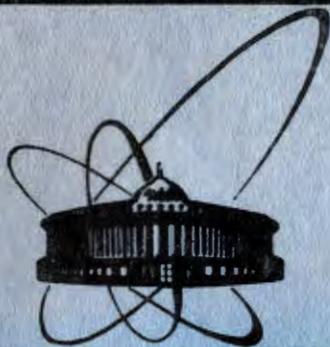


84-17

9/IV-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1799/84

P1-84-17

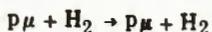
В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин,
А.И.Руденко, В.М.Суворов, В.В.Фильченков,
Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ $p\mu$ -АТОМОВ
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1984

Интерес к процессу упругого рассеяния μ -атомов в водороде



/1/

возник в связи с задачей определения констант слабого взаимодействия путем измерения скорости захвата мюона протоном в μ -атоме. При интерпретации результатов таких экспериментов необходимо учитывать факторы, определяющие заселенность уровней сверхтонкой структуры мезоатома, поскольку скорости захвата из них сильно различаются^{/1/}. В значительной мере эти факторы связаны с характеристиками упругого рассеяния μ -атомов в водороде /1/. Первые измерения сечения процесса /1/ ^{/2,3/}, выполненные различными методами, дали несовпадающие результаты. Значения теоретических оценок сечения ^{/4-7/} также не согласовывались друг с другом и обнаружили большую чувствительность к используемым моделям ^{/7/}. Таким образом проблема приобрела самостоятельный интерес как объект апробации методов расчета мезоатомных процессов. Для устранения неопределенности в экспериментальных данных требовались новые измерения, которые были осуществлены группой ЦЕРН-Болонья ^{/8,9/}, а также в настоящей работе с использованием методики, отличающейся от постановки ^{/8,9/}.

МЕТОД И ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент был проведен на мюонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Метод измерения основан на использовании связи длины диффузии μ -атома в газообразном водороде с сечением рассеяния /1/. Рассмотрим процессы, определяющие эту связь.

Отрицательный мюон, остановившийся в газообразном водороде, образует возбужденный μ -атом, который за время $\sim 10^{-10}$ с /при давлении водорода в десятки атмосфер/ переходит в основное состояние ^{/10/}. Согласно оценке ^{/11/}, вначале мезоатом имеет кинетическую энергию ~ 1 эВ. Во время девозбуждения различные процессы способствуют как ее увеличению, так и уменьшению ^{/12/}, и определенных данных об энергии, с которой μ -атом образуется в основном состоянии, нет. В дальнейшем мезоатом, диффундируя в газе, теряет свою энергию E в столкновениях с молекулами водорода, пока не термализуется. Причем при $E > \Delta E$ / $\Delta E = 0,183$ эВ - энергия сверхтонкого расщепления основного состояния μ -атома/ значительную роль играют соударения с переходами $F = 0 \rightleftharpoons F = 1$ / F - полный спин μ -системы/, а при меньших энергиях переходы

в верхнее состояние исключены, и заселенность этого уровня уменьшается. За время своего существования мезоатом, двигаясь по ломаной траектории, пройдет полный путь R , удалившись от места образования на расстояние L . Соотношение между этими величинами определяется числом столкновений мезоатома с молекулами водорода и кинематическими характеристиками процесса /1/. В диффузионном приближении /большое число актов рассеяния при малых потерях энергии в каждом/ эта связь имеет вид:

$$L = R / \sqrt{3np}, \quad y = 1 - \overline{\cos \theta}, \quad /2/$$

где n - число соударений /1/ за время жизни $p\mu$ -атома; $\overline{\cos \theta}$ - среднее значение косинуса угла рассеяния в л.с. В рассматриваемых процессах указанные выше условия применимости диффузионного приближения могут быть не выполнены /например, число столкновений окажется небольшим/, однако качественный характер связи /2/ сохранится. Из нее следует, что в величине L заключена информация о сечении рассеяния σ , от которого зависит число столкновений, динамика замедления $p\mu$ -атома и, следовательно, полный пробег. Таким образом, задачу измерения сечения можно решить путем определения характеристик распределения $p\mu$ -атомов по "пробегам по прямой", например, - средней длины этих пробегов L /длина диффузии/.

На широко применяемом в исследованиях процессов диффузионного типа методе анализа характеристик распределений по "прямым пробегам" основаны как данная работа, так и предыдущие измерения /2,3,8,9/. Эксперименты различаются тем, какие именно характеристики распределения измерялись и каким способом.

В эксперименте /2/, выполненном с диффузионной камерой высокого давления, непосредственно измерялись длины пробегов в водороде, имеющем примеси в виде паров спирта. Затем в опытах группы ЦЕРН-Болонья /3,8,9/ данные о сечении рассеяния /1/ были получены из анализа выхода и временного распределения γ -квантов, возникающих в результате диффузии $p\mu$ -атомов к тонким металлическим фольгам, расположенным внутри газовой водородной мишени. При достижении фольги мезоатомом мюон перехватывается с него на атом Z вещества фольги, образуя возбужденный $Z\mu$ -атом, который, переходя в основное состояние, испускает мезорентгеновские γ -кванты с энергиями, характерными для данного вещества. Эта идея позволила применить для исследования процесса диффузии мезоатомов электронную методику.

