

с 346.38
Д-405

23/9-6

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Д-2015



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

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

РАССЕЯНИЕ $p\mu$ -АТОМОВ НА ПРОТОНАХ

неЭТФ, 1965, т49, 62, с392-405

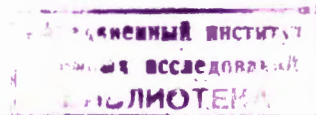
1965

Д-2015

3035/2 кг

В.Л.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.В.Фильченков

РАССЕЯНИЕ $p\mu$ -АТОМОВ НА ПРОТОНАХ



1. Введение

Ранее авторами с помощью водородной диффузионной камеры, в рабочем объеме которой останавливались отрицательные мюоны, наблюдались случаи со смещениями начала следа электрона распада относительно точки остановки мюона на 0,5–3 мм и было показано, что эти смещения обусловлены пробегами нейтрального $p\mu$ -атома. С помощью использования измеренного значения среднего квадрата длин пробегов в диффузионном приближении было найдено сечение рассеяния $p\mu$ -атомов на протонах

$$p\mu + p \rightarrow p\mu + p, \quad (1)$$

равное $\approx 10^{-19} \text{ см}^2/1/$. Согласно теории, сечение процесса (1) должно сильно зависеть от спинового состояния $p\mu$ -атома (на основном уровне $p\mu$ -атом может находиться либо в триплетном состоянии с суммарным спином протона и μ -мезона $F = 1$, либо в синглетном с $F = 0$). При этом для статистической смеси этих состояний сечение рассеяния $\sigma_{1,0} \approx 10^{-18} \text{ см}^2/2/$, в то время как для синглетного состояния $\sigma_0 \leq 10^{-20} \text{ см}^2/2-4/$. Так как экспериментальное значение $\sigma_{p\mu+p}$, полученное в $1/$, является промежуточным между $\sigma_{1,0}$ и σ_0 , то нельзя было сделать определенных выводов о спиновом состоянии $p\mu$ -атома перед распадом мюона. Последнее обстоятельство особенно важно в связи с проблемой изучения захвата мюона протонами в газообразном водороде, поскольку вероятность захвата существенно зависит от спиновой ориентации протона и мюона $15/$.

В настоящей работе процесс (1) изучался более детально с использованием на порядок большего статистического материала. Сечения находились из анализа распределений числа случаев по пробегам $p\mu$ -атомов в различных рабочих условиях.

II. Постановка опытов и экспериментальные результаты

Диффузионная камера в магнитном поле 7000 эрстед экспонировалась в пучке отрицательных мезонов с начальным импульсом 260 Мэв/с, тормозившихся и останавливающихся в газе камеры. Примесь остановок Π -мезонов составляла 4,5%. Подробное описание схемы опыта и условий экспериментов на пучке мезонов от синхроциклотрона ОИЯИ приводилось ранее $1,6,7/$.

Для того, чтобы выяснить, как наблюдаемые эффекты зависят от плотности водорода и Z-примесей (атомы углерода и кислорода всегда присутствуют в рабочем объеме камеры в виде паров спирта), было сделано 4 опыта. Экспериментальные условия и результаты идентификации событий приводятся в табл. 1. В опытах 1,2 в качестве рабочей жидкости использовался метиловый спирт. В опыте 3 плотность атомов C и O была понижена за счет применения нормального пропилового спирта^{/7/}. Указанная в табл. 1 для опытов 1-3 суммарная плотность атомов C и O оценена на средней эффективной высоте чувствительного слоя. В условиях опыта 4 концентрация примесей была резко увеличена за счет добавления углекислого газа и этана в отношении, соответствующем одинаковому количеству атомов углерода и кислорода.

1. Время жизни μ -атома

От количества Z-примесей существенно зависит время жизни μ -атома τ . Если пренебречь малым вкладом процесса перехвата мюона к дейтронам^{/1,8/} (что имеет место в условиях данных опытов), то время жизни τ и обратная ему величина λ (суммарная скорость "неупругих процессов") будут определяться выражением

$$1/\tau = \lambda = \lambda_0 + \lambda'_Z C_Z + \lambda'_{\nu\mu} \quad , \quad (2)$$

где λ_0 - скорость распада свободного мюона, $\lambda'_Z C_Z$ - скорость перехода мюона к сложным ядрам, концентрация которых равна C_Z , $\lambda'_{\nu\mu}$ - скорость образования мезомолекул $\nu\mu$ в газообразном водороде.

В настоящей работе использовался метод определения λ , основанный на сравнении выходов звезд с видимыми лучами от захвата мюонов ядрами углерода и кислорода при различных суммарных концентрациях последних. Пусть Y_1 и Y_2 выходы звезд на один остановившийся мюон в опытах с концентрациями Z-примесей C_1 и C_2 соответственно. Тогда, если $C_1 < C_2 < 1$, так что прямой посадкой мюона (без перехода с μ -атома) на орбиту C_μ и O_μ можно пренебречь, то λ (для концентрации C_1) будет определяться выражением

$$\lambda = \frac{(\lambda_0 + \lambda'_{\nu\mu}) Y_2 (1 - \frac{C_1}{C_2})}{Y_2 - Y_1} \quad . \quad (3)$$

Следует отметить, что при соотношении $C_1 \ll C_2$, которое выполняется в наших условиях, если сравнивать опыты 1-3 с опытом 4, значение λ мало чувствительно к неопределенности в концентрации Z-примесей. При отборе звезд применялись следующие критерии отбора: 1) длина каждого из лучей звезды должна быть больше 0,4 мг/см² водорода; 2) для однолучевых звезд с длиной луча менее 2 мг/см² угол вылета должен быть больше 20°; 3) длина следа останавливающегося мюона должна быть больше 2 см.

