

1665 1665

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1665



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

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ϕ -МЕЗОАТОМОВ
НА ПРОТОНАХ, ДЕЙТРОНАХ
И СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ $d\mu$ -МЕЗОАТОМОВ НА
ПРОТОНАХ, ДЕЙТРОНАХ И СЛОЖНЫХ ЯДРАХ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Dzheleпов, V.P., Yermolov P.F., Moskalev V.I.,
Filchenkov V.V., Friml M.

P-1665

Elastic Scattering of $d\mu$ Mesonic Atoms on Protons
Deuterons and Complex Nuclei.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.

P-1665

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

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ϕ -МЕЗОАТОМОВ
НА ПРОТОНАХ, ДЕЙТРОНАХ
И СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

Направлено в ЖЭТФ

ОИЯИ
БИБЛИОТКА

А н н о т а ц и я

Описываются дальнейшие опыты по изучению кинетики мю-атомных процессов. Использование методики диффузионной камеры в магнитном поле позволило измерить распределения по пробегам $d\mu$ -атомов при различных концентрациях дейтерия и Z-примесей (углерод, кислород) в водороде и определить сечения упругого рассеяния $d\mu$ -атомов, сведения о которых отсутствовали.

Сечения находились путем сравнения при помощи χ^2 -анализа экспериментально найденных распределений с рассчитанными по методу Монте-Карло. Получены следующие величины сечений упругого рассеяния:

$$\sigma_{d\mu+d} = (4,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2; \quad \sigma_{d\mu+p} = (0,8^{+0,8}_{-0,4}) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2;$$

$$\sigma_{d\mu+z} = (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

Найденные величины сечений находятся в согласии с теорией. Определено также время жизни $d\mu$ -атома в газообразном водороде, которое при концентрации атомов C и O 1/4000 и 1/800 составляет $1,25 \pm 0,16$ и $0,38 \pm 0,05$ мксек, соответственно.

A b s t r a c t

Further experiments on a study of the kinetics of mesonic atom processes are described. The use of a diffusion chamber in the magnetic field allowed to measure the range distribution of $d\mu$ -atoms for different concentrations of deuterium and Z-admixtures (carbon, oxygen) in hydrogen and to determine the elastic scattering cross sections for $d\mu$ -atoms on which the data were not known before.

The cross sections were obtained, with the aid of χ^2 -analysis, by comparing the experimental distributions with those calculated by the Monte-Carlo method. The values of the elastic scattering cross sections were found to be

$$\sigma_{d\mu+d} = (4,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2; \quad \sigma_{d\mu+p} = (0,8^{+0,8}_{-0,4}) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2;$$

$$\sigma_{d\mu+z} = (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

These values are in agreement with theory. The lifetime of a $d\mu$ -atom in the gaseous hydrogen was determined to be $1,25 \pm 0,16$ and $0,38 \pm 0,05$ msec, for the C and O atom concentrations of 1/4000 and 1/800, respectively.

1. Введение

Известно, что отрицательные мюоны, останавливаясь в водороде и образуя мезоатомы, вызывают различные мезоатомные и мезомолекулярные процессы. В частности, экспериментально было показано^{/1/}, что в жидком водороде с естественной примесью дейтерия в результате большой скорости обменной реакции



эффективно образуются $d\mu$ -атомы. При этом удается наблюдать пробег такого мезоатома в виде малого смещения (≈ 1 мм) следа электрона от распада мюона относительно точки остановки мюона. При концентрациях дейтерия $\approx 1\%$ смещения уже не наблюдаются. Качественное объяснение этого эффекта заключается в том, что согласно теории^{/2,3/} сечение упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на протонах



аномально мало, а сечение рассеяния на дейтронах



относительно велико. Существенно большие пробеги $d\mu$ -атомов (≈ 10 мм) наблюдались нами при малой плотности водорода в диффузионной камере, и этот эффект был использован для определения скорости реакции (1)^{/4,5/}.

Целью настоящей работы является количественное экспериментальное определение сечений процессов (2) и (3) на основе анализа распределений пробегов $d\mu$ -атомов и сравнения их с предсказанными теоретически. В этих опытах диффузионная камера наполнялась водородом с небольшим содержанием дейтерия ($\approx 5\%$). Схема процессов с участием $d\mu$ -атомов представлена на рис. 1. Образующийся в реакции (1) $d\mu$ -атом обладает энергией около 45 эВ ($\approx 1/3$ разности в энергиях 1S состояний $d\mu$ -и $p\mu$ -атома, равной 135 эВ). В процессе упругих соударений с протонами, дейтронами и сложными ядрами (ядра C и O, входящие в состав спирта - рабочей жидкости камеры), атом $d\mu$ теряет свою энергию, пока не произойдет какой-либо "неупругий" процесс, в результате которого мезоатом перестает существовать. Таковыми неупругими процессами являются: а) распад мюона с орбиты $d\mu$ -атома (скорость распада $\lambda_0 = 0,45 \cdot 10^8$ сек⁻¹); б) переход мюона от дейтрона к сложному ядру (скорость λ_{zCz}); в) образование мезомолекул $p\mu$ со скоростью $\lambda_{p\mu}$ и

последующий катализ ядерных реакций в этой мезомолекуле. Суммарная вероятность "неупругих" процессов $\lambda = \lambda_0 + \lambda'_z C_z + \lambda_{p\mu}$ определяет время жизни $d\mu$ -атома и вместе с сечениями упругих процессов (2), (3), а также процесса



определяет полную длину пробега $d\mu$ -атома в газе до его гибели. Используемый в настоящей работе метод анализа наряду с изучением упругих процессов позволил определить также независимым путем время жизни $d\mu$ -атома в газообразном водороде и тем самым уточнить данные о скорости перехода (λ_z^d) мюона от дейтрона к сложным ядрам примесей. Кинетика взаимодействий $d\mu$ -атомов, изучавшаяся в настоящей работе, существенна также для интерпретации полученных нами данных о выходах ядерных реакций катализа в газообразном водороде ^{/5,6/}.

2. Экспериментальные условия и обработка фотографий

Диффузионная камера диаметром 380 мм в магнитном поле 7000 э экспонировалась в пучке отрицательных мезонов, тормозившихся фильтром и останавливающихся в газе камеры. Подробное описание схемы опыта и условий эксперимента на пучке мезонов от синхроциклотрона ОИЯИ было приведено ранее ^{/4-6/}.

Для того, чтобы определить, как влияет на характер распределений $d\mu$ -атомов по пробегам различный относительный вклад упругих (2-4) и неупругих процессов, была проделана серия из 5 опытов, отличавшихся друг от друга различной концентрацией дейтерия и ядер С и О в наполняющей камеру водороде. Основные данные, характеризующие эти опыты, приведены в таблице 1.

Суммарное давление водорода и дейтерия во всех опытах составляло около 23 атм. Концентрация дейтерия в камере задавалась по его парциальному давлению и была известна с точностью не хуже 4%.

В опытах 1,2,5, выполненных с различной концентрацией дейтерия, в качестве рабочей жидкости камеры применялся метиловый спирт. При этом цикл работы камеры составлял 8 сек.

