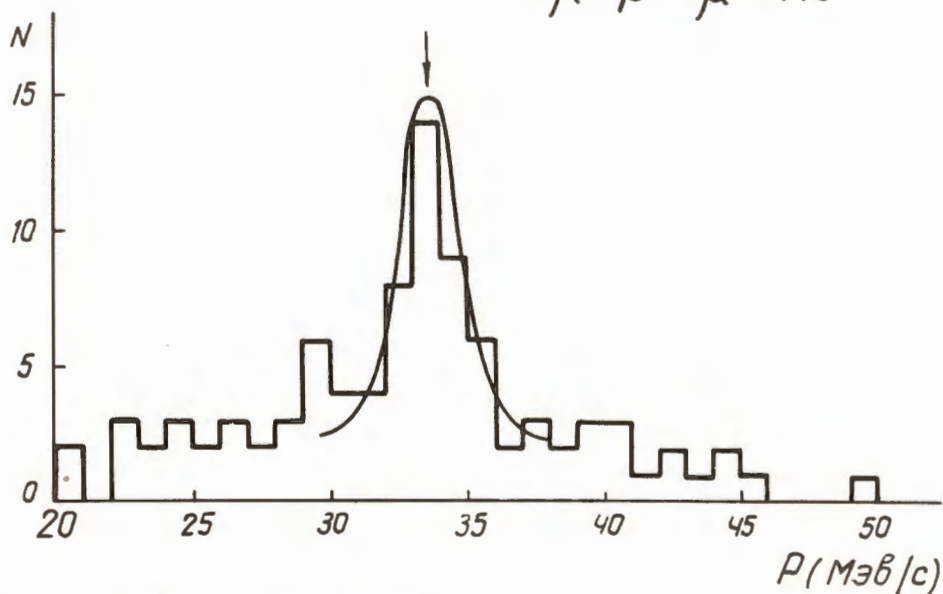
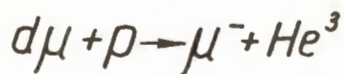


Рис.2. Распределение по импульсам вторичных частиц во всех случаях, которые могут относиться к реакции (I). Стрелкой указано ожидаемое значение импульса мюона конверсии в реакции (I).