Возможность другой постановки опыта вытекает из работ /13/, в которых измерялась скорость захвата μ^- мезонов в водороде, а в качестве одного из источников фона рассматривались процессы, связанные с диффузией $p\mu$ -атомов к стенкам рабочего объема водородной мишени, представляющим собой сцинтилляторы из CsJ(Tl). Для определения вклада этого фона было использовано нормировочное измерение с водородом, содержащим небольшую / $\sim 10^{-4}$ / примесь

ксенона, обеспечивающую значительное количество перехватов с водорода на атомы ксенона. Близость атомных номеров элементов ^{53}J , ^{54}Xe и ^{55}Cs позволяет считать, что характеристики мезоатомных процессов для CsJ и Xe одинаковы. Таким образом события, происходящие при достижении $p\mu$ -атомом стенки из CsJ, в экспозиции "водород + ксенон" имитируются во всем объеме, причем доля мюонов, испытавших перехват, может быть определена, и это используется для нормировки.

В настоящей работе был реализован именно такой вариант постановки опыта. В измерении с чистым водородом ^1H определялось, какая доля $p\mu$ -атомов, образовавшихся в рабочем объеме мишени, достигнет в процессе диффузии стенок мишени. Очевидно, что до стенки могут дойти лишь мезоатомы, образовавшиеся в прилегающем к ней слое толщиной $\sim L$. Измеряемый выход мезорентгеновского излучения из Cs μ и J μ атомов дается выражением

$$Y(\text{H}) = \epsilon \frac{N_0}{V} SLg = \epsilon N_0 a, \quad a = \frac{SLg}{V}, \quad /3a/$$

где ϵ - вероятность регистрации мезорентгеновского излучения; V - объем рабочей области водородной мишени; S - площадь охватываемой его поверхности; N_0 - число остановившихся мюонов в объеме V /полагается, что плотность остановок N_0/V одинакова во всей области/; g - фактор, детально учитывающий пространственно-временные характеристики процесса диффузии в реальных условиях. Произведение ϵN_0 определяется из измерения "водород + ксенон" / $^1\text{H} + \text{Xe}$ /, для которого выход γ -квантов из $\text{Xe}\mu$ атомов равен:

$$Y(\text{H} + \text{Xe}) = \epsilon N_0 \frac{\lambda'_{\text{Xe}}}{\lambda_S}, \quad \lambda_S = \lambda_0 + \lambda'_{pp} + \lambda'_{\text{Xe}}. \quad /3б/$$

Здесь $\lambda_0 = 0,455 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ - скорость распада мюона; λ'_{pp} и λ'_{Xe} - приведенные к плотности водорода в мишени скорость образования мезомолекул $pp\mu$ и скорость перехвата мюонов с $p\mu$ -атомов на ксенон. Комбинируя /3а/ и /3б/, получаем:

$$a = \frac{Y(\text{H})}{Y(\text{H} + \text{Xe})} \frac{\lambda'_{\text{Xe}}}{\lambda_S}. \quad /3в/$$

Из /3а/ видно, что величина a , представляющая собой долю $p\mu$ -атомов, дошедших до стенок мишени, связана с параметром L и, следовательно, с сечением рассеяния /1/. С другой стороны, выражение /3в/ указывает способ определения a с помощью измерений "H" и "H + Xe". Отметим, что приведенные при изложении метода соотношения между измеряемыми величинами и параметрами диффузии отражают общую связь между ними и при интерпретации данных реального эксперимента могут быть использованы только на качественном уровне. Точные связи, учитывающие все моменты постановки эксперимента, определяются путем численного моделирования на ЭВМ. 3

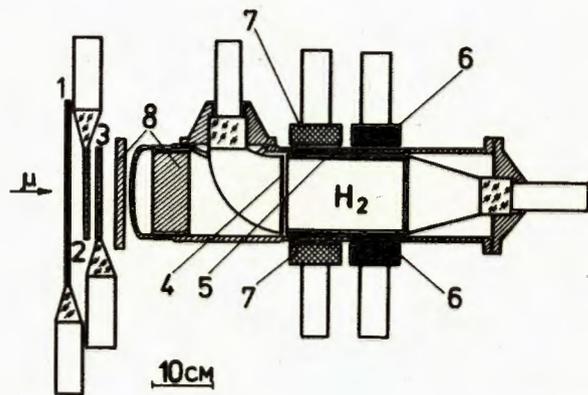


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - охранный детектор; 2,3,4 - мониторные счетчики; 5 - счетчик-стакан, охватывающий рабочий объем мишени; 6,7 - счетчики "γ" и "e" со сцинтилляторами из NaJ(Tl) и из пластика соответственно; 8 - тормозные фильтры.

