

$\frac{7}{Д-40}$ 812



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем
Лаборатория теоретической физики

В.П. Дзелепов, П.Ф. Ермолов, Е.А. Кушниренко,
В.И. Москалев, С.С. Герштейн

Д-812

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
 μ^- -МЕЗОАТОМНЫХ ПРОЦЕССОВ
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

ЖЭТФ, 1962, т.42, в.2, с.439-449.
Sov. Phys., 1962, v.34, n.2, p.424-438.

В.П. Дзепеп, П.Ф. Ермолп, Е.А. Куширенко,
В.И. Москалев, С.С. Герштейн

Д-812

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
 μ^- -МЕЗОАТОМНЫХ ПРОЦЕССОВ
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

Направлено в ЖЭТФ и Nuclear Physics

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

12.4/2 48.

А н н о т а ц и я

С помощью диффузионной камеры в магнитном поле экспериментально изучен ряд μ -мезоатомных процессов в водороде. Получены следующие количественные данные: сечение упругого рассеяния $p\mu$ -мезоатомов на протонах

$\sigma_{pp} = (1,7_{-0,5}^{+0,4}) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$; вероятности перехвата μ -мезона от протона дейтронами и сложными ядрами (С и О), пересчитанные к плотности жидкого водорода, $\lambda_d = (0,95_{-0,21}^{+0,34}) 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ и $\lambda_z = (1,2_{-0,5}^{+0,8}) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$; вероятность образования мезомолекул $pp\mu$ в жидком водороде $\lambda_{pp\mu} = (0,6_{-0,5}^{+0,8}) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$.

Экспериментальные значения λ_d , $\lambda_{pp\mu}$ и λ_z удовлетворительно согласуются с теоретическими, что подтверждает правильность предполагаемых в теории механизмов процессов. Сечение σ_{pp} оказалось близким к теоретическому значению, рассчитанному без учета сверхтонкой структуры мезоатома $p\mu$, однако, не исключается возможность быстрых переходов в нижнее состояние с полным спином мезоатома $F = 0$.

Выполненное в настоящей работе определение абсолютной величины λ_d открывает возможность находить абсолютные вероятности целого ряда μ -молекулярных процессов, используя ее как масштаб.

1. В в е д е н и е

Экспериментальное изучение свойств реакции захвата отрицательных μ^- -мезонов протонами



может дать важные сведения для теории слабых взаимодействий. В то же время до последнего времени реакция (1) относится к числу практически неисследованных процессов среди явлений, связанных со слабым взаимодействием обычных частиц. Трудность решения этой задачи обусловлена не только малой вероятностью указанной реакции, но и в очень большой мере усложнениями, которые вносят в интерпретацию непосредственно получаемых на опыте результатов различные мезоатомные и мезомолекулярные эффекты, предшествующие ей ^{/1-3/}. Как было показано в теоретических работах ^{/1,4/}, вероятность реакции (1) зависит от спинового состояния сверхтонкой структуры, в котором находится $p\mu^-$ -мезоатом водорода ($F = 0$ или $F = 1$), и при плотностях водорода больших 10^{18} ядер/см³, захват μ^- -мезонов должен идти, в основном, из нижнего состояния мезоатома с $F=0$ (F - полный спин мезоатома).

Вероятность захвата μ^- -мезона в водороде существенно зависит также от вероятности образования мезомолекул $pp\mu$ ($\lambda_{pp\mu}$) ^{/5-7/}, так как спиновое состояние таких мезомолекул оказывается аналогичным смеси состояний $F = 1$ и $F = 0$. Особую важность приобретает поэтому экспериментальное определение величины $\lambda_{pp\mu}$ и получение сведений о вероятности переходов $p\mu$ из состояния $F = 1$ в $F = 0$.

μ^- -мезомолекулярные процессы определяют также катализ ядерных реакций μ^- -мезонами в смеси изотопов водорода ^{/8-10/}, и хотя основные экспериментальные факты качественно согласуются с теорией, дальнейшие опыты по определению таких величин, как вероятность перехода μ^- -мезона от протона к дейтрону, вероятность образования мезомолекул $pd\mu$ и вероятность ядерной реакции в этой мезомолекуле также представляют интерес. Ввиду актуальности перечисленных проблем на фазотроне ОИЯИ был поставлен ряд опытов по исследованию мезоатомных процессов, протекающих в водороде и дейтерии. В этих опытах использовалась диффузионная камера высокого давления в магнитном поле.

В настоящей работе сообщаются результаты, полученные в первой серии опытов, относящихся к изучению рассеяния мезоатомов $p\mu$ на протонах, определению вероятностей перехода μ -мезона от протона к дейтрону, образования мезомолекул $pp\mu$ и перехвата μ -мезона от протона сложными ядрами.

2. Сечение рассеяния $p\mu$ -мезоатомов водорода на протонах и переход μ -мезона на сложные ядра

Сечение рассеяния мезоатомов $p\mu$ на протонах теоретически было вычислено в работах ^{/2,6/}. Оно может быть выражено через длины рассеяния a_g и a_u системы $p\mu + p$ в симметричном (a_g) и антисимметричном (a_u) состоянии относительно перестановки пространственных координат протонов. При энергиях ϵ в с.ц.и. мезоатома $p\mu$, значительно больших энергии сверхтонкой структуры мезоатома водорода $\epsilon \gg \epsilon_0$ ($\epsilon_0 \approx 0,2 \text{ eV}$), сечение рассеяния

$$p\mu + p \rightarrow p\mu + p \quad (2)$$

имеет вид

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

где $k^2 = \frac{2M_1 \epsilon}{\hbar^2}$.

Однако, как было показано в теоретической работе ^{/4/}, мезоатом $p\mu$ за время $2 \cdot 10^{-9}$ сек, составляющее около 0,001 времени жизни μ -мезона, в результате столкновений с протонами и благодаря механизму "перескока", должен переходить из состояния сверхтонкой структуры $F=1$ в состояние $F=0$. Результаты измерения деполяризации μ -мезонов в жидком водороде ^{/11/}, по-видимому, не противоречат такому переходу.

Для мезоатомов $p\mu$ в состоянии $F=0$ при тепловых энергиях ($\epsilon \ll \epsilon_0$) это сечение выражается формулой:

$$\sigma_{pp}^{(0)} = 4\pi \left(\frac{a_g + 3a_u}{4} \right)^2. \quad (4)$$

Длины рассеяния a_g и a_u вычислялись в работах ^{/2,6/}. При этом для a_u в обеих

работах получены близкие значения $a_u \approx 5$ (в единицах $a_\mu = \frac{\hbar^2}{\pi \mu e^2} = 2,55 \cdot 10^{-11}$ см), в то время как в величине a_g наблюдается большое различие (согласно /6/, $a_g \approx -11$; согласно /2/, $a_g \approx -17$). Это различие может быть связано с тем, что мезоме-кула $\rho\mu$ имеет виртуальный уровень с энергией, близкой к нулю, и в условиях резонанса величина a_g оказывается весьма чувствительной к принимаемым в этих работах приближениям. Существенно, что в выражении (4) складываются длины рассеяния, имеющие разный знак. В результате величина $\sigma_{pp}^{(0)}$ может оказаться значительно меньше, чем соответствующее значение σ_{pp} при $k = 0^x$). В этих условиях сравнение экспериментально измеренного значения сечения с расчетным дает путь для оценки правильности соответствующих теоретических приближений и, таким образом, для получения сведений о распределении $\rho\mu$ -мезоатомов по спиновым состояниям непосредственно перед распадом мезона или захватом его нуклоном.