Т а б л и ц а 1

Но- мер опы- та	Давление водорода (атм)	Рабочая жидкость	Суммарное число ато- мов С и О в см ³ (10 ¹⁹)	Число фотогра- фий	Число мюонных оста- новок	Число мюонных звезд	Число μ → e распадов	Число собы- тий с види- мым про- бегом рμ-атома	Окончатль- ное число событий
1	23,2	СН ₃ ОН	0,15±0,05	18.780	2540	28±5	1860	85	997
2	4,8	СН ₃ ОН	0,15±0,05	32.910	2100	31±6	810	228	475
3	4,6	С ₃ Н ₇ ОН	0,03±0,01	31.840	3300	17±4	682	118	182
4	23,0	СН ₃ ОН	2,4 ±0,3	37.800	7050	135±14	4750	-	-

(добавлено
0,7% С₂Н₆
+1,3% СО₂)

Отделение мюонных звезд от пионных, доля которых была наибольшей в опыте 4, производилось по относительному измерению масс останавливающихся мезонов. Измерения производились на репроекторе с помощью шаблонов переменной кривизны, изготовленных по параметрическому уравнению кривой для тяжелых частиц, останавливающихся в веществе в присутствии магнитного поля. Для данной плотности водорода и постоянного магнитного поля в уравнение входит только один параметр α , связанный с массой частицы соотношением $\alpha \sim (m)^{-0,75}$.

Измерения проводились только для той части событий, в которых первичный след останавливающейся частицы был больше 40 мм. Кроме того измерялись только одно- и двухлучевые звезды. При этом отбрасывается около 50% пионных звезд и только 8% мюонных звезд. На рис. 1 для опыта 4 представлено распределение первичных следов в звездах по параметру α . Плавной кривой на рисунке изображена функция разрешения для мюонных звезд, найденная по измерениям следов мюонов в $\mu \rightarrow e$ распадах. В результате разделения звезд опыта 4 было найдено, что из полного числа звезд 211, вызванных частицами, останавливающимися в газе камеры, к пионным звездам относятся 76 ± 11^x . Для опытов 1 и 2 суммарный вклад пионных и мюонных звезд от прямой посадки составлял 10%, в то время как для опыта 3 он не превышал 4%. В таблице 1 приводятся окончательные числа мюонных звезд для каждого опыта.

Используя значения выхода звезд в опыте 4 и суммарного выхода звезд в опытах 1 и 2, с помощью выражения (2) мы нашли, что средняя скорость "неупругих" процессов в опытах с метиловым спиртом

$$\lambda = (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Малый вклад в λ за счет образования мезомолекул $\text{p}\pi$ определялся на основе данных для жидкого водорода $^{18,9/}$ путем пересчета по плотности.

Из найденной в опытах с метиловым спиртом величины следует, что скорость перехода мюона от протона к ядрам C и O в пересчете к плотности жидкого водорода равна

$$\lambda_{C,O}^p = (2,2 \pm 0,9) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}.$$

Это значение $\lambda_{C,O}^p$ хорошо согласуется с величиной, найденной в наших ранних опытах $^{1,8/}$. Для опыта 3 суммарная скорость "неупругих" процессов близка к скорости распада свободного мюона и составляет

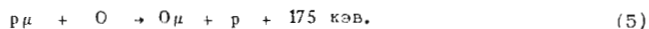
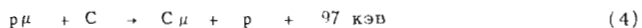
$$\lambda = (0,67 \pm 0,07) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

^{x)} Выход пионных звезд находится в хорошем согласии с ожидаемым из "Z-закона" для вероятности прямой посадки π -мезона на оболочку πZ -атома.

Последняя величина получена с учетом различной вероятности захвата мюонов ядрами углерода и кислорода.

Выход событий, в которых начало следа электрона сопровождается видимой "точкой" (след электрона Оже)^{/7/}, для опыта 3 был примерно вдвое меньше, чем для опытов 1 и 2, что и следует ожидать, исходя из значений λ для этих опытов.

Результаты наших опытов позволяют также дать количественную оценку вероятности перехода мюона с $p\mu$ -атома непосредственно на основной уровень $Z\mu$ -атома с отдачей энергии связи протону, т.е. вероятности реакций



На рис. 2 для опытов с низким давлением водорода (опыты 2 и 3) приведено распределение числа событий по размеру "точек", измеряемому в направлении наибольшей протяженности. Стрелками на этом рисунке указаны ожидаемые пробеги протонов в реакциях (4) и (5). С учетом эффективности регистрации протонов получено, что в процессе перехода мюона к $Z\mu$ -атому вклад реакций (4) и (5) не превышает 3%.

2. Распределения по проекциям "пробегов" $p\mu$ -атомов

На фотографиях, относящихся к опытам 1-3, наблюдались события, связанные с образованием и последующим пробегом $p\mu$ -атома, т.е. случаи, в которых начало следа электрона распада смещено относительно точки останова мюона.

Для последующих измерений были отобраны лишь те случаи, в которых начало следа электрона распада сопровождается видимой "точкой" (след электрона Оже). Фотография такого события приводится на рис. 3. При таком отборе отбрасывается примерно 50% событий с видимыми "пробегами" (смещениями) $p\mu$ -атомов для опытов 1 и 2 и около 70% - для опыта 3, но при этом более четко идентифицируется "пробег" и он может быть более точно измерен.

Так же, как и ранее^{/1,7/}, с помощью микроскопа УИМ-22 для отобранных событий измерялись длины проекций ℓ на горизонтальную плоскость "пробегов" $p\mu$ -атомов и строились распределения числа случаев по ℓ через интервал 0,5 мм. На рис. 4 представлено распределение по ℓ для опыта 2, из которого можно видеть, что фон ложных событий в интервале 0,5-3 мм пренебрежимо мал. В распределении по ℓ для опыта 1, концентрация дейтерия в котором была известна и составляла 0,007%, учитывался фон случаев, связанный с образованием и пробегами $d\mu$ -атомов. Этот фон составлял 5% в интервале $\Delta\ell$ 0,5÷2 мм.

При построении распределений для каждого интервала Δl вносились поправки, учитывающие различную эффективность регистрации событий с разными значениями l , связанную с конечной шириной следа мюона. Как и ранее^{/7/}, это производилось с помощью измерения угловых характеристик событий. Поправки составляли в среднем 15% от общего числа зарегистрированных случаев. В интервал $\Delta l = 0 \div 0,5$ мм включены также случаи и без видимых смещений. Число таких случаев оценено из общего числа $\mu \rightarrow e$ -распадов и вероятности перехода к Z -примесям.