С целью уменьшения концентрации атомов С и О, входящих в состав паров рабочей жидкости, в опытах 3 и 4 вместо метилового спирта использовался нормальный пропиловый спирт, C_3H_7OH . При этом температурный режим камеры оставался таким же, как и в опытах 1,2,5. При температуре $-18^\circ C$, соответствующей температуре верхней границы чувствительного слоя камеры, давление насыщенных паров пропилового спирта в 10 раз меньше, чем метилового. Величины критического пересыщения для этих спиртов близки друг к другу. Поэтому с учетом разницы в молекулярных весах можно считать, что суммарная концентрация атомов С и О в опытах 3 и 4 примерно в 5

Т а б л и ц а 1

Номер опыта	P_{H+D} (атм)	C_D (%)	Рабочая жидкость	Суммарная концентрация С и О (%)	Число фотографий	Число мровных остановок	Число измеренных событий	Окончательное число событий
1	23,0	4,3	CH_3OH	$0,125 \pm 0,030$	50310	12500	1465	1029
2		6,7			52950	15160	916	623
3		6,7	C_2H_5OH	$0,025 \pm 0,006$	38680	8430	1114	937
4		5,6			17070	4120	405	405
5	22,7	0,44	CH_3OH	$0,125 \pm 0,030$	10100	1220	341	269
					$\Sigma = 169110$	$\Sigma = 41430$	$\Sigma = 4241$	$\Sigma = 3267$
Опыт Шиффа ^{17/}	Жидкий водород	0,04	Концентрация атомов неона $1,8 \cdot 10^{-2}$ (%)			28068	68	68

раз меньше, чем в опытах 1,2 и 5. В таблице 1 (колонка 5) приведены суммарные концентрации атомов С и О, оцененные на средней эффективной высоте чувствительного слоя.

Качество фотографий при работе с пропиловым спиртом существенно не ухудшается. Однако коэффициент диффузии паров этого спирта в водороде в полтора раза меньше, чем паров метилового спирта, что увеличивает время восстановления чувствительности камеры. Поэтому в опытах 3 и 4 цикл работы камеры составлял 13 сек. Эффективность регистрации электронов от $\mu \rightarrow e$ распадов составляла 43% в опытах 3,4, в то время как в опытах 1,2,5 она была в среднем около 60%.

В серии опытов 1-5 было получено около 170000 стереофотографий. Все фотографии подвергались двойному просмотру. В среднем на 4 кадра наблюдалась одна остановка мюона в газе камеры (табл. 1, колонки 6,7). При просмотре выделялись события, обусловленные образованием $d\mu$ -атома и последующим пробегом его в газе камеры. На фотографиях такие случаи наблюдаются главным образом в виде следа остановившегося мюона и смещенного относительно точки остановки мюона следа электрона, который возник в результате распада мюона на орбите $d\mu$ - или $Z\mu$ -атома, или $pd\mu$ -молекулы. На фотографиях, относящихся к опытам 1,2 и 3, отбирались события описанного выше типа только в том случае, если в начале следа электрона четко видна "точка"- след электрона Оже, возникающего при каскадном переходе мюона с возбужденных уровней мезоатомов μC и μO в основное состояние (рис. 2а). Такой отбор позволяет производить более точное определение длины пробега $d\mu$ -атома. Ввиду сравнительно небольшого статистического материала, полученного в опытах 4 и 5, в этом случае для обработки включались и случаи без видимой "точки" в начале следа электрона (рис. 2б), но с четко определенной величиной смещения x' .

К этому же классу событий принадлежат значительно более редкие случаи, когда $d\mu$ -атомы, сталкиваясь с протонами и дейтронами, образуют мезомолекулы $pd\mu$ и $dd\mu$ с последующим катализом ядерных реакций синтеза $p+d$ и $d+d$, а также случаи перехода мюона от дейтрона к сложному ядру, в которых при захвате мюона ядром образуется "звезда". Такие события не использовались для дальнейшей обработки.

Для всех отобранных событий требовалось, чтобы след электрона был четко виден и его длина превышала 5 мм. Числа событий в каждом опыте, которые были отобраны таким образом для последующих измерений, приведены в табл. 1 (колонка 8).

x' . Частота появления видимых "точек" так же, как и в случае перехода мюона от $p\mu$ -атомов к сложным ядрам⁴¹, зависит от концентрации примесей и составляет $\sim 70\%$ для опытов 1,2 и 5 и, ввиду меньшей вероятности перехода, только $\sim 40\%$ для опытов 3 и 4.

Обработка отобранных случаев производилась с помощью микроскопа УИМ-22, на котором измерялись длины проекций l на горизонтальную плоскость пробегов d_{μ} - атомов (рис. 3). Точность измерения длин пробегов (в плоскости объекта), найденная по отклонению от среднего при двукратном измерении всех событий одним оператором, а также при контрольных измерениях вторым оператором, составляла 0,1 мм.

Так как эффективность регистрации пробега d_{μ} - атома с длиной проекции l существенно зависит от величины l , то для построения распределений по длинам пробегов необходимо учесть следующие поправки:

1. Ввиду конечной и довольно значительной ширины следа мюона вблизи точки остановки ($\approx 0,4$ мм) эффективность регистрации может зависеть от угловых характеристик события, т.е. углов $\theta_{d_{\mu}}$ и θ_0 (рис. 3). Угол $\theta_{d_{\mu}}$ есть проекция угла, образуемого касательной к следу мюона в точке остановки и направлением пробега d_{μ} - атома, угол θ_0 - проекция угла, образуемого направлением пробега мезоатома и касательной к следу электрона распада в точке распада. Углы $\theta_{d_{\mu}}$ и θ_0 были измерены на микроскопе с точностью около 5° . На рис. 4 приведено распределение случаев в опыте 1 по этим углам. Ввиду изотропии соответствующих распределений по пространственным углам распределения по углам $\theta_{d_{\mu}}$ и θ_0 также не должны зависеть от углов. Из рис. 4 видно, что это положение выполняется для распределения по углу θ_0 , в то время как в распределении по углу $\theta_{d_{\mu}}$ наблюдается уменьшение числа случаев для больших углов $\theta_{d_{\mu}}$. Меньшая эффективность регистрации случаев, когда d_{μ} - атом летит "назад" ($\theta_{d_{\mu}}$ близко к 180°), связана с тем, что такие случаи могут выглядеть из-за конечной ширины следа мюона как случаи без смещения начала следа электрона. Это особенно существенно для малых величин пробегов l , а также для регистрации событий, в которых требуется наличие "точки" в начале следа электрона распада. Поэтому для дальнейшего анализа в случае опытов 1, 2, 3 отбирались лишь события с $\theta_{d_{\mu}} < 120^{\circ}$. (В опытах 4 и 5 распределения по $\theta_{d_{\mu}}$ были близки к изотропным, и отсечки по углу не производилось). Поправка на эффективность регистрации по углу существенна только для самых малых величин l и для $l < 2$ мм составляла в среднем для всех опытов 12%.