Метод. Для экспериментального определения такого сечения может быть использован следующий метод. В силу своей электронейтральности мезоатом $\rho\mu$, движущийся в водороде примерно с тепловой скоростью, будет проходить заметные расстояния (диффундировать) от точки своего образования до распада μ -мезона. Поэтому процесс $\mu - e$ -распада на фотографиях в диффузионной камере должен выглядеть так, что начала треков электронов распада несколько смещены по отношению к концам треков останавливающихся μ -мезонов. Величина возникающих таким образом просветов между треками μ -мезонов и электронов зависит от ряда факторов, и в том числе от сечения рассеяния. Как будет видно из дальнейшего, именно исследование распределения зафиксированных на фотоснимках просветов по длинам и позволяют определить это сечение.

Диффузионная камера с ее в десятки раз более низкой плотностью водорода, чем плотность его в пузырьковой камере, создает очень выгодные условия для отчетливого наблюдения и измерения таких просветов. Основной трудностью в подобных опытах является то, что благодаря присутствию в камере ядер углерода и кислоро-

x) Для принятых в работе /12/ значений параметров $a_g = -17,3$ и $a_u = 5,25$ сечение $\sigma_{pp}^{(0)}$ благодаря "случайному" совпадению $|a_g| \approx 3a_u$ получалось аномально малым. Однако в связи с отмеченной неопределенностью в величине a_g этому обстоятельству нельзя придавать серьезного значения.

да, входящих в состав метилового спирта, на процесс рассеяния (2) накладывается другой процесс - перехват μ -мезонов от протонов к этим ядрам, который будет приводить к некоторому уменьшению величины просветов. Первая часть выполненных нами опытов была посвящена определению сечения рассеяния (2) по μ - e -распадам с просветами и одновременно с этим нахождению вероятности перехвата μ -мезонов на сложные ядра.

Постановка опытов. Диффузионная камера^{/13/} с диаметром рабочей области 380 мм, помещенная в магнитное поле 7200 эрстед, облучалась пучком π^- и μ^- -мезонов с импульсом 260 Мэв/с. Торможение μ -мезонов и поглощение π -мезонов производилось медным фильтром толщиной 11,5 см и стенкой камеры (8 мм стали). Примесь π -мезонов, останавливающихся в камере, определялась по относительному числу однолучевых звезд, вызванных π -мезонами при наполнении камеры гелием, или разделением остановок π и μ -мезонов в водороде путем измерения среднего радиуса кривизны на определенной длине трека. Эта примесь в различных опытах составляла 1-5%. Камера наполнялась водородом, который был очищен от примесей N_2 , O_2 , H_2O и др. путем пропускания через ловушки с силикагелем и активированным углем, охлажденным до температуры жидкого азота. Экспозиция производилась при двух значениях давления водорода. Анализ одного из образцов использованного нами технического водорода показал, что атомная концентрация примеси дейтерия в нем составляет 0,007%.

Первые два опыта выполнены при давлении 22,7 атм, но при разных концентрациях ядер C и O, оценивавшихся по температуре источника пара или по температуре и критическому пересыщению верхней части чувствительной области. Температура источника пара в первом опыте была +2°C, во втором опыте -15°C. Два последних опыта сделаны при давлении водорода 5,0 атм, с уменьшенной поверхностью испарения источника пара, температура которого была 0°C. Кроме того, в последнем опыте концентрация сложных ядер была увеличена за счет добавления 22 мм Hg воздуха.

Результаты опытов. Основные результаты опытов и условия их выполнения приведены в таблице.

Во всех опытах наблюдались наряду с обычными μ - e -распадами случаи с четкими смещениями начала трека электрона распада от конца трека остановив-

шегося μ -мезона размером от полуширины трека ($\approx 0,25$ мм) до 3,5 мм. На рис. 1а представлен пример такого случая, полученный в опыте 1. Длина просвета равна 2 мм. Как величины просветов, так и частота их появления, приведенная в колонке 7, зависят от концентрации сложных ядер и особенно сильно от давления. В условиях водорода с малой примесью дейтерия (технический водород) эти просветы обусловлены диффузией мезоатома $\rho\mu$ за время до распада или перехвата μ -мезона сложным ядром. Переход μ -мезонов на сложные ядра происходит относительно быстро, о чем свидетельствуют следующие наблюдавшиеся нами эффекты:

1) Появление остановок μ -мезонов, не сопровождающихся электронным распадом, и появление звезд с одной или более тяжелыми заряженными частицами (колонка 6), обусловленных ядерным захватом μ -мезонов сложным ядром.

2) Испускание электронов Оже. Часто начало трека электрона распада (в случаях с просветами) сопровождается четкой "точкой", т.е. скоплением группы капель размером 0,3-0,6 мм (рис. 1б). Частота появления этих "точек" зависит от концентрации сложных ядер (колонка 8) и объясняется, по-видимому, короткопробежными электронами Оже, возникающими при каскадном переходе μ -мезона с возбужденных уровней мезоатомов С или О, после перехвата на них μ -мезона с мезоатома $\rho\mu$.

Для выяснения последнего обстоятельства (малости энергии электронов Оже) был поставлен опыт без магнитного поля в тех же условиях, что и опыт 3. Было идентифицировано 43 μ -е -распада, в 10 из которых начало электрона от распада μ -мезона сопровождалось видимой "точкой". Только в 3-4 случаях из всех 43 μ -е - распадов нельзя было исключить присутствие второго электрона, пробег или многократное рассеяние которого указывало бы на то, что его энергия существенно больше 10 Кэв (пробег в камере более 2 мм). Этот факт означает, что после перехода μ -мезона к ядрам С или О большинство испускаемых при этом электронов Оже имеют энергию меньше 10 Кэв.

Наблюдения этих эффектов позволяют определить вероятность перехвата μ -мезонов на сложные ядра. Эта задача оказывается достаточно трудной вследствие малости эффекта и сложности идентификации случаев перехвата. Поэтому было использовано несколько способов определения этой вероятности.