Полученные распределения по l для опытов 1-3 представлены на рис. 5. Ошибки в каждой точке наряду со статистическими ошибками включают и неопределенности от введения поправок. В последней колонке таблицы 1 приводятся интегральные числа случаев для каждого опыта после введения всех поправок.

III . Анализ экспериментальных данных

В анализе используются результаты теоретических расчетов сечения процесса (1)^{/2-4,10/}. Согласно^{/2-4/} сечение рассеяния μ -атома на протонах для энергии μ -атома, существенно большей энергии сверхтонкого расщепления, дается выражением:

$$\sigma_{1,0} = 4\pi \left(\frac{3}{4} a_u^2 + \frac{1}{4} \frac{a_g^2}{1 + \frac{k^2}{a_g^2}} \right). \quad (6)$$

Это сечение является суммой когерентного рассеяния (без изменения спина) и некогерентного (с изменением спина). Сечение некогерентного рассеяния, т.е. сечение перехода $F=1 \rightarrow F=0$, согласно работе^{/10/}, дается выражением:

$$\sigma_{1 \rightarrow 0} = 4\pi \frac{3(a_u - a_g)^2}{16 + k_0^2 (3a_u + a_g)^2}. \quad (7)$$

Для μ -атомов в состоянии $F=0$ при энергиях мезоатомов $E < \Delta E$ ($\Delta E = 0,2$ эв - энергия сверхтонкого расщепления) выражение для сечения упругого рассеяния имеет вид:

$$\sigma_0 = 4\pi \left(\frac{3a_u + a_g}{4} \right)^2. \quad (8)$$

В выражениях (6-8) $k^2 = \frac{2ME}{\hbar^2}$; $k_0^2 = \frac{2M\Delta E}{\hbar^2}$, a_g и a_u - длины рассеяния на мезоатомных потенциалах V_g и V_u , соответствующих симметричному и антисимметричному состояниям $\rho\rho$ - системы относительно перестановки пространственных координат двух протонов. Для величины a_u различными авторами^{/3,4/} получены близкие значения $a_u \approx 5$ (в мезоатомных единицах $\hbar^2/m_\mu e^2 = 2,56 \cdot 10^{-11}$ см), в то время как для a_g вычисленные значения существенно отличаются: согласно^{/3/} $a_g = -17$, согласно^{/4/} $a_g = -11$.

Очевидно, что если время перехода из $F = 1$ в $F = 0$ значительно меньше времени жизни $p\mu$ -атома, то экспериментальные распределения по пробегам $p\mu$ -атомов будут описываться только одним значением сечения для состояния с $F = 0$. В противном случае необходимо учитывать вклад всех трех процессов рассеяния.

Кроме того, анализ должен учитывать возможность наличия у $p\mu$ -атома начальной энергии, превышающей тепловую. Согласно ^{/11/}, после захвата мюона на высокую орбиту $p\mu$ -атома (с главным квантовым числом $n \geq 14$) часть энергии возбуждения может идти на химическую диссоциацию молекул H_2 , так что при переходе из начального состояния в основное (за время $\sim 10^{-11}$ сек) $p\mu$ -атом приобретает кинетическую энергию порядка 1 эв. Необходимо также учесть вклад сечения процесса



При анализе распределений $N(\rho)$ предполагалось, что сечение процесса (9) равно сечению упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на сложных ядрах, равному $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, и определенному нами ранее ^{/7/}.

Испытывая соударения с протонами, $p\mu$ -атом замедляется до тепловых энергий. В области таких малых энергий, с которыми движется $p\mu$ -атом (≤ 1 эв), рассеяние происходит не на свободных протонах, а на молекулах H_2 . Сечение процесса $p\mu + H_2$, приведенное к одному протону, должно отличаться от сечения $p\mu + p$ и сильно зависеть от энергии.

В соответствии с вышеизложенным, анализ экспериментальных распределений выполнялся последовательно в несколько стадий:

1) предполагалось, что для описания всех экспериментальных распределений $N(\rho)$ можно использовать одно "эффективное" сечение при постоянной скорости $p\mu$ -атома (диффузионное приближение);

2) то же, что и в 1), но с учетом начальной скорости $p\mu$ -атома (метод Монте-Карло).

3) анализ распределений выполнялся с учетом выражений (6-8) с целью определения вклада сечений $\sigma_{1,0}$ и σ_0 .

На всех стадиях расчет производился методом наименьших квадратов на электронно-вычислительной машине, и при этом сравнивались распределения, относящиеся к опытам 1, 2 и 3, путем использования соответствующих значений для плотности протонов в см^3 n_p , плотности сложных ядер n_z и времени жизни $p\mu$ -атома τ .

1. Диффузионное приближение. В этом случае можно показать, что распределение по "пробегам" ρ для $p\mu$ -атомов имеет вид

$$N(r) \sim r e^{-r/L}, \quad (10)$$

а распределение по проекциям "пробегов"

$$N(\ell) \sim \ell K_0(\ell/L) \quad (11)$$

($K_0(\ell/L)$ - функция Бесселя). Здесь L - длина диффузии, определяемая как

$$L = \left(\frac{1}{3} \frac{1}{n_p \Sigma} \bar{v}_{p\mu} \tau \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где Σ - "сечение переноса",

$$\Sigma = A \sigma_{p\mu+p} (1 - \overline{\cos \theta}), \quad (13)$$

связ.
 $A = \sigma_{p\mu+p} / \sigma_{p\mu+p}$ - коэффициент, учитывающий различие в сечениях процессов $p\mu+p$ и $p\mu+H_2$,
 $\overline{\cos \theta}$ - средний косинус угла рассеяния; τ - время жизни $p\mu$ -атома; $\bar{v}_{p\mu}$ - средняя скорость относительного движения $p\mu$ и H_2 , равная в наших условиях ($T = 240^\circ K$) $2,7 \cdot 10^{+5}$ см/сек.