2. Поправка на эффективность регистрации из-за конечных размеров чувствительной области камеры существенна лишь для больших значений l и была введена только в данные опыта 5, где из-за малой концентрации дейтерия пробеги d_{μ} - атомов достигают 20 мм. Поправка составляла в среднем около 10%.

3. Поправка на фон ложных событий, т.е. таких случаев, когда за след электрона распада может быть принят случайный след частицы, расположенный вблизи точки остановки мюона, для опытов 1-4 не превышала нескольких процентов и не

вводилась. Для примера на рис. 5 приведено распределение по ℓ в интервале $\ell = 0 \div 10$ мм без введения поправок (опыт 1), из которого можно видеть, что фон ложных событий в интервале пробегов $\ell = 0 \div 5$ мм пренебрежимо мал. Для опыта 5, где пробеги существенно больше, поправка составляла 7%.

Для построения распределений использовались случаи с пробегами в интервалах $1 \text{ мм} < \ell < 5 \text{ мм}$ для опытов 1-4 и $1 \text{ мм} < \ell < 15 \text{ мм}$ для опыта 5. Окончательные числа случаев для каждого опыта в указанных интервалах после введения всех поправок приведены в колонке 9 табл.1.

Полученные распределения по пробегам ℓ приведены на рис. 6-8. Указанные ошибки в каждой точке учитывают как статистические ошибки, так и неопределенности от введения поправок. На рис. 6-8 указаны также числа случаев в опытах 1,2 и 4 с пробегами $0 < \ell < 1$ мм. В эти числа включены как зарегистрированные случаи с видимыми пробегами, меньшими 1 мм, так и случаи без видимых пробегов, число которых оценено из вероятности образования $d\mu$ -атома в процессе (1). В дальнейшем анализе эти точки распределений не учитывались.

Наряду с распределениями, полученными в наших опытах, при анализе были использованы также данные опыта Шиффа^{17/}, выполненного с помощью жидководородной камеры. Экспериментальные условия этого опыта также приведены в табл. 1. На рис. 9 представлено в виде гистограммы распределение по пробегам $d\mu$ -атомов, построенное по 68 случаям, измеренным в работе Шиффа^{18/}.

3. Анализ экспериментальных данных

Из качественного рассмотрения распределений по пробегам, полученных с различной концентрацией дейтерия (опыты 1 и 5, рис. 6) и различной концентрацией ядер C и O (опыты 2 и 3, рис. 7), видно, что с увеличением количества как дейтерия, так и Z-примесей, происходит смещение распределений в сторону малых пробегов. Это указывает на относительно сильную зависимость распределений от макроскопического сечения упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на дейтронах $n_d \sigma_{q\mu+d}$ (n_d - число атомов дейтерия в см³) и на существенную роль неупругого процесса - перехода мюона от дейтрона к ядрам с более высокими Z. Количественное определение сечений $\sigma_{q\mu+d}$, $\sigma_{d\mu+p}$ и $\sigma_{d\mu+z}$ может быть проведено методами нейтронной физики, т.к. замедление $d\mu$ -атомов, образующихся в процессе (1) с энергией 45 eV, во многом аналогично замедлению надтепловых нейтронов в среде, состоящей из различного сорта ядер. Однако решение кинетического уравнения, описывающего такой

^{18/} В этой работе измерялись величины пробегов $d\mu$ -атомов только для случаев, в которых наблюдались звезды с видимыми лучами, возникающие при захвате мюона ядрами неона.

процесс, в аналитическом виде существует лишь для некоторых частных случаев. В нашем случае задача осложняется еще и тем, что время жизни d_{μ} -атома сравнимо со временем замедления до тепловой скорости, в связи с чем общее число столкновений мало (≈ 10), и доля столкновений в тепловой области также мала. Поэтому для расчета дифференциальных распределений по пробегам был использован метод случайных испытаний (метод Монте-Карло). Параметры замедления (сечения и время жизни) были получены сравнением экспериментальных распределений и распределений, рассчитанных методом Монте-Карло, с помощью χ^2 -анализа. Все расчеты были проведены на электронно-вычислительной машине.

Последовательность моделирования процесса замедления d_{μ} -атомов и вычисления пробегов показана на рис. 10. Поскольку наибольшую роль в рассматриваемом процессе, как отмечалось выше, играет рассеяние d_{μ} -атомов на дейтронах, оно моделировалось более детально. Как хорошо известно из теории и экспериментов по рассеянию медленных нейтронов в водороде, вплоть до энергий нейтронов порядка энергии первого колебательного уровня молекулы (для молекулы D_2 $\nu_{\text{кол}} = 0,4 \text{ eV}$), рассеяние можно рассматривать, как рассеяние на свободных частицах. При дальнейшем уменьшении энергии эффекты молекулярной связи проявляются в том, что эффективное сечение (приведенное на одну частицу в молекуле) возрастает и преобладает рассеяние на малые углы. Из дальнейшего анализа будет видно, что различные предположения о характере взаимодействия в области энергий d_{μ} -атомов, близкой к тепловой, мало сказываются на распределениях по l . Поэтому весь интервал кинетических энергий d_{μ} -атомов T делился только на две области: а) надтепловую, $0,05 \text{ eV} < T < 45 \text{ eV}$ и б) тепловую (максвелловскую), $T < 0,05 \text{ eV}$.

В надтепловой области считалось, что рассеяние происходит на свободных дейтронах, а угловое распределение изотропно в с.д.м. Энергетическая зависимость сечения $\sigma_{d_{\mu}+d}$ была взята из теоретической работы Коэна и др.^{12/}, в которой показано, что сечение увеличивается только в 1,5 раза при изменении энергии от 45 eV до 0,05 eV.

В тепловой области предполагалось, что упругое рассеяние d_{μ} -атомов происходит на молекулах D_2 , причем в одном из вариантов расчета сечение в тепловой области бралось постоянным и в 1,5 раза большим, чем сечение $\sigma_{d_{\mu}+d}^0$ на границе 0,05 eV; в других вариантах - таким же, как и на границе. В расчетах предполагалось также, что столкновения в тепловой области происходят с покоящимися молекулами D_2 , а максвелловское движение D_2 было учтено лишь при расчете средней энергии относительного движения d_{μ} -атома и молекулы D_2 , которая при $t = 242^\circ\text{K}$ (условия наших опытов) равна 0,045 eV. Угловое распределение рассеянных d_{μ} -атомов бралось либо изотропным в с.д.м., либо в виде, полученном Швингером и Теллером^{18/} для рассеяния нейтронов на молекулах H_2 .

С учетом различия масс дейтрона и протона оно имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\sin(2,5 \sin \theta/2)}{2,5 \sin \theta/2} \right]^2. \quad (6)$$

Это распределение отвечает рассеянию $d\mu$ -атомов при энергии $T = 0,045$ eV на молекулах D_2 , находящихся в основном состоянии.

Ввиду слабого влияния на распределения по пробегаем макроscopicических сечений $\sigma_{d\mu+p}$ и $\sigma_{d\mu+z}$ считалось, что рассеяние $d\mu$ -атомов происходит на свободных протонах и ядрах C и O. Угловые распределения $d\mu+p$ и $d\mu+z$ рассеяния принимались изотропными, а сечения рассеяния - не зависящими от энергии во всем энергетическом интервале.