В первом опыте вероятность перехвата определялась по формуле:

$$\lambda'_{zsq} = \frac{\lambda_0 \text{ пост. а}}{n_{\mu e} - \text{пост. а}}, \quad (5)$$

где λ'_z - вероятность перехвата μ -мезона от протона к сложным ядрам в газообразном водороде; s - концентрация сложных ядер (колонка 3); $q = 1$ для опытов 1 и 2 и $q = (5,02/22,7) = 0,22$ для опытов 3 и 4; $\lambda_0 = 0,452 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ - вероятность распада μ -мезона, пост. а - число остановок μ -мезонов без электронов; $n_{\mu e}$ - число μ - e - распадов; $a = \frac{2\lambda_0}{\lambda^c \text{ захв.} + \lambda^o \text{ захв. захв. захв.}}$; λ^c и λ^o - вероятности ядерного захвата μ -мезонов углеродом и кислородом, найденные экспериментально в работе /14/. Этот способ определения предполагает, что вероятности перехвата μ -мезона на ядра С и О одинаковы.

В остальных трех опытах величина λ'_{zsq} определялась следующими методами:

1) По частоте появления Оже - электронов в начале трека электрона распада в предположении, что видимая "точка" появляется при каждом перехвате μ -мезона на сложное ядро. Для выяснения справедливости этого предположения был поставлен опыт, в котором в водород при давлении 21 атм добавлялось 3% ядер С и О (CO_2). С целью увеличения величины просветов в камеру добавлялось также 5% дейтерия (см.раздел 4). В этом опыте около 95% μ -мезонов, находящихся на орбите $d\mu$ -мезоатома, за время до распада будут перехватываться ядрами углерода и кислорода. Из найденных 40 случаев с длинами просветов, большими 1 мм, по крайней мере, в 37 начало трека электрона распада сопровождалось видимой "точкой". Этот факт указывает на то, что не менее, чем в 90% всех случаев переход на сложное ядро сопровождается испусканием электрона Оже.

2) По величине λ'_{zsq} опыта 1 и соотношению числа звезд с видимыми лучами в опытах 2,3,4.

3) По величине λ'_{zsq} опыта 1 и соотношению концентрации сложных ядер в опытах 2,3,4.

Оказалось, что значения вероятностей перехвата на сложные ядра, полученные различными способами, удовлетворительно согласуются между собой. Это в определенной мере подтверждает правильность сделанных предположений и опе-

нок относительных концентраций сложных ядер. В колонке 9 таблицы приведены найденные значения вероятностей перехвата, причем для опытов 2,3 и 4 даны значения, усредненные по всем методам их определения. Указанные погрешности учитывают как статистические ошибки, так и неопределенности в идентификации событий и в определении концентрации сложных ядер.

Измерения длин просветов производились непосредственно на фотопленке при помощи микроскопа УИМ-22 с 50-кратным увеличением (масштаб съемки при фотографировании 1:15). Измерялись длины проекций l' на горизонтальную плоскость расстояний от начала трека электрона распада до конца трека мезона с учетом полуширины трека μ -мезона. При этом исключались случаи, в которых длина проекции трека электрона меньше 5 мм, не четко виден сам электрон или точка остановки μ -мезона перекрыта скоплением капель, сеткой, фоновыми треками и др. Также были отброшены случаи, в которых просвет был вызван местной нечувствительной областью вблизи остановки μ -мезона (в этих случаях обычно трек μ -мезона утоньшается к концу пробега и электрон "смотрит" в точку остановки).

Построенные таким образом распределения проекций пересчитывались в распределения по истинным длинам просветов, и в них вводились поправки, учитывающие долю случаев с просветами, не наблюдаемую из-за конечной ширины треков. Для опытов 2 и 3 эти распределения показаны на рис. 2. Из этих распределений исключено несколько фоновых случаев, число которых оценивалось в специальных измерениях. Численные значения средних квадратов длин просветов приведены в колонке 11. Ошибки в этих значениях учитывают неопределенность от включения в распределения небольшого числа сомнительных случаев.

Определение сечения σ_{pp} упругого рассеяния $p\mu$ -мезоатомов на водороде. Найденные на опыте величины $\lambda'_z \text{ с.г.}$ и \bar{r}^2 позволяют определить сечение σ_{pp} . Действительно, если $p\mu$ -мезоатомы имеют тепловые энергии, то средний квадрат длины просветов связан с коэффициентом диффузии D $p\mu$ -мезоатомов в водороде соотношением

$$\bar{r}^2 = 6 D r, \quad (6)$$

где $\frac{1}{r} = \lambda_0 + \lambda'_z \text{ с.г.}$

Т а б л и ц а 1

№ опыта	Давление H_2 в атм		Концентрация слож-ных ядер C_0 или в водороде в %	Число фоторафий	Итого число оста-новок μ -мезонов (x)	Число звезд с ви-димыми лучами от захвата μ -мезонов сл.ядрами	Процентное отно-шение числа слу-чаев с видимыми просветами	Отношение числа случаев с просвета-ми с Оже-электро-нами к числу слу-чаев без Оже-электронов	$(\lambda_z^I \text{ eq}) \cdot 10^{-6}$ в сек $^{-1}$	$(\lambda_c + \lambda_z^I \text{ eq}) \cdot 10^{-6}$ в сек $^{-1}$	\bar{r}^2 в мм 2	$\sigma_{pp} \cdot 10^{19}$ см 2 ($p\mu + p \rightarrow p\mu + p$)
	1	2										
1	22,7	0,2	4000	718	21	9%	>60%	$0,8^{+0,4}_{-0,2}$	$1,3^{+0,4}_{-0,2}$	$0,10 \pm 0,014$	$1,9^{+0,4}_{-0,6}$	
2	22,7	0,07	8000	550	6	15%	10/26	$0,21^{+0,11}_{-0,07}$	$0,66^{+0,11}_{-0,07}$	$0,22 \pm 0,04$	$1,7^{+0,4}_{-0,5}$	
3	5,02	0,7	16000	202	5	50%	21/10	$0,7^{+0,4}_{-0,2}$	$1,2^{+0,4}_{-0,2}$	$1,4 \pm 0,3$	$0,7^{+0,2}_{-0,3}$	
4	5,02	1,3	7000	98	5	40%	13/4	$1,1^{+1,0}_{-0,5}$	$1,6^{+1,0}_{-0,5}$	$1,1 \pm 0,4$	$0,6^{+0,3}_{-0,4}$	

х) Числа, указанные в этой колонке, приведены за вычетом остановок μ -мезонов и ложных остановок.

xx) В числа звезд, указанные в колонке б, включены однолучевые звезды для опытов 1 и 2 с $l' > 2$ мм для опытов 3 и 4 с $l' > 7$ мм (l' - длина проекции следа на горизонтальную плоскость).

xxx) При определении в этом опыте λ_z^I сч с применением целого ряда критериев отбора было найдено,

$$\text{что отношение } \frac{n_{\text{ост.}}}{n_{\mu e}} = \frac{34}{267}$$

В свою очередь

$$D = \frac{3\pi}{32} \frac{\bar{v}}{N \bar{Q}_d}, \quad (7)$$

где \bar{v} - средняя скорость относительного движения μ и H_2 , N - число протонов в см^3 , а \bar{Q}_d есть усредненное по максвелловскому распределению значение сечения переноса:

$$\bar{Q}_d = \frac{\int_0^{\infty} v^5 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) Q dv}{\left(\frac{m}{2kT}\right)^5}. \quad (8)$$

Входящая в (8) величина Q равна $Q = 2\pi \int (1 - \cos \theta) \sigma(\theta) \sin \theta d\theta$; $\sigma(\theta) d\theta$ - дифференциальное сечение рассеяния μ -мезоатомов в водороде; $m = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ - приведенная масса μ и молекулы H_2 ; T - средняя температура газа.