В дальнейших расчетах мы использовали аналогию в поведении $p\mu$ -атомов и нейтронов, и переход от реального процесса рассеяния $p\mu+H_2$ к процессу $p\mu+p$ был произведен по методу Кригера и Нелкина^{/12,13/}, который является одним из приближенных методов расчета рассеяния медленных нейтронов на молекулах. Эти методы основаны на использовании псевдопотенциала Ферми. В нашем случае условия применимости таких расчетов выполняются, так как длина рассеяния $p\mu$ -атома ($\approx 10^{-10}$ см) много меньше, чем длина волны $p\mu$ -атома и меядерное расстояние в молекуле H_2 ($\approx 10^{-8}$ см). В методе Кригера и Нелкина точное квантово-механическое рассмотрение всех возможных переходов между вращательными и колебательными уровнями молекулы в процессе рассеяния заменяется процедурой усреднения на основе масс-тензорного приближения и приближения малых времён рассеяния. Такие расчеты правомерны в области, где энергии нейтронов велики по сравнению с расстоянием между вращательными уровнями молекулы (0,01 эв), но малы по сравнению с энергией возбуждения колебательных уровней (≈ 1 эв). В этой области энергий результаты подобных вычислений очень хорошо согласуются с опытом.

Указанное условие для энергий выполняется в настоящих опытах, так как энергия теплового движения $p\mu$ -атома, усредненная по максвелловскому спектру, составляет при $T = 240^\circ K$ 0,03 эв. Ввиду того, что при таких температурах в рассеянии участвует несколько вращательных переходов, в расчетах пренебрегается корреляциями (обусловленными принципом Паули) между вращательным состоянием молекулы и значением ее спина (не выделяется рассеяние на орто- и параводороде). Следуя работам^{/12,13/}, выражение для дифференциального сечения рассеяния $p\mu$ -атомов на связанных протонах для синглетного состояния $p\mu$ -атома можно записать в виде:

$$\left[\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right]_{\rho\mu+\nu}^{\text{связ.}} = \sigma_{\rho\mu+\nu} \frac{4,25}{\pi\sqrt{E_{\alpha}E_0}} \int d\epsilon \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon+E_0}{q}} e^{-0,62q^2} e^{-\frac{14,4}{q^2}(\epsilon+0,84q^2)^2} \right\}, \quad (14)$$

где $\epsilon = E - E_0$ и $q = |\vec{k} - \vec{k}_0|$ - изменение энергии и импульса $\rho\mu$ - атома в соударении ($E_0 = 0,03$ эв, $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$); приведенные численные коэффициенты в (14) вычислены для данных экспериментальных условий. Выражение (14) получено с учетом максвелловского движения молекул H_2 и записано в лабораторной системе координат. Численное интегрирование (14) по углам дает, что $\sigma_{\rho\mu+\nu}^{\text{связ.}} = 1,6 \sigma_{\rho\mu+\nu}$, т.е. $A = 1,6$. Выражение для дифференциального сечения в случае рассеяния в триплетном спиновом состоянии несколько усложняется, однако, оценки показывают, что значение A изменяется не более чем на 7%. Используя (14), легко рассчитать средний косинус угла рассеяния

$$\overline{\cos \theta} = \int_0^{\pi} \cos \theta \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\theta / \int_0^{\pi} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\theta. \quad (15)$$

Последний оказывается равным $\overline{\cos \theta} = 0,40$.

При аппроксимации экспериментального распределения по θ функцией (11) методом наименьших квадратов было найдено, что $\Sigma = (1,21 \pm 0,17) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Значение $\sigma_{\rho\mu+\nu}$ определенное из соотношения (13), приведено в первой строке таблицы II. Здесь же приведено значение χ^2 , из которого можно видеть, что оно существенно больше ожидаемого значения χ^2 , равного 17 (18 экспериментальных точек, один варьируемый параметр). Таким образом, простое диффузионное приближение плохо согласуется с экспериментальными данными.

Метод Монте-Карло. На этом этапе анализа было учтено, что $\rho\mu$ -атом обладает начальной энергией $E_{\text{нач}} = 1$ эв. В этом случае функции распределений по проекциям "пробегов" мезоатомов рассчитывались методом Монте-Карло, как это было сделано в /7/ для вычисления пробегов $d\mu$ -атомов. В области энергий мезоатома $E_{\text{тепл}} < E_{\rho\mu} \leq E_{\text{нач}}$ считалось, что $\rho\mu$ -атом рассеивается на свободных протонах. В этом случае угловое распределение полагалось изотропным в системе ц.и. Для тепловых энергий мезоатома принималось, что сечение возрастает в 1,6 раза и угловое распределение в лаб. системе бралось в виде (14), т.е. использовались результаты расчета по методу Кригера-Нелкина. Сравнение расчетных распределений с экспериментальными производилось при помощи χ^2 -анализа аналогично тому, как это сделано в работе /7/. В таблице II приведено полученное значение $\sigma_{\rho\mu+\nu}$ и значение χ_{min}^2 , которое в этом случае близко к ожидаемому. Таким образом, можно заключить, что экспериментальные данные хорошо описываются в приближении одного сечения. Особо подчеркнем, что это имеет место лишь при учете наличия у $\rho\mu$ -атома начальной энергии, существенно превышающей тепловую.

Определение длины рассеяния a_g . Дальнейший анализ заключался в определении вклада сечений рассеяния $\sigma_{1,0}$ и σ_0 в измеренное сечение $\sigma_{p\mu+p}$. Для этого были использованы зависимости сечений $\sigma_{1,0}$, σ_0 и σ_0 от длин рассеяния, определяемые выражениями (6-8). Если считать значение длины рассеяния a_u известным из теории и равным $a_u = 5^{1/3} \cdot 4^{1/4}$, то все три сечения будут функциями одной величины a_g . На рис. 6 изображены зависимости от величины a_g сечений $\sigma_{1,0}$ и σ_0 , а также функции $\gamma = \frac{\sigma_{1,0}}{\sigma_{1,0} + \sigma_0}$, представляющей собой вероятность перехода $p\mu$ -атома из триплетного состояния в синглетное в одном соударении. Все сечения даны для энергии 1 эв. На этом рисунке прямой линией, параллельной оси абсцисс, представлено экспериментальное сечение $\sigma_{p\mu+p}$, полученное из анализа распределений методом Монте-Карло.