Программа расчета учитывала, помимо угловых и энергетических зависимостей сечений рассеяния, также кинематические зависимости для каждого типа рассеяния. Значения макроscopicических сечений в каждом опыте задавались пропорциональными концентрации соответствующего сорта ядер. Время жизни $d\mu$ -атома $\tau = \frac{1}{\lambda}$ задавалось таким образом, что в опытах 1, 2 и 5 оно было в 3 раза меньше, чем в опытах 3 и 4, т.е. $\lambda = 1/3\lambda_1 = 1/3\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = 1/3\lambda_5$ x/. Во всех случаях принималось, что время жизни $d\mu$ -атома не зависит от его скорости.

Был произведен также расчет распределения в условиях опыта Шиффа^{17/}, в котором заметную роль играет упругое рассеяние $d\mu$ -атомов на протонах. При этом использовалось значение $\lambda = 2 \cdot 10^7$ сек⁻¹, полученное из данных работ по определению вероятностей образования мезомолекул $pd\mu$ и перехода мюона к ядрам неона в жидком водороде^{18,10/}. Малый вклад сечения $\sigma_{d\mu+p}$, определенного из анализа этого распределения, учитывался при расчете распределений опытов 1-5.

В ходе расчетов были найдены для каждого опыта также среднее число упругих соударений и средняя скорость $d\mu$ -атома, определяемые выражениями:

$$\bar{q} = \frac{\sum_m q_m}{M}, \quad \bar{v}_{d\mu} = \frac{\sum_{i,m} (r_i)_m}{\sum_{i,m} (t_i)_m}, \quad (7)$$

где r_i - расстояние, проходимое мезоатомом между i и $i+1$ столкновением, t_i - время пролета между i и $i+1$ столкновением, индекс m относится к номеру мезоатома, M - число разыгрываемых случаев.

Для уменьшения статистических ошибок в расчетных распределениях число разыгрываемых случаев для каждого опыта примерно на порядок превышало число случаев в экспериментальных распределениях.

x/ Это соотношение было определено из суммарного выхода реакций $d\mu + p \rightarrow He^3 + \mu^-$ и $d\mu + d \rightarrow t + p + \mu^-$, который был в $3,0 \pm 0,8$ раза больше в опытах с пропиловым спиртом, чем с метиловым.

С целью проверки программы расчета по методу Монте-Карло она была использована для расчета ряда вариантов обычной диффузионной задачи. Полученные распределения находятся в хорошем согласии с точным решением этой задачи, которое может быть получено в аналитическом виде.

Значения задаваемых параметров, наилучшим образом описывающие экспериментальные распределения по пробегам, находились путем минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^5 \sum_{j=1}^7 \frac{(N_{k,j}^{\text{эксп.}} - N_{k,j}^{\text{расч.}})^2}{\Delta_{k,j}^2 + \delta_k N_{k,j}^{\text{расч.}}}, \quad (8)$$

где $N_{k,j}^{\text{эксп.}}$ - число случаев в интервале j ($j = 1, 2 \dots 7$) для опыта K ($K = 1, 2, \dots, 5$); $N_{k,j}^{\text{расч.}}$ - число случаев в интервале j рассчитанного по методу Монте-Карло распределения для опыта K , нормированного на полное число случаев экспериментального распределения опыта K ; $N_{k,j}^{\text{расч.}} = \sum_{j=1}^7 N_{k,j}^{\text{расч.}}$; $\Delta_{k,j}$ - ошибка в экспериментальном числе случаев $N_{k,j}^{\text{эксп.}}$; $\delta_k N_{k,j}^{\text{расч.}}$ учитывает статистический разброс расчетных распределений ($\delta_k = \frac{N_{k,j}^{\text{эксп.}}}{M_k}$, M_k - полное число разыгрываемых случаев опыта K).

Минимум функционала (8) находился путем вариации параметров λ , $\sigma_{d\mu+d}$ и $\sigma_{d\mu+z}$ методом линеаризации [11]. Поскольку квадратичность функционала (8) в области минимума выполнялась достаточно хорошо, для нахождения минимума требовалось обычно не более 3-4 итераций.

4. Результаты анализа

Результаты сравнения экспериментальных распределений по l с расчетными представлены в таблицах II и III. В таблице II приведены параметры, отвечающие минимуму χ^2 , и значение χ_{\min}^2 для трех вариантов, характеризующихся различными предположениями о рассеянии $d\mu$ - атомов на дейтронах в области тепловых энергий. Как видно из табл. II, наименьшее значение $\chi_{\min}^2 = 37$ при ожидаемом 32 (число экспериментальных точек 35, число варьируемых параметров 3) достигается для варианта 3, при расчете которого предполагалось, что сечение рассеяния $d\mu+d$ не меняется для $T = T_{\text{тепл.}}$, и угловое распределение для $T = T_{\text{тепл.}}$ взято в виде (6). Значения параметров для каждого из опытов, относящиеся к этому варианту, приведены в табл. III; расчетные кривые для этих параметров приведены на рис. 6-9 сплошными линиями.

Как видно из табл. II, два других варианта ($\chi_{\min}^2 = 42$ и $\chi_{\min}^2 = 41$) также достаточно хорошо согласуются с экспериментом и значения параметров для каждого из трех вариантов близки. Это связано с тем, что в тепловой области скорость мезоатома мала и он совершает сравнительно малое число столкновений. В

Таблица II

Вариант ($T \leq T_{\text{тепл}}$)		Значения параметров ^{x)} , отвечающие минимуму χ^2				χ^2_{min}	$\chi^2_{\text{min}}/\bar{\chi}^2$
Угловое распределение в С.Ц.М.	σ_{d_1+d}	$n_d \sigma_{d_1+d}$ (см ⁻¹)	$n_p \sigma_{d_1+p}$ (см ⁻¹)	$n_z \sigma_{d_1+z}$ (см ⁻¹)	λ (10 ⁸ сек ⁻¹)		
1. Изотропное	$\sigma_{d_1+d}^0$	35,3±0,6			0,76±0,03	42	1,31
2. $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\sin(2,5 \sin \theta/2)}{2,5 \sin \theta/2} \right]^2$	$1,5 \sigma_{d_1+d}^0$	34,8±0,8	1,0 ^{+1,0} _{-0,5}	1,8±0,2	0,76±0,04	41	1,28
3.	$\sigma_{d_1+d}^0$	35,2±0,6			0,81±0,04	37	1,16

x) В таблице приведены значения макроскопических сечений для опыта 3. Значения этих величин для других опытов могут быть получены, исходя из соотношения концентраций ядер d и z в этих опытах.