Так как в реальном водороде рассеяние μ -мезоатомов происходит не на свободных протонах, а на молекулах H_2 , то в действительности здесь в качестве величины $\sigma(\theta)$ необходимо использовать дифференциальное сечение рассеяния мезоатомов μ на молекулах H_2 . Указанную величину нетрудно вычислить, если известно сечение рассеяния μ на свободных протонах. Расчет может быть произведен методом псевдопотенциала, используемого при расчете рассеяния медленных нейтронов на молекулах.

Вычисления величин \bar{Q}_d для рассеяния μ -мезоатомов, находящихся в состоянии $F=0$, на молекулах орто- и параводорода для $\bar{v} = 2,7 \cdot 10^5$ см/сек и температуры $T=242^\circ\text{K}$ (условия нашего опыта) приводят к результату:

$$(\bar{Q}_d)_{\text{пара}} \approx 0,6 \sigma_{\text{pp}}, \quad (\bar{Q}_d)_{\text{орто}} \approx 2 \sigma_{\text{pp}}, \quad (9)$$

а для статистической смеси орто- и параводорода (3/4 : 1/4):

$$\bar{Q}_d \approx 1,6 \sigma_{\text{pp}}. \quad (10)$$

Используя соотношения (6), (7) и (10), находим выражение для определения сечения:

$$\sigma_{pp} = \frac{1,1 \bar{v}}{\bar{r}^2 N (\lambda_0 + \lambda'_z \text{с}q)} \quad (11)$$

Вычисленные по этой формуле сечения σ_{pp} на основе указанных в колонке 9 и 11 значений $\lambda'_z \text{с}q$ и \bar{r}^2 приведены в последнем столбце таблицы.

3. Обсуждение результатов опытов по определению сечения

σ_{pp} и перехвату μ -мезона сложными ядрами

1. Сравнение сечений σ_{pp} , вычисленных по найденным значениям \bar{r}^2 и $\lambda'_z \text{с}q$, показывает, что эффект рассеяния мезоатомов $p\mu$ на сложных ядрах мал, так как он не проявляется при изменении концентрации сложных ядер или давления водорода. Наряду с этим можно отметить, что \bar{r}^2 изменяется более резко при изменении плотности водорода, чем это следует из диффузионной формулы (11) (например, в опыте 3 мы должны ожидать на основании (11) увеличения \bar{r}^2 в 5 раз по сравнению с опытом 1, а не в 13 раз, как это получено экспериментально). Вследствие этого для высоких и низких плотностей водорода получается разница в вычисленных сечениях. По-видимому, это различие нельзя объяснить полностью возможными неучтенными экспериментальными погрешностями. Если это различие действительно существует, то оно может быть обусловлено, например, следующими причинами:

а) $p\mu$ -мезоатом имеет начальную энергию порядка 1 eV^x , существенно превышающую тепловую ($0,02 \text{ eV}$), и сечение рассеяния растет с уменьшением скорости. В этом случае применение диффузионного приближения для рассеяния $p\mu$ -мезоатомов при низких плотностях H_2 (5 атм) может оказаться не совсем оправданным, так как время до распада или перехвата будет сравнимо с временем замедления до тепловой скорости (для энергии $p\mu$ 1 eV число столкновений $p\mu + p$ до замедления составляет около 6, в то время как для $\sigma_{pp} = 1 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ и $v_{\text{тепл.}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ число столкновений до распада или перехвата равно 5).

б) $p\mu$ -мезоатомы могут находиться в двух состояниях $F=0$ или $F=1$,

^{x)} Если переход μ -мезона с высоких орбит на К-орбиту мезоатома происходит в результате столкновений с молекулами H_2 , как это было отмечено Вайтманом /15/, то часть энергии связи молекулы H_2 (около 1 eV) будет передаваться $p\mu$ -мезоатому.

сечения упругого рассеяния в которых отличаются друг от друга в 5-10 раз. В этом случае соответствующим выбором статистических весов этих состояний можно удовлетворить полученным на опыте значениям $\bar{\Gamma}^2$. Эти качественные объяснения возможной разницы в величинах сечений при двух давлениях могут быть проверены лишь при дальнейшем повышении точности получаемых на опыте величин и анализа распределения $\rho\mu$ -мезоатомов по длинам пробегов.

Для сравнения экспериментального абсолютного значения сечения σ_{pp} с теоретическим мы используем величину $1,7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, полученную в опыте с высоким давлением водорода и низкой концентрацией сложных ядер (опыт 2), так как применение диффузионной формулы в этом случае более оправдано (число столкновений $\rho\mu + p$ около 40), а эффекты от сложных ядер малы. Это значение достаточно хорошо согласуется с величиной $3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, полученной Коэном и др. /6/. Однако величина $3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ рассчитана без учета сверхтонкой структуры мезоатома $\rho\mu$. Если воспользоваться длинами рассеяния $a_u = +5$ и $a_g = -11$, найденными Коэном и др., то сечение в состоянии с $F = 0$, рассчитанное по формуле (4), равно $\sigma_{pp}^{(0)} \approx 1 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ и отличается от экспериментального в ~ 20 раз (при $a_u = +5$ и $a_g = -17$, приведенным в работе /2/, величина $\sigma_{pp}^{(0)} < 10^{-20}$). Для согласования теоретического сечения рассеяния в состоянии мезоатома $\rho\mu$ $F = 0$ с экспериментальным при заданной длине рассеяния $a_u = +5$ (в вычислении которой нет заметных расхождений между /2/ и /6/), необходимо положить a_g либо равным +3, либо равным -30. Величина $a_g = +3$ предполагает наличие в системе $\rho\mu$ связанного уровня и кажется поэтому маловероятной (хотя и дает малую величину сечения с переходом в нижнее состояние сверхтонкой структуры). Величина $a_g = -30$ не исключается теоретически, но представляется слишком большой.

Таким образом, экспериментальное значение σ_{pp} не противоречит величине сечения, рассчитанной без учета сверхтонкого расщепления. Но это не исключает возможности быстрых переходов $F = 1 \rightarrow F = 0$. Более определенные заключения вероятно удастся сделать при дальнейшей теоретической оценке возможных значений длин рассеяния a_u и a_g и повышении точности в получаемых на опыте распределениях пробегов $\rho\mu$ -мезоатомов.