Из рисунка видно, что экспериментальному значению $\sigma_{p\mu+p}$ отвечают лишь два значения длины рассеяния a_g : одно близ $a_g = (+5)$, другое - близ $a_g = (-35)$.

Более точное определение возможных значений a_g производилось с помощью метода Монте-Карло по программе, описанной ранее для определения $\sigma_{p\mu+p}$, но с включением моделирования процесса перехода между спиновыми состояниями $p\mu$ -атома. Анализ экспериментальных распределений по методу наименьших квадратов дает здесь значения $a_g = (3 \pm 1)$ и $a_g = -(33 \pm 1)$. На рис. 7 показан ход зависимости $\chi^2(a_g)$, иллюстрирующий наличие 2-х решений.

Для найденных значений a_g нами проводился также дополнительный анализ, заключающийся в варьировании значения начальной энергии, задаваемой в методе Монте-Карло при расчете распределений по "пробегам". Эта энергия варьировалась нами в пределах $0,03 \text{ эв} \leq E_{\text{нач}} \leq 5 \text{ эв}$. Окончательные значения a_g с учетом неопределенности, связанной с неточным знанием начальной энергии, приводятся в таблице II. Там же даны соответствующие значения χ_{min}^2 .

Т а б л и ц а II

Вариант	Результаты	$\frac{\chi_{\text{min}}^2}{(\chi^2 = 17)}$
1. Диффузионное приближение	$\sigma_{p\mu+p} = (1,26 \pm 0,18) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$	38
2. Метод Монте-Карло. Приближение одного сечения	$\sigma_{p\mu+p} = (1,73 \pm 0,19) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$	24
3. Метод Монте-Карло. Учет спиновых состояний $p\mu$ -атома	$a_g = + (3 \pm 2)$ (мезоатом. единицы)	25
	$a_g = - (33 \pm 2)$ (мезоатом. единицы)	22

IV. Результаты анализа и обсуждение

В таблице II суммированы результаты анализа экспериментальных распределений по длинам пробегов $\rho\mu$ -атомов. Как уже отмечалось, распределения, измеренные для различных плотностей водорода, при совместном анализе всех данных можно описать, используя только одно "эффективное" сечение рассеяния. При этом значительно лучшее согласие с опытом достигается в том случае, если допустить, что $\rho\mu$ -атом при своем образовании приобретает кинетическую энергию в несколько эв. Следует отметить, что это последнее обстоятельство согласуется с теоретическим рассмотрением Вайтманом и Бете и Леонсом^{/11/} начальной стадии образования мезоводородных атомов, в котором учет наличия у них начальной скорости порядка 10^6 см/сек оказывается важным для интерпретации данных опытов по захвату π^- и K^- -мезонов протонами или дейтронами. Наличие начальной скорости у $\rho\mu$ -атома, отличной от скорости теплового движения, приводит к тому, что при низкой плотности водорода (5 атм) он за время жизни не успевает термализоваться. Этим объясняется найденная нами ранее^{/1/} по методу диффузионного приближения зависимость сечения $\sigma_{\rho\mu+p}$ от плотности водорода.

В таблице III, наряду с параметрами, отвечающими минимуму χ^2 , приведены также средняя скорость и среднее число соударений $\rho\mu$ -атома с молекулами H_2 полученные методом Монте-Карло.

Тот факт, что распределения по l описываются одним значением сечения рассеяния, означает, что либо скорость перехода из триплетного состояния в синглетное очень велика и измеренное сечение является сечением рассеяния в состоянии $F=0$, либо эти переходы почти полностью отсутствуют. Этот же факт проявляется в том, что при фиксированной длине рассеяния $a_n = +5$ опыту одинаково хорошо удовлетворяют два значения длины рассеяния a_g (таблица II). Соответственно этому мы получили два набора сечений, найденных по двум разным длинам рассеяния a_g , и одной фиксированной длине рассеяния a_n . Эти два набора приведены в таблице IV. Здесь же приведены результаты теоретических расчетов Герштейна и Зельдовича и Коэна и др. (Длина рассеяния a_g и соответствующие сечения для работы Коэна и др.^{/4/} найдены нами по фазам рассеяния при энергии мю-атома, меньшей энергии сверхтонкого расщепления, приведенным в этой работе). В последней строке таблицы IV приведена скорость перехода мю-атома из состояния $F=1$ в $F=0$ для плотности жидкого водорода, вычисленная из соотношения $W_{1,0} = \alpha_{1,0} n_p \frac{v}{v_{\rho\mu}}$ при соответствующих значениях длин рассеяния.

Возникает проблема, какой из наборов имеет большие основания на существование? На основе приведенного ниже рассмотрения этот вопрос удастся решить в пользу первого набора.

Действительно, как ранее было указано^{/1/}, расхождение в теоретических значениях длины рассеяния a_k может быть связано с наличием в системе $p\bar{p}$ для потенциала V_k виртуального уровня с энергией, близкой к нулю. В этих условиях рассеяние носит резонансный характер и значение длины рассеяния a_k сильно зависит от изменения параметров потенциала V_k и, следовательно, от точности и строгости теоретических расчетов этого потенциала, выполненных с рядом приближений^{/3,4/}. Достаточно сказать, что в адиабатической потенциала V_k функции Морза $U = U_0 (e^{-2b(R-R_0)} - 2e^{-b(R-R_0)})$ нужно лишь на 5% увеличить глубину потенциальной ямы U_0 или изменить параметр $b = 0,67$ на $b = 0,65$, чтобы значение a_k изменилось от -17 до -33 . С этой точки зрения вполне возможно, что найденное на основе экспериментальных данных значение $a_k = -33$ и оба теоретических лежат в одних и тех же пределах, определяемых точностью теоретических вычислений. Следует отметить, что последние обычно выполнялись в первом порядке теории возмущений по параметру m_μ / m_p . Учет более высоких приближений должен приводить к понижению основного термина, следовательно, к лучшему согласию с опытом. Укажем также, что недавно выполненные вариационным методом более точные расчеты^{/14/} уровней в $p\bar{p}$ -системе приводят к увеличению глубины U_0 по сравнению с предшествующими расчетами. С другой стороны, значение $a_k = +3$ требует не только весьма существенного изменения потенциала V_k (такого, что параметр b меняется от $0,67$ до $b = 0,40$), но и предположения о существовании в системе $p\bar{p}$ связанного уровня (с энергией около 90 эв), что теоретически представляется крайне маловероятным.