Таблица III

Номер опыта	Параметры, отвечающие минимуму χ^2				$v_{\text{дн}}$ (10^5 см/сек)	Среднее число соударений \bar{q}	Число разыгрываемых случаев M	Повторяемость χ^2		
	$n_d \sigma_{\text{дн}+d}$ (см^{-1})	$n_p \sigma_{\text{дн}+p}$ (см^{-1})	$n_z \sigma_{\text{дн}+z}$ (см^{-1})	λ (10^8 сек^{-1})				1	2	3
1	22,6	1,0	1,80	2,43	5,8	8,1	7000	11,4	11,6	11,7
2	35,2	1,0	1,80	2,43	4,7	9,2	5000	10,8	10,9	11,0
3	35,2	1,0	0,36	0,81	3,0	15,3	7000	3,5	3,4	3,7
4	29,0	1,0	0,36	0,81	3,2	13,7	3000	2,7	2,6	2,8
5	2,5	1,0	1,80	2,43	15,2	5,8	3000	8,5	8,1	8,4
Опыт Шиффа (жидкий водород)	0	30,0	0	20,0	17,5	4,7	1000	-	-	-
							$\Sigma = 26000$	36,9	36,6	37,6

таблице III приведены средняя скорость d_{μ} - атома, $\bar{v}_{d_{\mu}}$ и среднее число столкновений \bar{q} для каждого из опытов. Как видно из таблицы, \bar{q} превышает среднее число столкновений до замедления, равное 10, только для опытов 3 и 4, время жизни мезоатома τ в которых сравнительно велико.

Поскольку средние скорости для каждого опыта превышают тепловую ($2,10^5$ см/сек), можно сделать заключение, что ни в одном из опытов не достигается полной термализации. В опыте 3, в котором число столкновений в тепловой области составляло около 5, было учтено, что столкновения d_{μ} - атомов происходят на молекулах D_2 , имеющих максвелловское распределение по скоростям. Как видно из рис. 11, обе кривые (с учетом и без учета влияния максвелловского распределения) близки.

Из таблицы III видно, что вклад макроскопических сечений рассеяния на протонах и сложных ядрах мал для опытов 1-4, и сравним со вкладом макроскопического сечения рассеяния на дейтронах для опыта 5. При расчете распределения, относящегося к опыту Шиффа, ввиду малого числа экспериментальных случаев и некоторой неопределенности в значении λ , вкладом макроскопических сечений рассеяния на дейтронах и ядрах неона пренебрегалось и считалось, что рассеяние происходит только на протонах. На рис. 9 сплошная кривая представляет рассчитанное методом Монте-Карло распределение для $\lambda = 2,10^7$ сек $^{-1}$ и $n_p \sigma_{d_{\mu}+p} = 30$ см $^{-1}$. Зависимость рассчитанных распределений от λ можно видеть по кривым, приведенным на этом же рисунке. В конце таблицы 3 приведены числа разыгрываемых случаев и значения χ^2 для каждого опыта. Повторяемость значений χ^2 , проверявшаяся повторными расчетами с различными случайными числами, была в пределах 1,5%.

Указанные в таблице 2 значения ошибок для величин макроскопических сечений и λ , вычисляемые в методе линеаризации, несколько занижены. Это связано с тем, что, как отмечалось выше, расчетные функции распределения имеют некоторый статистический разброс. Для окончательных результатов нами были использованы значения ошибок параметров, определенные из условия $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$. Окончательные значения сечений упругого рассеяния d_{μ} - атомов приведены в таблице 4. Ошибки в значениях величин $\sigma_{d_{\mu}+d}$ и $\sigma_{d_{\mu}+z}$ включают неопределенности в задаваемой концентрации дейтерия и в оценке содержания ядер C и O.

5. Обсуждение результатов

В таблице 4, наряду с экспериментальными величинами сечений, приведены теоретические значения, вычисленные в работах Зельдовича и Герштейна^{/3/} и Козна и др.^{/2/}. Согласно этим работам рассеяние $d_{\mu}+d$ при малых энергиях с очень хорошим

приближением является S -рассеянием и по аналогии с рассеянием нейтронов сечение может быть записано в виде (при $T = 0$)^{x/}

$$\sigma_{d\mu+d} = 4\pi \left(\frac{2}{3} a_g^2 + \frac{1}{3} a_u^2 \right), \quad (9)$$

где a_g и a_u — длины рассеяния на мезомолекулярных потенциалах V_g и V_u , соответствующих состояниям отталкивания и притяжения ядер. Для случая одинаковых ядер аппроксимация потенциалов и нахождение длин рассеяния несколько упрощается и произ-

Т а б л и ц а IV

Сечения упругого рассеяния $d\mu$ - атомов

Процесс	Экспериментальные значения	Теоретические значения
$d\mu + d \rightarrow d\mu + d$	$(4,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$	$3,3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ^{2/3/} $3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ^{2/2/}
$d\mu + p \rightarrow d\mu + p$	$(0,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$	$\sim 10^{-21} \text{ см}^2$ ^{2/2/}
$d\mu + Z \rightarrow d\mu + Z$	$(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$	$\sim 10^{-18} \text{ см}^2$

водится в обычном адиабатическом приближении с учетом главным образом поправки на движение мюона в мезоатоме. Для рассеяния $d\mu$ - атомов (в отличие от рассеяния $p\mu$ - атомов на протонах, изучавшегося нами ранее^{/4/}) сечение (9) практически не зависит от спинового состояния $d\mu$ - атома (полный спин $d\mu$ - атома может быть равен 3/2 или 1/2). Это связано с тем, что длины рассеяния a_g и a_u одинаковы по знаку и почти равны по величине^{/12/} (согласно^{/3/} $a_g \approx 8,67$ и $a_u = 5,76$ в единицах $2,56 \cdot 10^{-11} \text{ см}$). Хорошее совпадение результатов двух теоретических расчетов $\sigma_{d\mu+d}$ ^{/23} и согласие их с экспериментом указывает на обоснованность принимаемых в теории приближений.

В таблице 4 в качестве экспериментального значения $\sigma_{d\mu+p}$ приведена величина сечения, полученная из анализа распределения, измеренного в опыте с жидким водородом^{/7/}. Анализ, проведенный только по нашим данным (опыты 1-5), показал, что $\sigma_{d\mu+p} < 5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Согласно теоретическим расчетам Коэна и др.^{/2/} в упругом рассеянии $d\mu + p$ может проявляться эффект Рамзауера-Таунсенда. В данном случае рассеяние при малых энергиях определяется только одной S -фазой, и сечение становится равным нулю при энергии $d\mu$ - атома в л.с. около 0,45 eV (рис. 12). К этому эффекту приводит учет дальнедействующих сил в потенциале рассеяния на состояниях, больших 20 боровских радиусов мюона. Коэн и др.^{/2/} показали также, что

x/ Следует отметить, что экспериментальная величина сечения $d\mu+d$ относится к эффективной энергии $T = 0,1 \text{ eV}$, и ввиду слабой зависимости от энергии оно может быть отнесено к $\sigma_{d\mu+d}$ при $T = 0$, расчетные значения которого приведены в табл.4.

без учета этой коррекции сечение мало меняется с энергией и составляет $5,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Экспериментальная величина сечения относится к эффективной энергии $T = 1 \text{ eV}$ и качественно согласуется с предположением о наличии эффекта Рамзауэра-Таунсенда.