2. Механизм перехвата μ -мезонов от ядер водорода сложными ядрами был рассмотрен одним из авторов (С.Г.) и при этом оказалось, что большая

вероятность перехвата ядрами С и О связана с наличием пересечений мезомолекулярных термов в системе $\rho\mu Z$ (если заряд ядра $Z \geq 3$). Указанный механизм объясняет также наблюдаемую на опыте малую величину сечения перехвата μ -мезонов к $\text{He}^{16,17/}$ (поскольку в системе $\rho\mu\text{He}$ отмеченное выше пересечение термов отсутствует). Детальное рассмотрение показывает, что μ -мезон перехватывается от протонов в основном на мезоатомные уровни с главным квантовым числом $n = 4$ для углерода и $n = 5$ для кислорода. Поэтому последующие каскадные переходы мезоатомов на основное состояние с вероятностью, близкой к 100%, должны сопровождаться вылетом одного или нескольких Оже - электронов с энергией несколько KeV. Частота появления видимых в начале трека электрона "точек", а также их размер, находятся в согласии с предложенным механизмом перехода.

Расчет показывает также, что сечения перехвата μ -мезонов ядрами С и О примерно одинаковы: $\sigma v = 1,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$ для углерода и $\sigma v = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$ для кислорода, а вероятность перехвата μ -мезонов ядрами С и О (при плотности жидкого водорода) равна $\lambda_z = 5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Экспериментальная величина λ_z для жидкого водорода, вычисленная по значению $\lambda'_z \text{ сг}$, найденному в первом опыте из соотношения

$$\lambda_z = \lambda'_z \text{ сг} \frac{N_{\text{жидк.}}}{N_{\text{газ.}}} \frac{1}{C_1}, \quad (12)$$

равна $\lambda_z = (1,2_{-0,5}^{+0,8}) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. В соотношении (12) $N_{\text{жидк.}}$ и $N_{\text{газ.}}$ - числа протонов в см^3 для жидкого и газообразного водорода соответственно; $C_1 = (0,002_{-0,0005}^{+0,0013})$ - концентрация ядер С и О в первом опыте. Если принять во внимание приближенный характер расчета и погрешности опытных данных, то можно считать, что это значение λ_z находится в разумном согласии с теоретическим. Учет результатов недавно выполненных опытов по перехвату μ -мезонов ядрами $\text{Ne}^{17/}$ позволяет, по-видимому, высказать даже более общее заключение, что вероятности перехвата μ -мезонов от водорода легкими ядрами меняются не сильно от ядра к ядру. Действительно в $^{17/}$ найдено, что отношение

$$\frac{\lambda_{\text{Ne}}}{(\lambda_0 + \lambda_{\rho\mu})} = (9,5 \pm 3) \cdot 10^3. \text{ Отсюда, используя определенную нами величину } \lambda_{\rho\mu} \text{ (см. раздел 4), получаем } \lambda_{\text{Ne}} = (1,0_{-0,6}^{+1,4}) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}.$$

4. Определение вероятностей перехода μ -мезона от протона к дейтрону и образования мезомолекул $p\mu$

При переходе μ -мезона от мезоатома водорода к дейтрону в реакции



образующийся мезоатом $d\mu$ получает вследствие различия приведенных масс $p\mu$ и $d\mu$ энергию 45 eV. Как известно, в опытах Альвареца и др.^{/8/} было обнаружено, что мезоатом $d\mu$ с такой энергией имеет пробег в жидком водороде около 1 мм.

Этот факт позволял надеяться, что при давлении газообразного водорода в диффузионной камере около 20 атм пробег мезоатома $d\mu$ будет существенно большим и таким образом появляется сравнительно легкий способ определения вероятности перехода (13).

Постановка эксперимента с дейтерием была аналогичной опыту 1 (см. раздел 2). Концентрация дейтерия в водороде была подобрана в специально поставленных опытах и составляла 0,44%. Были приняты меры, чтобы избежать большого числа проходящих через камеру частиц, которые затруднили бы идентификацию событий с переходом на дейтерий. Исползованный в опытах газообразный дейтерий был тщательно очищен от трития, и примесь в нем трития составляла меньше, чем $5 \cdot 10^{-14}$ атомных долей.

На 10000 фотографиях было найдено около 800 случаев, из которых около половины были обычными $\mu - e$ -распадами, а остальные имели просветы между концом остановившегося μ -мезона и электроном, достигавшие 10-15 мм. На рис. 3 приведены два примера таких случаев с просветами 7 и 11 мм.

Распределение 341 случая по длинам проекций просветов l' на горизонтальную плоскость с $l' > 1$ мм показано на рис. 4 (за вычетом фона случаев с просветами от диффузии атомов $p\mu$). На этом же рисунке плавной кривой нанесено расчетное распределение проекций длин просветов. Оно получено на основе распределения истинных длин просветов, имеющего вид:

$$\frac{dn}{dl} = A \exp \left\{ bl - \frac{\lambda}{v_0 b} [\exp(bl) - 1] \right\} \quad (14)$$

где $b = \frac{1}{2} N \sigma \eta$, N - число протонов в см^3 ; σ - сечение упругого рассеяния атомов $d\mu$ на протонах, дейтронах и сложных ядрах, принимавшееся равным $7 \cdot 10^{-21} \text{см}^2$; η - доля энергии мезоатома $d\mu$, теряемая при одном столкновении, $\eta = 0,45$; v_0 - начальная скорость мезоатома $d\mu$, равная $6,6 \cdot 10^6 \text{см/сек}$; λ - сумма вероятностей перехвата μ -мезона с дейтрона на сложные ядра С и О и вероятности свободного распада μ -мезона, принимавшаяся равной $\lambda = 1,5 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$. При расчете распределения (14) предполагалось, что $d\mu$ -мезоатом теряет свою энергию только при столкновении с протонами, и так как при таком рассеянии возможное отклонение от его первоначального направления не превышает 30° в лабораторной системе, считалось, что он движется по прямой. Кроме того учитывалось, что путь, пройденный $d\mu$ -мезоатомом, определяется не только замедлением, но также временем до распада или перехвата μ -мезона на сложное ядро. Из рис. 4 можно видеть, что наблюдается качественное согласие расчетного и измеренного распределений. При определении вероятности перехода μ -мезона от протона к дейтрону в суммарное число таких случаев были внесены наиболее существенные поправки: поправка на неэффективность наблюдения случаев с просветами (+17%), фон ложных событий (-8%) и вклад от области с $l' < 1 \text{ мм}$ (+4%). В результате было найдено, что отношение числа μ -мезонов, перешедших на дейтерий, к числу не перешедших равно $1,12 \pm 0,18$. Отсюда вероятность перехода $p_{\mu + d \rightarrow d\mu + p}$ составляет $(1,45^{+0,51}_{-0,32}) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$. Деля это значение на концентрацию дейтерия и умножая на соотношение плотностей жидкого и газообразного водорода, получаем следующее значение для вероятности перехода μ -мезона от протона к дейтрону в жидком водороде:

$$\lambda_d = (0,95^{+0,34}_{-0,21}) \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}.$$

Полученное экспериментальное значение λ_d хорошо согласуется с величиной $1,14 \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$, рассчитанной по методу уточненного адиабатического приближения Беляевым и др. ^{/18/}, а также Ксэном и др. ^{/6/}.