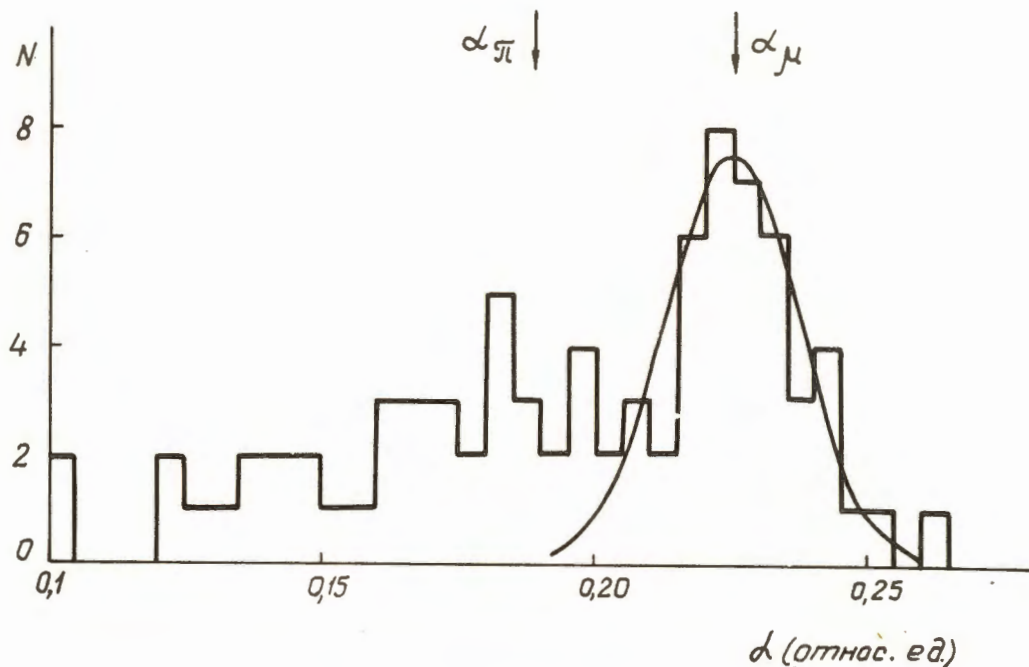


Рис.3. Распределение по параметру α , зависящему от массы останавливающихся частиц, для первичных следов в случаях типа реакции (I). Плавная кривая - функция разрешения для мюонов, найденная в измерениях $\mu \rightarrow e$ -распадов. Стрелками указаны значения параметра α для останавливающихся пионов и мюонов.

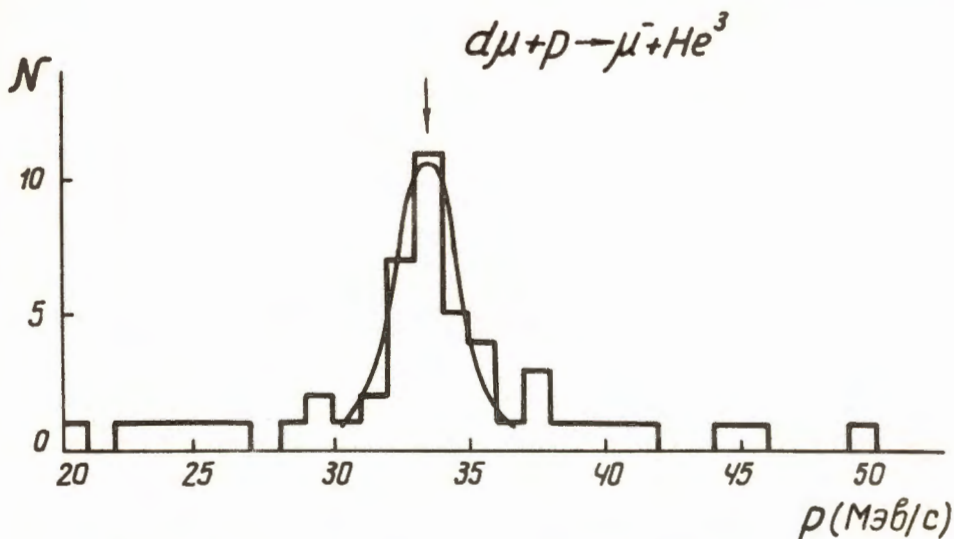


Рис.4. То же, что и на рис.2 ,для событий с $\alpha > 0,19$.