Анализ, проведенный в настоящей работе, позволил получить также независимые сведения о времени жизни $d\mu$ -атома в газообразном водороде. При этом для опытов с пропиловым спиртом (опыты 3 и 4), когда концентрация ядер С и О составляла около $1/4000$, это время близко ко времени жизни мюона. Суммарная скорость неупругих процессов для этих опытов $\lambda = \lambda_o + \lambda'_z c_z + \lambda'_{pd\mu} = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. В случае опытов 1,2,5 $\lambda = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Из последнего результата с учетом малой поправки ($\approx 3\%$) на образование мезомолекул $pd\mu$ в газе следует, что скорость перехода мюона от $d\mu$ -атома к ядрам С и О составляет

$$(\lambda'_{zCz})^d = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad (10)$$

что является средним значением скоростей перехода к углероду и кислороду. Используя данные работ^{4,5/} для скорости перехода к С и О от $p\mu$ -атома, можно получить отношение

$$\frac{(\lambda'_{zCz})^d}{(\lambda'_{zCz})^p} = \frac{(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}}{(0,9 \pm 0,25) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}} = 2,1 \pm 0,7.$$

Это отношение мало чувствительно к неопределенности в концентрации примесей, т.к. сравниваются опыты, проводившиеся в одних и тех же условиях. В пересчете к плотности жидкого водорода значение (10) соответствует величине

$$\lambda_{C,O}^d = (4,7 \pm 1,4) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1},$$

которая качественно согласуется со скоростью перехода мюона от $d\mu$ -атома к неону ($Z = 10$), измерявшейся в жидком водороде и равной $\approx 1 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1} / 7,9, 10/$. Отметим, что теоретическое значение для скорости перехода к кислороду^{13/} близко к $5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$.

Сечение процесса перехода мюона от дейтрона к ядрам углерода и кислорода σ_z может быть определено из соотношения $\lambda'_z = n_z \sigma_z \bar{v}_{d\mu}$ и для условий опыта 5 составляет $0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Сечение упругого рассеяния $\sigma_{d\mu+z}$ находится в согласии с этой величиной (см. табл. 4), т.к. следует ожидать, что $\sigma_{d\mu+z} \approx \sigma_z$.

В заключение необходимо отметить, что анализ, аналогичный изложенному, проводится в настоящее время для рассеяния $p\mu$ -атомов на протонах. Результаты настоящей работы существенны также для интерпретации выходов ядерных реакций $p + d\mu \rightarrow He^3 + \mu^-$ и $d\mu + d \rightarrow t + p + \mu^-$, данные о которых будут опубликованы позднее.

Авторы выражают глубокую благодарность С.С. Герштейну, Ю.М. Казаринову, И.Н. Силюну, Р.М. Суляеву и В.М. Цупко-Ситникову за полезные дискуссии и ценные замечания, Л.И. Краснослободцевой, Ю.Л. Сайкиной и Т.С. Обьездной за помощь в измерениях.

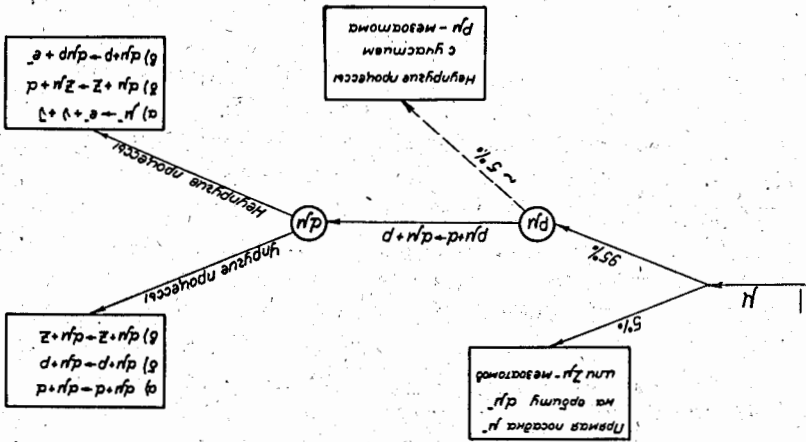
Л и т е р а т у р а

1. L.W. Alvarez et al. Phys.Rev., 105, 1127 (1957).
2. S. Cohen, D.Z. Judd and R.J. Riddell. Phys.Rev., 119, 397 (1960).
3. Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн. УФН, 71, 581 (1960).
4. В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, Е.А. Кушниренко, В.И. Москалев, С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439 (1962).
5. V.P. Dzheleпов, M. Friml, S.S. Gerstein, Yu.V. Katyshev, V.I. Moskalev and P.F. Yermolov. Proceedings of the 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 484;

- В.П. Джелепов. Атомная энергия, 14, вып. 1, 27 (1963).
6. В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, Ю.В. Катышев, В.И. Москалев, В.В. Фильченков, М. Фримл. Препринт ОИЯИ Д-1551, Дубна, 1964.
7. M. Schiff. Nuovo Cim., 22, 66 (1961).
8. J. Schwinger and E. Teller. Phys.Rev., 52, 286 (1937).
9. G. Conforto, S. Focardi, C. Rubbia and E. Zavattini. Phys.Rev.Lett., 9, 432 (1962) and Erratum in Phys.Rev.Lett., 9, 525 (1962).
10. E.W. Anderson, E.J. Bleser, L.M. Lederman, S.L. Rosen, J.E. Rothberg and J.T. Wang. Phys.Rev., 132, 2679 (1963).
11. С.Н. Соколов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.
12. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 40, 898 (1961).
13. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 43, 708 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1964 г.

Р и с. 1. Схема процессов с участием dH атома в смеси 95% H+5% D.



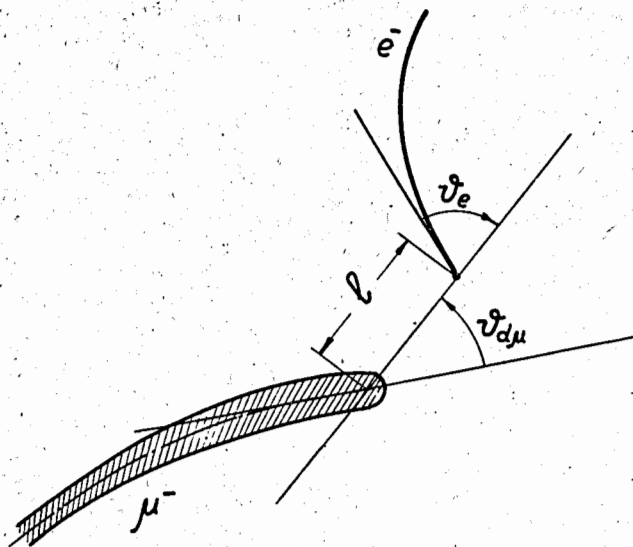


а)