Знание абсолютного значения λ_d , играющего большую роль, например, в явлениях катализа, особенно ценно еще и тем, что оно открывает путь для определения другой важной для мезомолекулярной физики величины, а именно, вероятности образования мезомолекул $pp\mu$ в жидком водороде. Действительно, в нескольких работах ^{/8,17/} определялся выход реакции $d\mu + p \rightarrow \text{He}^3 + \mu$

в зависимости от концентрации дейтерия и находилось следующее отношение

$\lambda_d / (\lambda_0 + \lambda_{pp\mu})$. Наиболее достоверные данные для этого отношения были недавно получены Шиффом^{/17/}. Он нашел, что

$$\frac{\lambda_d}{\lambda_0 + \lambda_{pp\mu}} = (8,9^{+6,2}_{-3,6}) \cdot 10^3.$$

Подставляя сюда величину найденного нами значения λ_d , получаем абсолютную вероятность образования мезомолекул $pp\mu$ в жидком водороде

$$\lambda_{pp\mu} = (0,6^{+0,8}_{-0,5}) \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$$

Это значение согласуется в пределах ошибок с рассчитанным Зельдовичем и Герштейном^{/5/} значением $\lambda_{pp\mu} = 1,3 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$ и существенно меньше величин $6,5 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$ и $9 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$, вычисленных Коэном и др.^{/8/} и Ву и др.^{/7/}.

Далее на основе результатов работы^{/17/}, приняв для найденного нами экспериментального значения $\lambda_{pp\mu}$ ее величину по верхней ошибке, можно сделать оценку верхнего значения абсолютной величины вероятности образования мезомолекул $pd\mu$ в жидком водороде. Если допустить, что вероятности перехода μ -мезона от протона и дейтрона к неону одинаковы, то получаем $\lambda_{pd\mu} < 0,6 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$. Следует указать, что это значение не противоречит оценке, следующей из опытов Ашмора и др.^{/9/} $\lambda_{pd\mu} > 0,2 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$, но сильно расходится с оценкой $\lambda_{pd\mu} > 10^7 \text{ сек.}^{-1}$, полученной при исследовании катализа ядерных реакций в жидкодейтериевой камере^{/10/}.

5. 3 а к л ю ч е н и е

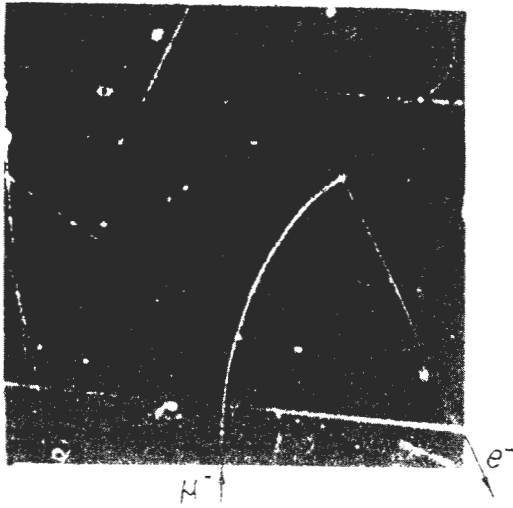
В работе экспериментально определены некоторые количественные характеристики ряда мезоатомных процессов в водороде. Хотя полученная величина сечения рассеяния $pp\mu$ -мезоатома на протонах σ_{pp} близка к ожидаемому теоретическому значению сечения, рассчитанному без учета сверхтонкой структуры, вопрос

х) В работе^{/5/} получено значение $\lambda_{pp\mu} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$ для числа ядер водорода в см^3 , равного $N = 4,2 \cdot 10^{22}$; величина $\lambda_{pp\mu} = 1,3 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}$ относится к $N = 3,5 \cdot 10^{22}$, которое соответствует рабочим условиям жидководородной камеры.

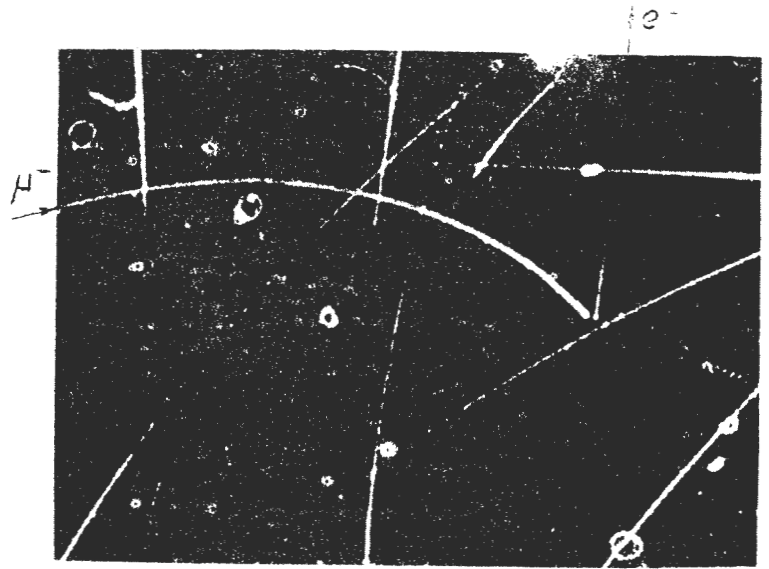
о вероятности переходов $F=1 \rightarrow F=0$ остается открытым. Более определенные заключения по этому поводу возможно удастся сделать на основе дальнейшего изучения распределений $p\mu$ -мезоатомов по длинам пробегов и теоретического уточнения длин рассеяния a_g и a_u . Найденные значения λ_d , $\lambda_{pp\mu}$ и λ_z достаточно хорошо согласуются с расчетными и подтверждают правильность предложенных в теории механизмов процессов. Однако повышение точности экспериментальных значений этих величин и в особенности вероятности образования мезомолекул $pp\mu$ в жидком водороде является необходимым в связи с проблемой захвата μ -мезонов протонами.

Наметившееся противоречие в оценках величины $\lambda_{p\mu}$, полученных из экспериментов, выполненных с водородом при малой примеси дейтерия и с жидким дейтерием с малой примесью водорода^{/10/}, могло бы указывать на возможность нового механизма катализа и поэтому опыты по непосредственному определению $\lambda_{p\mu}$ в настоящее время особенно интересны.

Авторы пользуются случаем выразить глубокую благодарность Я.Б.Зельдовичу за ценные дискуссии, коллективу отдела синхроциклотрона и в особенности Т.Н.Томилиной и Е.И.Розанову за обеспечение хорошей работы ускорителя в импульсном режиме, Е.М.Кучинскому, Н.П.Василистову, А.В.Бржестовской и Е.А.Курчевской за выполнение работ по очистке дейтерия от трития, лаборанткам Л.Краснослободцевой, Т.Сажневой и Ю.Сайкиной за помощь в просмотре фотографий и измерениях.