Таким образом, значение длины рассеяния $a_k = -33$ не противоречит теории, но является прямым отражением того факта, что в системе $p\bar{p}$ рассеяние носит сильно резонансный характер.

Отсюда возникает следующий важный для понимания механизма захвата мюонов протонами вывод работы: так как при значении $a_k = -33$ скорость перехода $p\bar{p}$ -атома из состояния с полным спином $F=1$ в $F=0$ оказывается большой $W_{1,0} = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$ (см. таблицу IV), то должна наблюдаться полная деполаризация мюонов не только в жидком водороде, но и в газообразном при давлениях порядка 20 атм и, таким образом, захват мюонов протонами должен практически всегда происходить из состояния с $F=0$. Лишь при давлениях порядка атмосферы и ниже деполаризация может не быть полной, так как вследствие наличия у мю-атома начальной скорости и малого числа столкновений будут возможны обратные переходы.

Следует подчеркнуть, что этот вывод не противоречит известным экспериментальным данным по измерению деполаризации мюонов в жидком водороде^{/15/} и определению вероятности захвата мюонов из состояния $p\bar{p}$ -молекулы^{/16/}.

Существование в системе $p\mu p$ близкого к нулю виртуального уровня и интенсивного резонансного рассеяния могло бы привести к существенному увеличению скорости образования мезомолекул $p\mu$ в парасостоянии^{/3,17/}. В работе^{/4/} дана оценка

Т а б л и ц а III

№ опыта	Параметры, отвечающие минимуму χ^2			Средняя скорость ($10^5 \frac{\sigma_{p\mu}}{\text{см}^2 \text{сек}}$)	Среднее число соударений	Число разыгрываемых случаев	χ^2_{min}
	$n_p \sigma_{p\mu+p}^{-1} \times$ (см^{-1})	$n_z \sigma_{p\mu+z}$ (см^{-1})	λ (10^6сек^{-1})				
1	360	1,80	1,40	2,88	84,5	3000	5,3
2	75	1,80	1,40	3,36	16,8	1500	3,5
3	72	0,36	0,67	2,94	30,4	1000	13,4

х) Здесь сечение $\sigma_{p\mu+p}$ - сечение рассеяния в синглетном состоянии $p\mu$ - атома при тепловой энергии, т.е. $\sigma_{p\mu+p} = 1,6 \sigma_0$.

Т а б л и ц а IV

Величины	Э к с п е р и м е н т		Т е о р и я	
	решение при $a_g = - (33 \pm 2)$	решение при $a_g = + (3 \pm 2)$	Герштейн и Зельдович ($a_g = -17$)	Коэн и др. ^{/4/} ($a_g = -11$)
$\sigma_{1,0}$ (см^2)	$(24 \pm 5) \cdot 10^{-19}$	$(1,74 \pm 0,30) 10^{-19}$	$6 \cdot 10^{-19}$	$3,5 \cdot 10^{-19}$
σ_0 (см^2)	$(1,67 \pm 0,30) 10^{-19}$	$(1,61 \pm 0,30) 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-21}$	$8 \cdot 10^{-21}$
$\sigma_{1 \rightarrow 0}$ (см^2)	$(16,8 \pm 3,0) 10^{-19}$	$(4,9 \pm 1,3) \cdot 10^{-21}$	-	-
$\Psi_{1 \rightarrow 0}$ (сек^{-1})	$(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{10}$	$(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$

величины этой скорости для плотности жидкого водорода и показано, что по порядку величины она будет составлять 10^2сек^{-1} . Оценка сделана из длины рассеяния $a_g = -11$. Можно показать также, что скорость образования молекул $p\mu$ путем ЕО (электрического монополюсного) перехода в состояние с нулевым моментом будет пропорциональна a_g^2 (при $a_g \gg 1$). В этих условиях замена теоретической величины $a_g = -11$ на экспериментальное значение $a_g = -33$ повлечет за собой увеличение скорости образования мезомолекул в парасостоянии всего примерно на порядок, т.е. до 10^3сек^{-1} , что все равно пренебрежимо мало по сравнению со скоростью образования молекул

в ортосостоянии. Последняя согласно теории ^{/3-4/} и эксперименту ^{/8-9/} составляет около $2 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность С.С.Герштейну за интерес к работе и ценные дискуссии и Ф.Л. Шапиро и К.Парлинскому - за обсуждение вопросов, связанных с применением метода Кригера-Нелкина.

Л и т е р а т у р а

1. В.П. Дзелянов, П.Ф. Ермолов, Е.А. Кушниренко, В.И. Москалев, С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439 (1962).
2. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 36, 1309 (1959).
3. Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн. УФН, 71, 581 (1960).
4. S. Cohen, D.Z. Judd and R.J. Riddell. Phys. Rev., 119, 397 (1960)
5. Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 35, 821 (1958).
6. В.П. Дзелянов. Атомная энергия, 14, в.1, 27 (1963).
7. В.П. Дзелянов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев, В.В. Фильченков, М. Фримл. ЖЭТФ, 47, 1243 (1964).
8. V.P. Dzhelelov, M. Friml, S.S. Gerstein, Yu.V. Katyshev, V.I. Moskaev and P.F. Yermolov. Proc. of the 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 464.
9. G. Conforto, C. Rubbia, E. Zavattini, S. Focardi, Nuovo Cim., 33, 1001 (1964).; E.J. Bleaser, E.W. Anderson, L.M. Lederman, S.L. Rosen, J.E. Rothberg and I.T. Wang. Phys. Rev., 132, 2679 (1963).
10. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 34, 462 (1958).
11. M. Leon and H.A. Bethe. Phys. Rev., 127, 636 (1962).
A.S. Wightman, Phys. Rev., 77, 521 (1950).
12. J.A. Janik and A. Kowalska. Inst. of Nucl. Phys., Crakow Rep. - 255 (1962).
13. T.J. Krieger, M.S. Nelkin. Phys. Rev., 106, 290 (1957).
14. W.R. Wessel and Paul Phillipson. Phys. Rev. Lett., 13, 23 (1964).
15. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров, Б. Халуца, Д. Чултэм. ЖЭТФ, 35, 894 (1958).
16. J.E. Rothberg, E.W. Anderson, E.J. Bleaser, L.M. Lederman, S.L. Rosen and I.T. Wang. Phys. Rev., 132, 2664 (1963).
C. Rubbia. Proc. Int. Conf. on Weak Interactions, Brookhaven, 1963.
17. Я.Б. Зельдович. ДАН, 95, 493 (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1965 г.