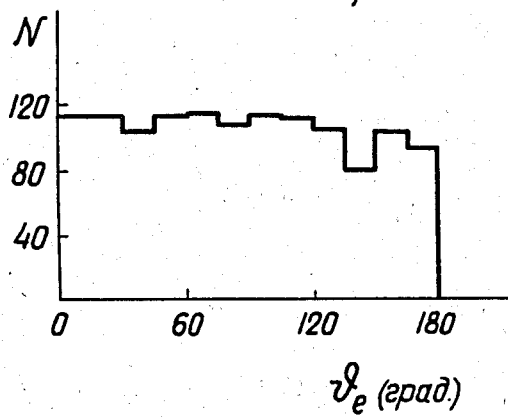
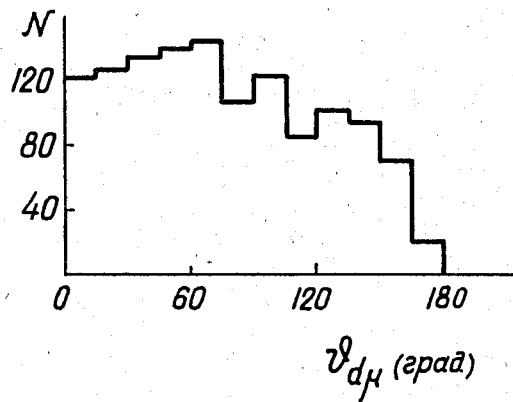


б)

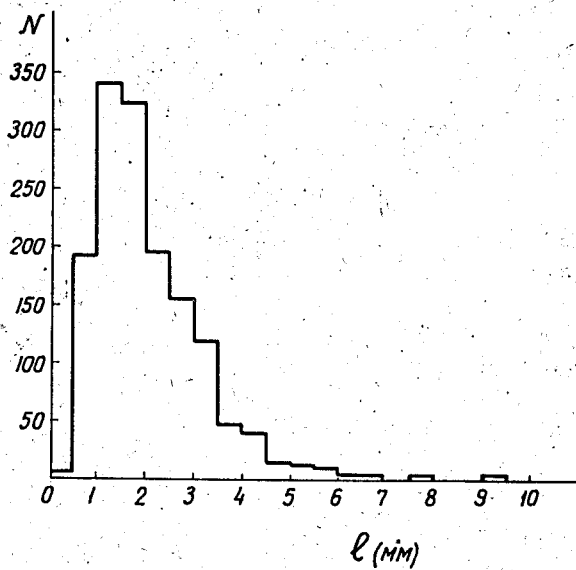
Р и с. 2. Фотографии случаев образования $d\mu$ -атома: а) опыт 2 (мет.спирт); б) опыт 3 (н.проп.спирт). Пробег $d\mu$ -атома наблюдается как смещение начала следа электрона распада относительно точки остановки мюона. В случае а) в начале следа электрона распада видна "точка" - след электрона Оже.



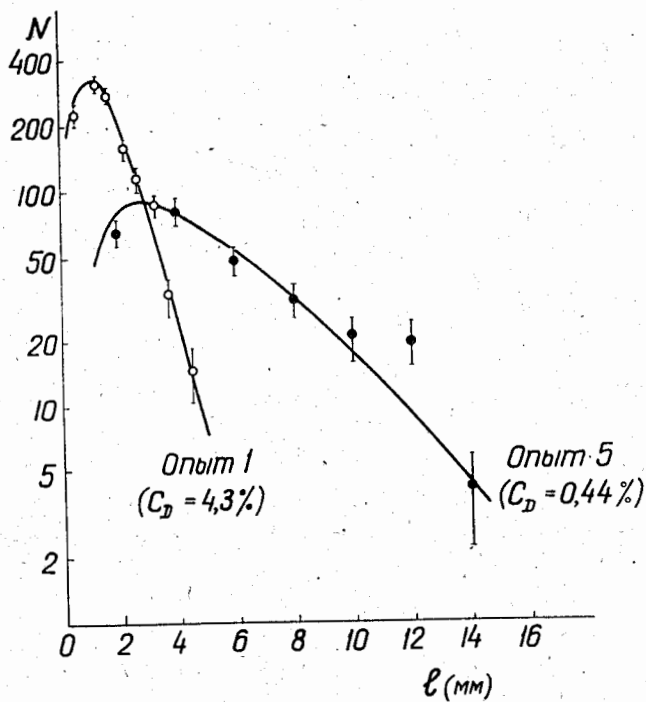
Р и с. 3. Схематический рисунок события с пробегом μ^- -атома.



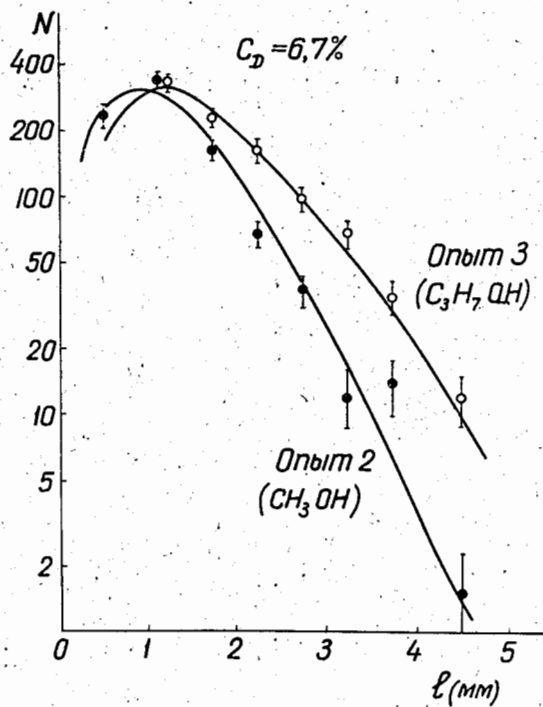
Р и с. 4. Распределение случаев по углам $\theta_{d\mu}$ и θ_e . (опыт 1).



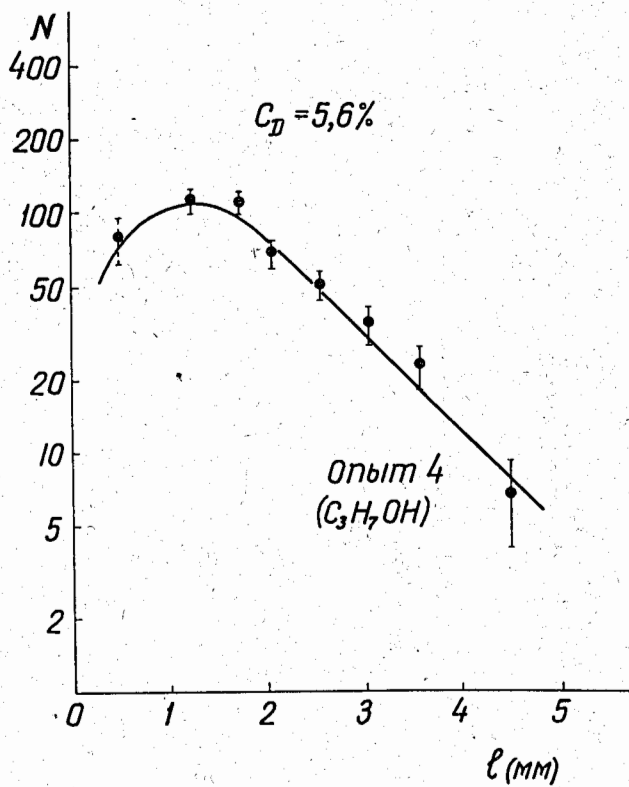
Р и с. 5. Распределение случаев по длине пробега d_{μ} -атома (опыт 1).