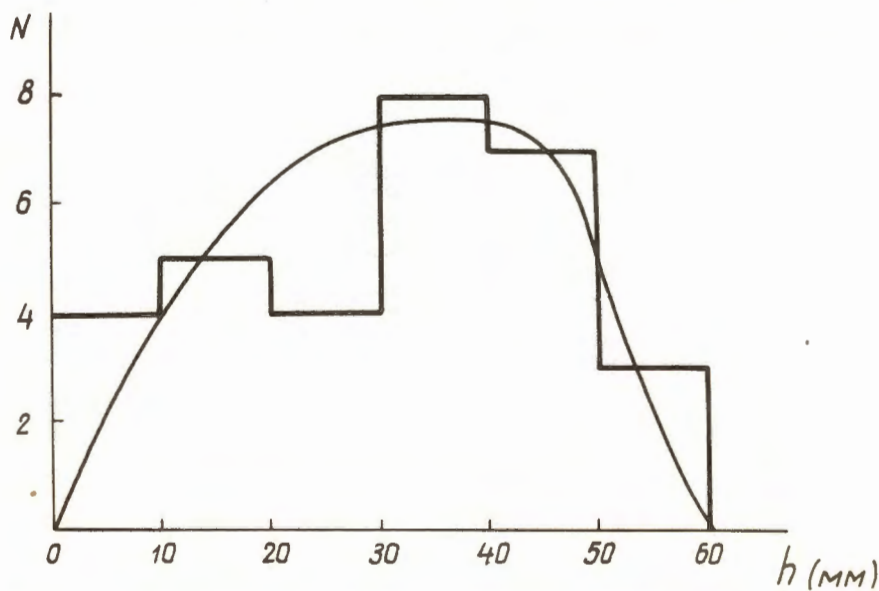


Рис.5. Распределение по высоте чувствительного объема h случаев реакции (I) (с импульсом вторичных частиц 30+ 37 Мэв/с). Плавная кривая - аналогичное распределение для случаев $\mu \rightarrow e$ -распадов.

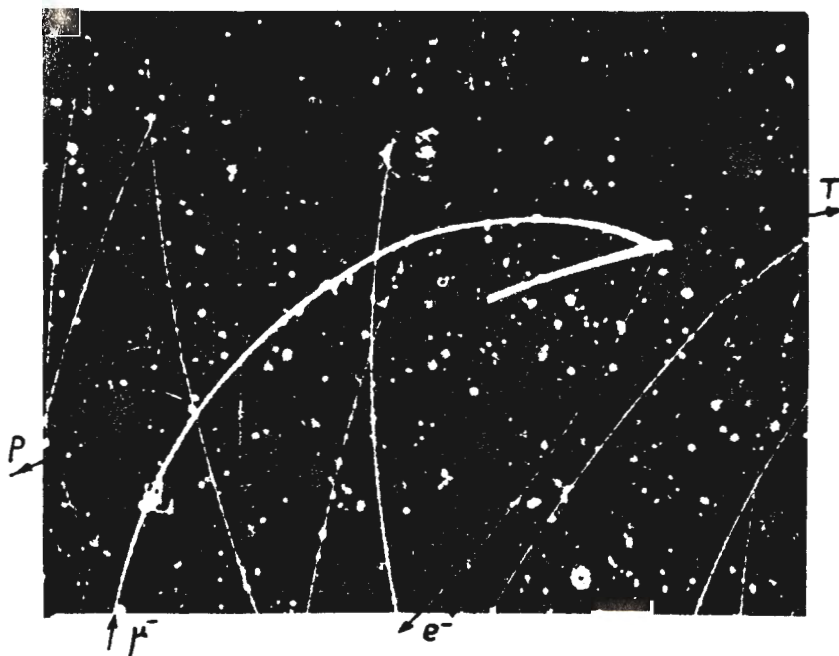


Рис.6. Фотография случая реакции $d\mu + d \rightarrow p + t + \mu^-$ (3) .