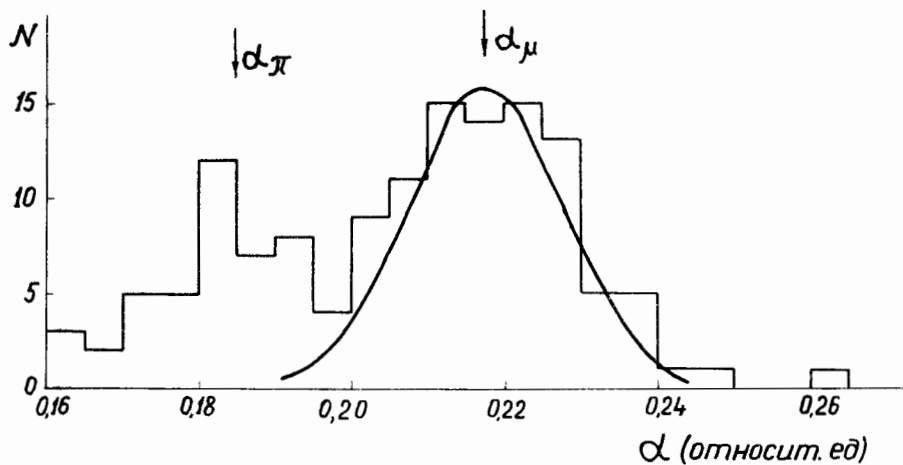


Рис. 1. Распределение первичных следов в пионных и мюонных звездах по параметру α для опыта 4. Плавная кривая - функция разрешения для мюонных звезд.

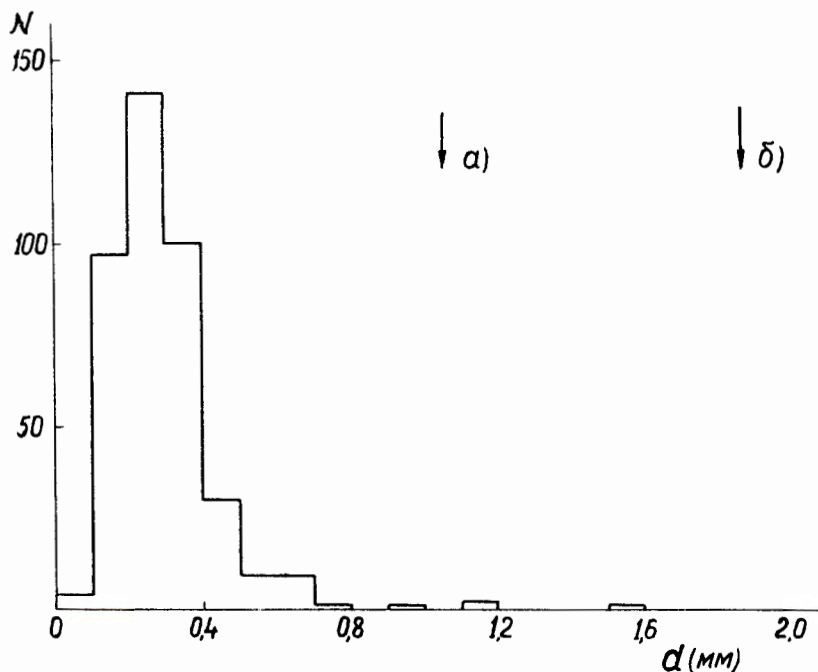


Рис. 2. Распределение числа событий по размеру "точек" d в случаях с видимым пробегом p_i -атома. Стрелками а) и б) указаны ожидаемые величины пробегов протонов в реакциях 4 и 5, соответственно.

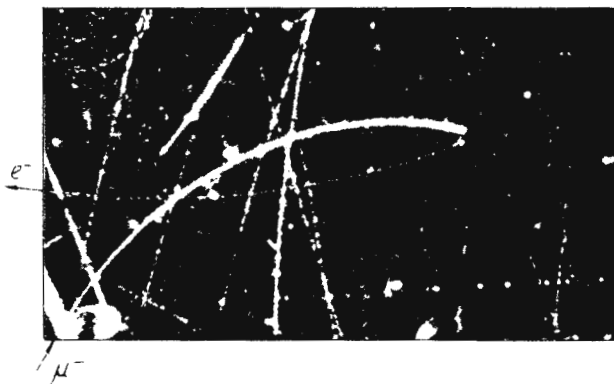


Рис. 3. Фотография случая с видимым пробегом μ^- -атома.