а)



б)

Рис. 1. Фотографии $\mu^- e^-$ - распадов в водороде (опыты 1,2). Смещения между началом трека электрона распада и концом трека остановившегося μ^- -мезона обусловлены диффузией $p\mu^-$ -мезоатома.

- а) в начале трека электрона распада нет видимой "точки";
- б) в начале трека электрона распада наблюдается видимая "точка" (электрон Оже).

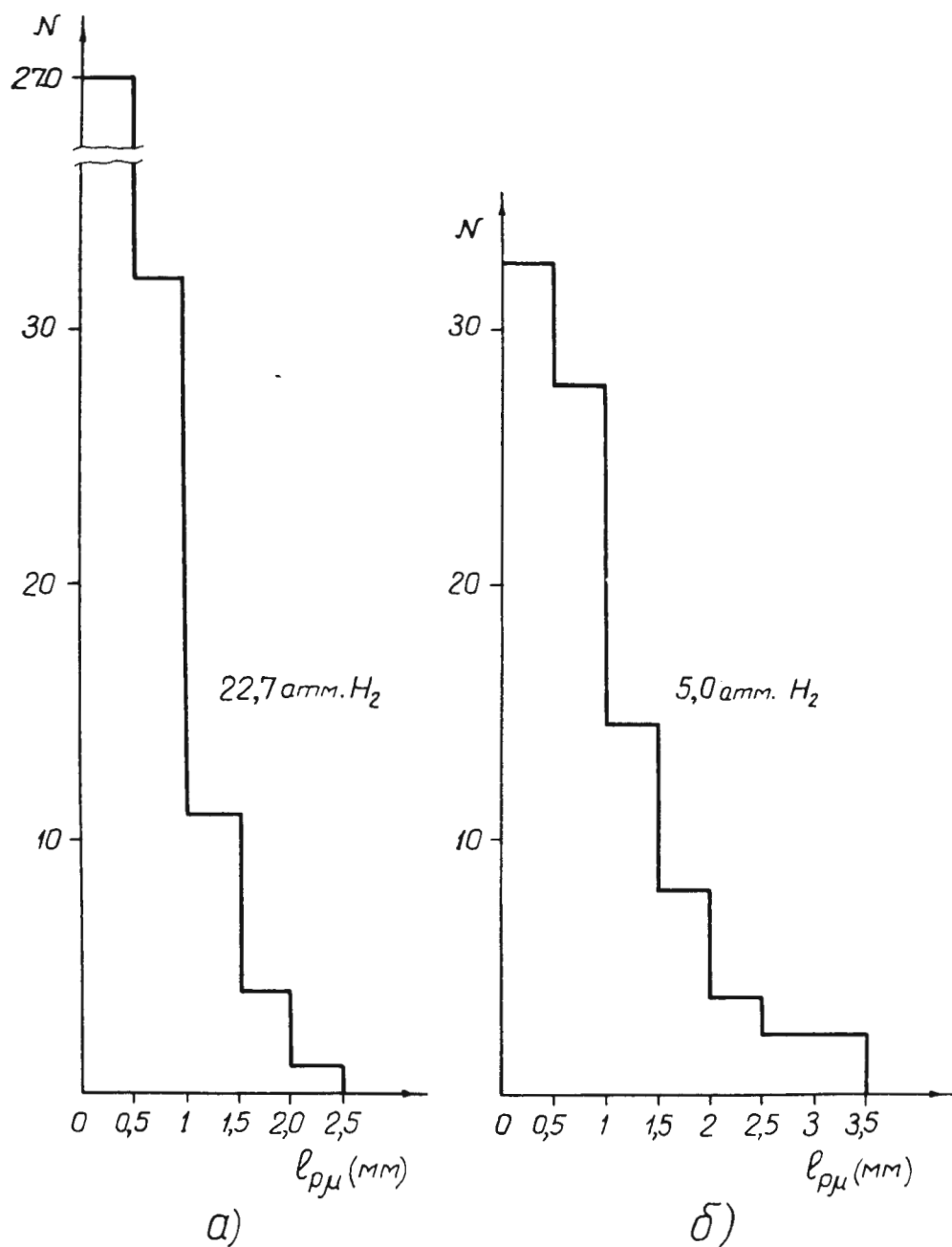
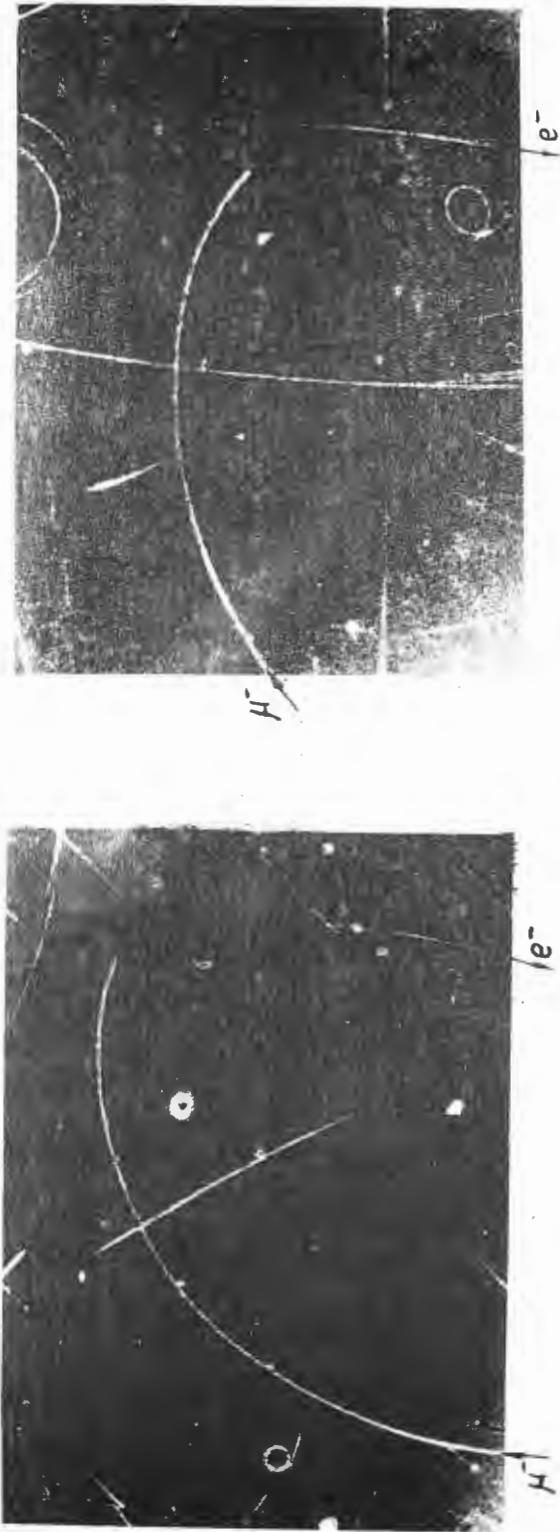


Рис. 2. Распределение числа случаев $\mu - e$ - распадов в водороде по длинам просветов.