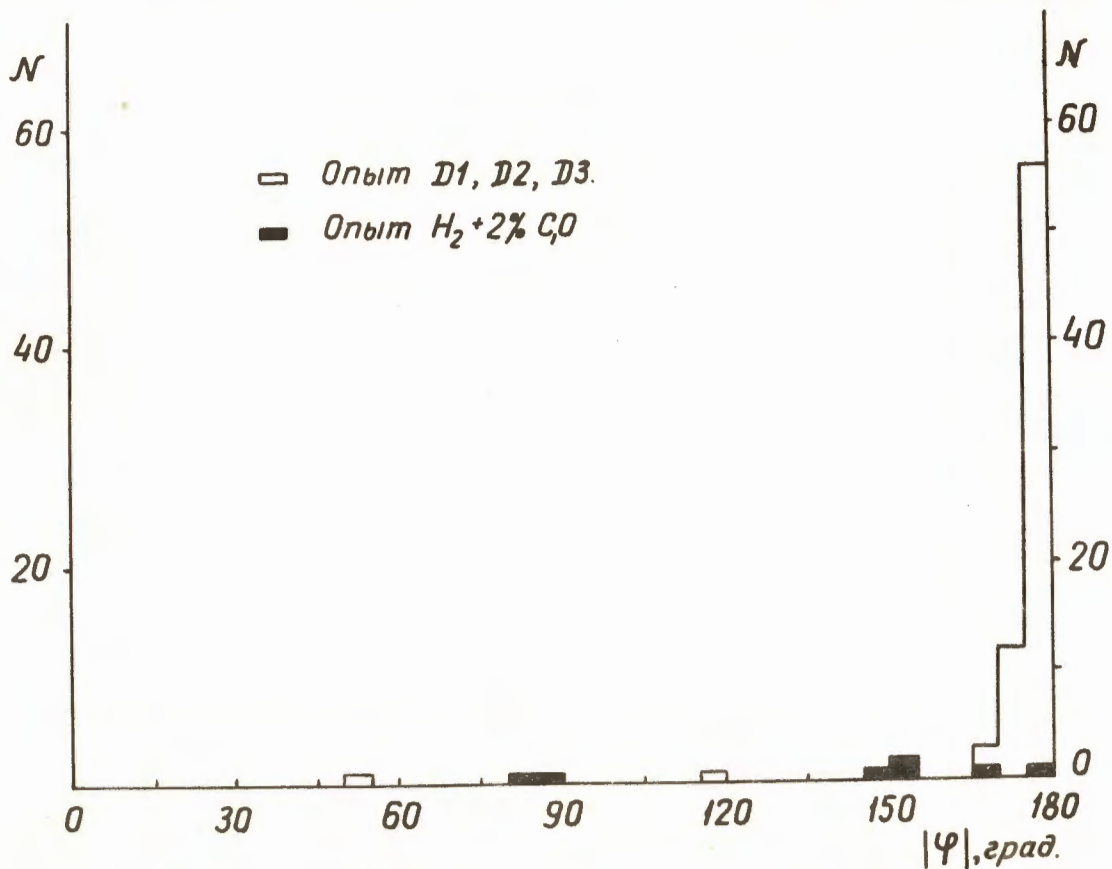


Рис.7. Распределение по углу разлета вторичных частиц ψ в 2- лучевых звездах; пик в области углов $\psi = 180^\circ$ относится к случаям реакции (3).

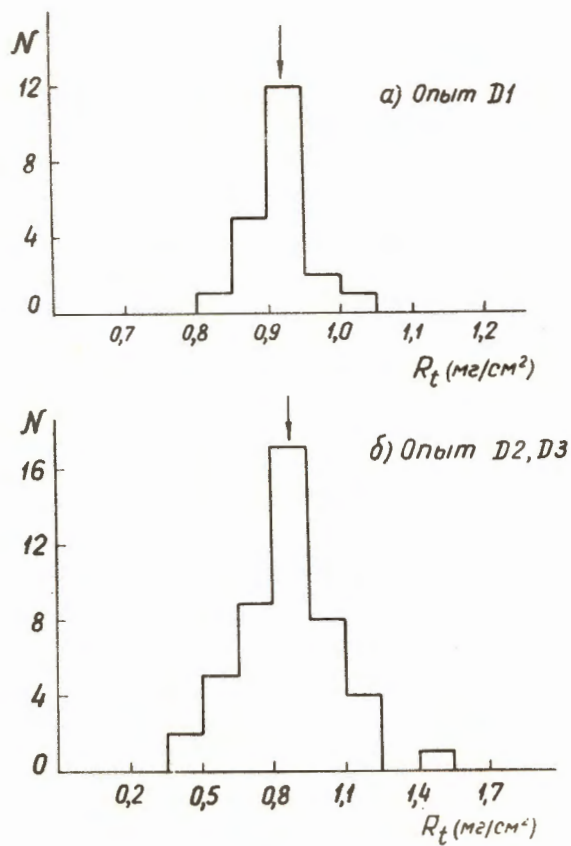


Рис.8. Распределения по пробегам ядра трития в реакции (3).
Стрелками указаны расчетные значения пробегов.