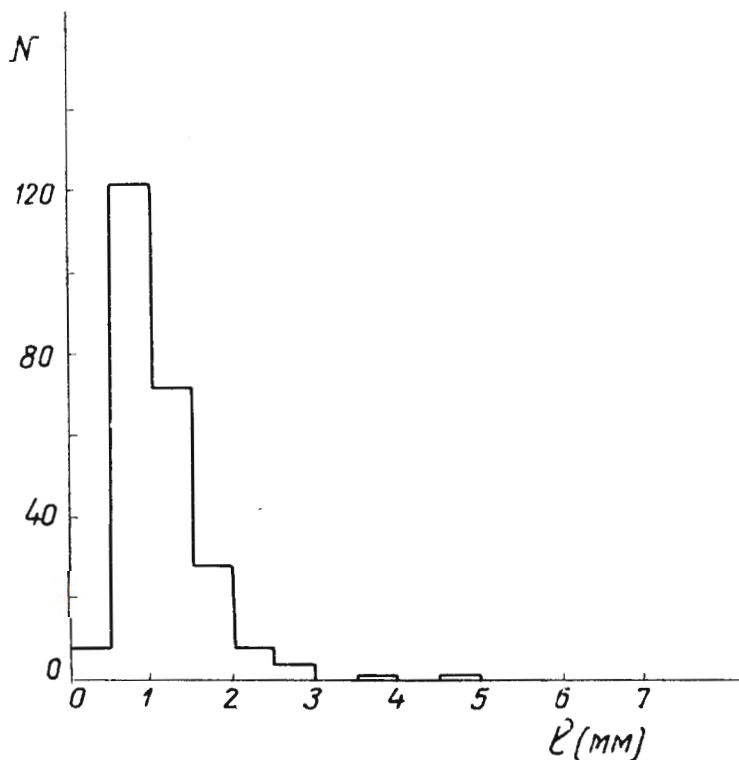


Рис. 4. Распределение случаев по длине пробега μ^- -атома для опыта 2 (без введения поправок на эффективность регистрации).

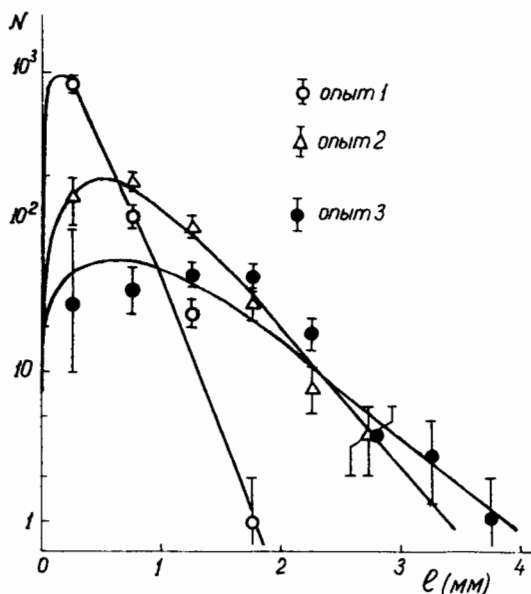


Рис. 5. Экспериментальные распределения случаев по длине пробега l для α -атомов в опытах 1, 2 и 3. Плавные кривые рассчитаны по методу Монте-Карло с параметрами, приведенными в таблице II.

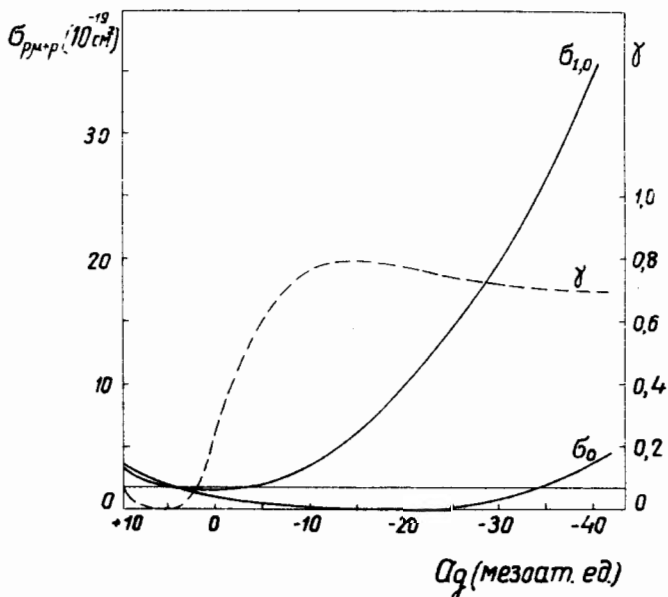


Рис. 6. Зависимость сечений $\sigma_{1,0}$, σ_0 и параметра $\gamma = \frac{\sigma_{1,0}}{\sigma_{0,1,0}}$ от длины рассеяния a_s .

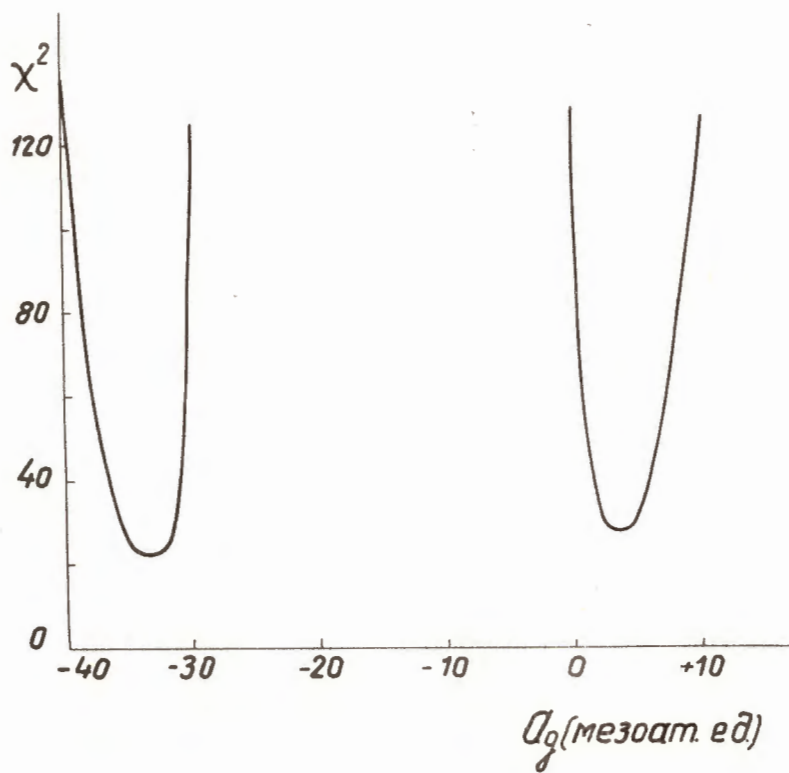


Рис. 7. Зависимость функционала χ^2 для распределений по ℓ опытов 1-3 от длины рассеяния a_g , рассчитанная методом Монте-Карло.