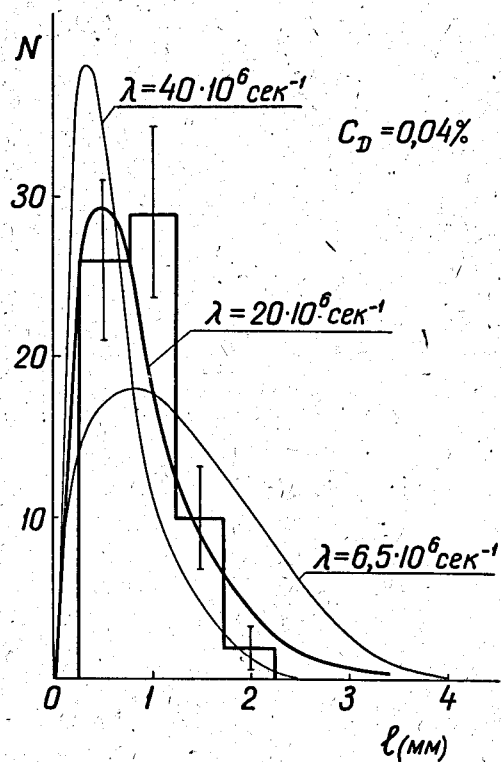
Р и с. 6. Экспериментальные распределения случаев по длине пробега l d_{μ} -атома в опытах 1 и 5. Сплошные кривые рассчитаны по методу Монте-Карло (см. раздел 4) с параметрами, приведенными в табл. 3.



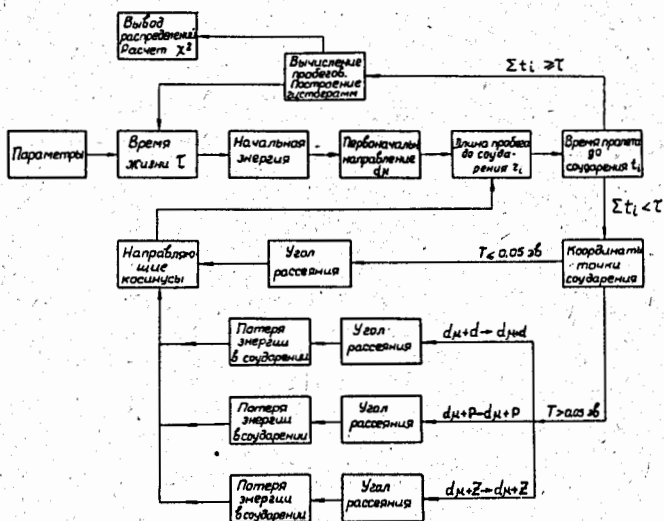
Р и с. 7. То же, что и на рис. 6, для опытов 2 и 3.



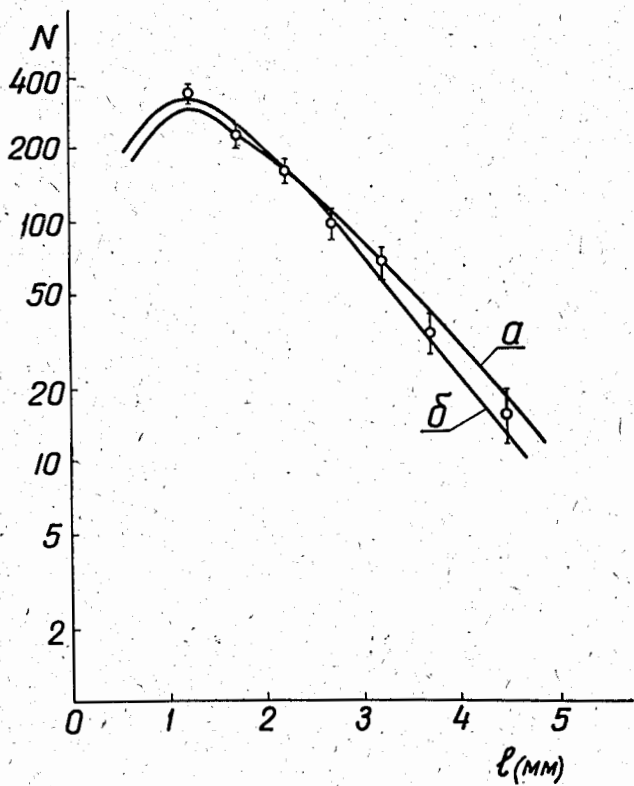
Р и с. 8. То же, что и на рис. 6, для опыта 4.



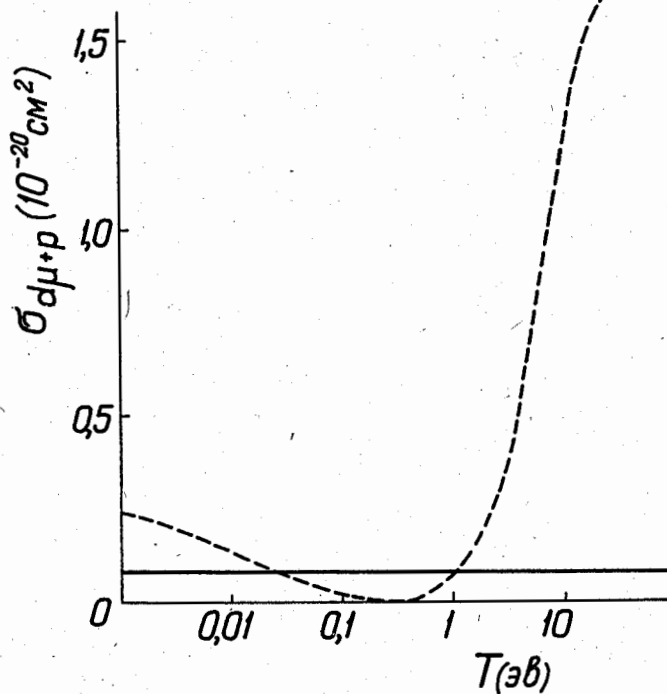
Р и с. 9. То же, что и на рис. 6, для опыта Шиффа¹⁷⁾. Кривые, рассчитанные по методу Монте-Карло, приведены для трех различных значений λ .



Р и с. 10. Схема моделирования процесса замедления $d\mu$ -атомов и вычисления пробегов.



Р и с. 11. Расчетные распределения по длине пробега d_{μ} -атома для опыта 3 с учетом максвелловского движения молекул D_2 (кривая а) и без учета (кривая б). Точками указаны экспериментальные результаты опыта 3.



Р и с. 12. Зависимость сечения упругого рассеяния $d\mu$ -атома на протонах от кинетической энергии мезоатома в л.с. Пунктирная кривая - зависимость сечения по Коэну и др.^[2], сплошная линия - зависимость, использованная в расчете.