а) давление H_2 22,7 атм (опыт 2)

б) давление H_2 5,0 атм (опыт 3).



а)

б)

Рис. 3. Фотографии $\mu^- e^-$ - распадов в водороде с примесью дейтерия. Смещения между началом трека электрона распада и концом оставшегося μ^- -мезона обусловлены процессом $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$ и последующим пробегом $d\mu^-$ -мезоатома.

а) в начале трека электрона распада нет видимой "точки";

б) в начале трека электрона распада наблюдается видимая "точка" (электрон Оже).

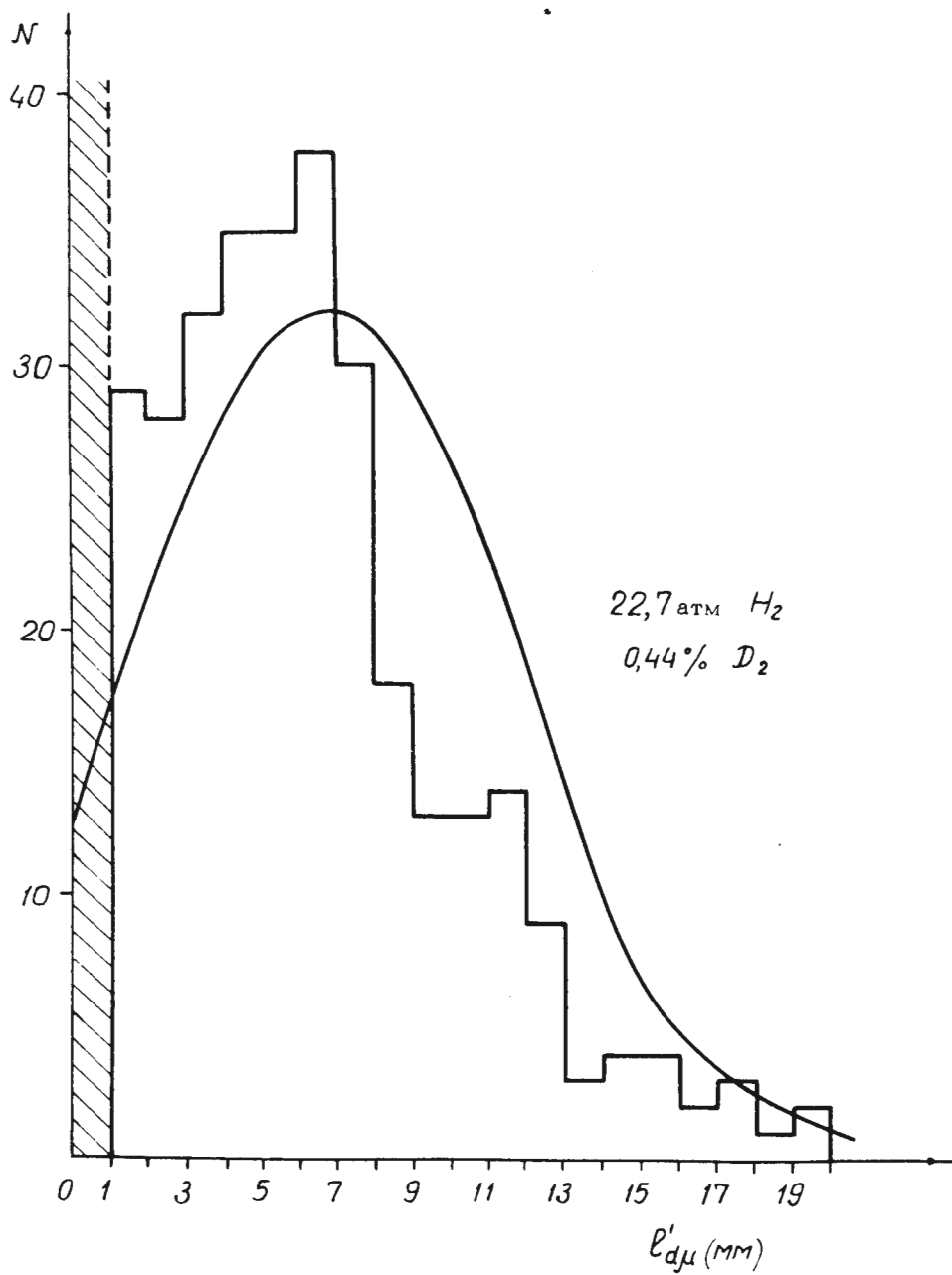


Рис. 4. Распределение по проекциям длин просветов числа случаев $d\mu$ - мезоатомов, образовавшихся в процессе $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$ ($P_{H_2} = 22,7$ атм, $C_{D_2} = 0,44\%$). Плавная кривая - расчетное распределение (см. текст).

Л и т е р а т у р а

1. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 35, 821 (1958).
2. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн (обзор) УФН, 71, 581 (1960).
3. Ч.Primakoff. Revs.Mod.Phys., 31, 802 (1959); S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 4, 575 (1960);
L.Wolfenstein, V.L.Telegdi. Proceedings of the 1960 Annual Intern. Conference on High Energy Physics
at Rochester, p. 529, p. 713.
4. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 34, 463 (1958).
5. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 35, 649 (1958).
6. S.Cohen, D.L.Yudd, R.J.Riddell. Phys.Rev., 119, 397 (1960).
7. Та-You Wu, Ч.L.Rosenberg and Ч.Sandstrom.Nucl.Phys., 16, 432 (1960).
8. L.W.Alvarez et al., Phys.Rev., 105,1127 (1957); M.Cresti, K.Gottstein, А.Ч.Rosenfeld and Ч.K.Ticho.
Report UCRL 3782, p.8, 1958 (unpublished).
9. A.Ashmore, R.Nordhagen, K.Strauch and B.M.Townes. Proceedings Phys. Soc. (London) 71, 161 (1958).
10. J.G.Fetkovich, T.Ч.Fields, G.B.Yodth, M.Derrick. Phys. Rev. Lett., 4, 570 (1960).
11. А.Е.Игнатенко, Л.Б.Егоров, Б.Халуца, Д.Чултэм, ЖЭТФ, 35, 894 (1958).
12. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 36, 1309 (1959).
13. Ю.А.Будягов, С.Виктор, В.И.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.И.Москалев. Материалы конференции по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым камерам, Дубна, 1958. ЖЭТФ, 38, 734 (1960).
14. J.C.Sens. Phys. Rev., 113,679 (1959).
15. A.F.Weightman. Thesis, Princeton 1949; Phys.Rev., 77, 521 (1950).
16. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Б.Понтекорво, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов,
В.И.Цулков-Ситников, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, Д-678, Дубна (1961)
17. M.Shiff, preprint EFNS-61-33, Report 351, June, 1961.
18. В.Б.Беляев, С.С.Герштейн, Б.Н.Захарьев, С.И.Ломнев. ЖЭТФ, 37, 1652 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 октября 1961 года.