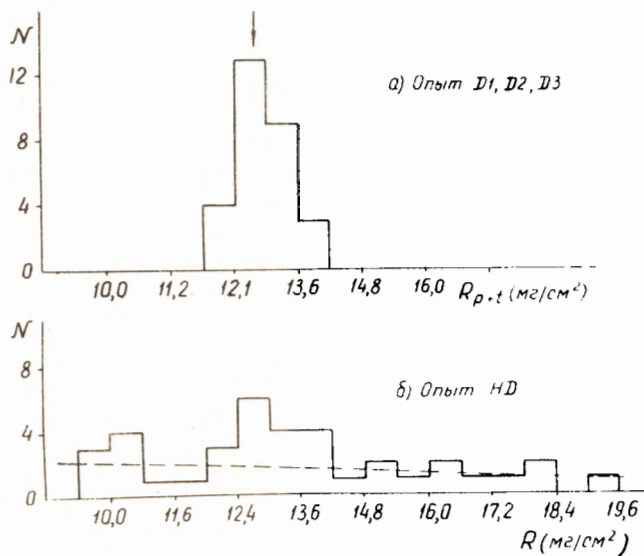


Рис.9. Распределения: а) по суммарному пробегу p и t в случаях реакции (3) для опытов D1, D2, D3 ; б) по пробегу вторичной частицы в однолучевых звездах для опыта HD, приведенному к плотности дейтерия.

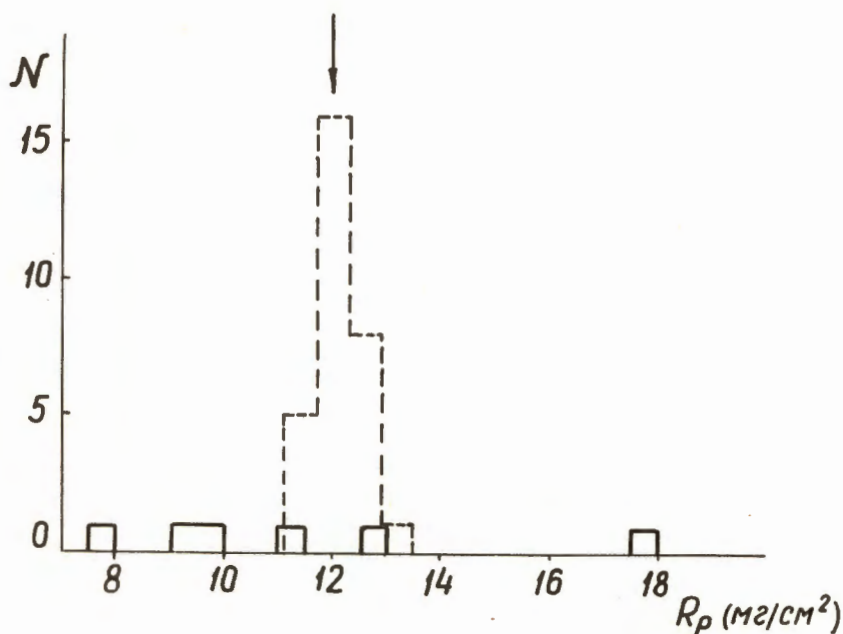
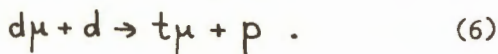


Рис.10. Распределение по пробегу вторичной частицы в однолучевых звездах для опытов D1, D2, D3. Пунктиром обозначено распределение по пробегу протона в реакции (3). Стрелкой указано значение пробега протона в реакции



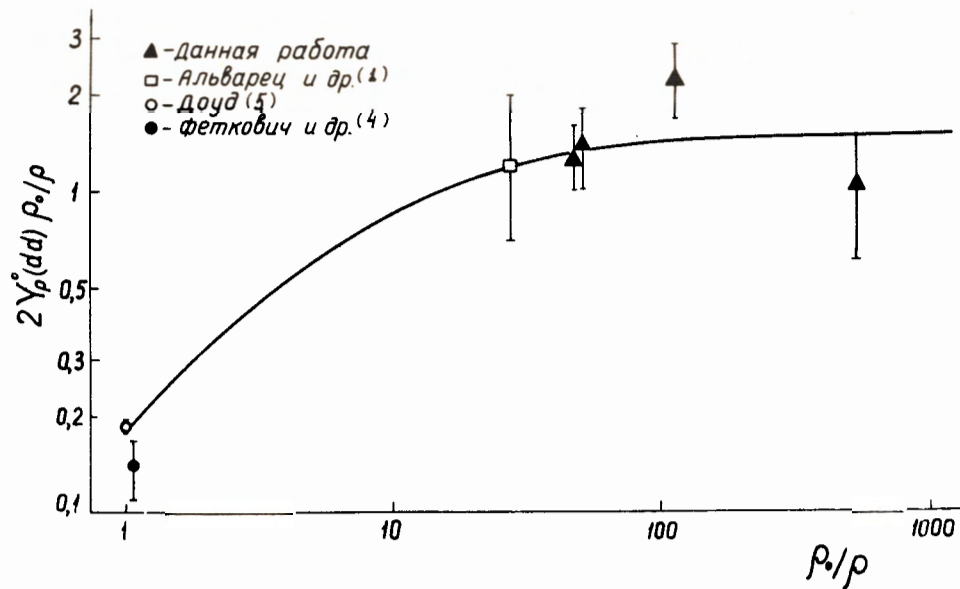


Рис. II. Зависимость величины $2Y_p^{(dd)} \rho_0/\rho$ от относительной плотности дейтерия ρ_0/ρ . Плавная кривая найдена по уравнению (20) с параметрами (23).

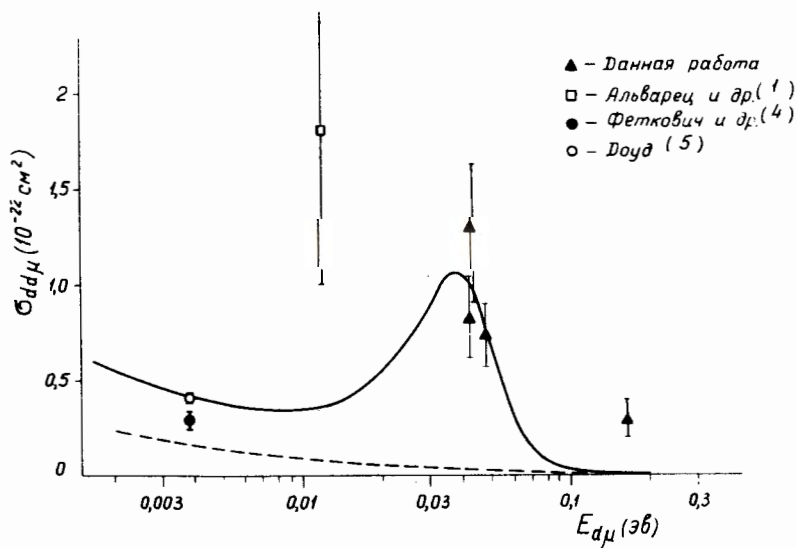


Рис.12. Зависимость $\sigma_{dd\mu}$ (суммарного сечения образования $dd\mu$ - молекул и сечения ядерной реакции на лету) от относительной энергии $d\mu$ - атома. Сплошная кривая рассчитана по формуле (17), пунктирная - закон $1/\sqrt{E}$, нормированный на теоретическое значение $\lambda_{dd\mu} = 0,04 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$.