Установка с газовой водородной мишенью /подробное описание см в /14,15/ / изображена на рис.1. Мюоны, проходящие через счетчики 2 ÷ 4, по пути тормозятся фильтрами 8 и останавливаются в газе мишени. Остановки выделяются по срабатыванию счетчиков 2345. Продукты исследуемых процессов, вылетающие из мишени, регистрируются двумя "γ" и пятью "e"-счетчиками /сцинтилляторы из NaJ(Tl) и пластика, соответственно/ в интервале времени 0,38-10 мкс, отсчитываемого с момента остановки. Отсутствие других частиц пучка в это время, а также в течение 5 мкс до остановки контролируется охранным счетчиком 1. Дискриминация заряженных и нейтральных частиц, попадающих в γ- и e-детекторы, производится с помощью счетчика 5. Данные о событиях, в том числе временная и амплитудная информация от детекторов, передавались, накапливались и обрабатывались в ЭВМ HP-2116C. Калибровка и контроль стабильности каналов измерения амплитуд осуществлялись с помощью периодических измерений излучения от радиоактивных источников Po-Be и ⁶⁰Co.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА

В эксперименте были проведены следующие экспозиции /см. также табл.1/:

1/ Опыт с водородом - "H" - основное измерение. Использовался изотопически чистый водород /протий/ с содержанием дейтерия не более $2 \cdot 10^{-6}$, что исключало заметное искажение результата диффузией dμ-атомов, образующихся вследствие перехвата мюонов на дейтерий. При регистрации γ-счетчиками мезорентгеновского излучения дополнительный вклад вносят продукты ядерного захвата мюонов в мезоатомах Svμ, Jμ и /в нормировочном измерении/ Xeμ, но это лишь повышает вероятность регистрации случаев перехвата мюонов на указанные атомы /запаздыванием захвата относительно момента образования тяжелого мезоатома и каскада в нем на время ~ 0,8 мкс можно пренебречь/.

Таблица 1

Экспозиция	Давление /атм./	Монитор /млн./	Выход е	Выход у
H	41,0	786,7	78936	1085+73
He	47,0	640,7	63173	
H + D	43,9	1445,0	142260	
H + D + Xe	43,9	61,3	-	1360+60

2/ Опыт с гелием - "He" - фоновый для основного измерения. Количество гелия в мишени обеспечивает условия по остановкам в нем мюонов, эквивалентные измерению "H", что дополнительно контролировалось по счету электронов в обеих экспозициях. Фактически в этом измерении имитируются все события в водороде, за исключением диффузии pμ-атомов с выходом их на стенки мишени, а следовательно, действуют те же источники фона, что и в "H".

3/ Для нормировочного измерения /водород + ксенон/ были использованы экспозиции "H + D" и "H + D + Xe" с 7% примесью дейтерия, необходимые для параллельно проводимого другого эксперимента. Из анализа временных распределений γ-квантов и электронов было найдено: $\lambda_S = 13,59 \pm 0,13 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. В условиях измерения $\lambda'_{pp} = 0,29 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, откуда следует $\lambda'_{Xe} = 12,84 \pm 0,13 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

4/ Набор событий с пустой мишенью ¹¹Ti использовался как фоновый для всех экспозиций, за исключением "H".

5/ Выполнялись вспомогательные измерения с целью проверки, действительно ли средняя плотность остановок у стенок рабочего объема мишени совпадает с плотностью, усредненной по всему объему. Для этого к внутренней поверхности сцинтиллятора счетчика 5 при помощи кольцевых оправок прижималась майларовая пленка, и мишень заполнялась гелием. В другом измерении - с тем же количеством гелия и с оправками - пленка отсутствовала. Фоновым измерением был набор с пустой мишенью и оправками. Разница в счете электронов, обусловленная введением вещества у стенки, соотносилась с их счетом от мюонов, остановившихся в газе, откуда с учетом веса пленки и ее относительной тормозной способности, делался вывод об отношении плотностей остановок мюонов у поверхности и в объеме. Измерения были сделаны с пленкой толщиной 60 мкм и 25 мкм. В первом случае, например, зарегистрировано $4 \cdot 10^4$ электронов, из них около 20% приходилось на майлар. В результате оказалось, что значения плотностей остановок совпадают с точностью 2-3%.

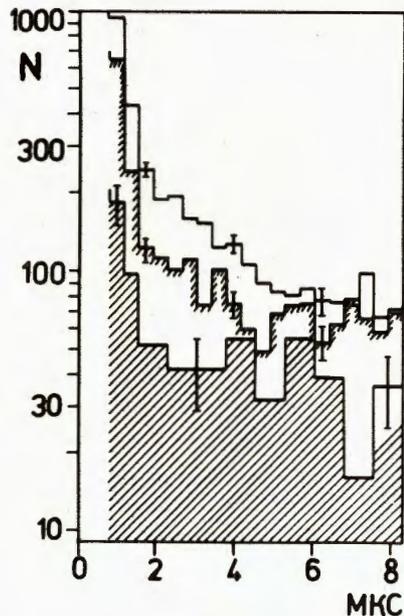


Рис.2. Временные γ -спектры, полученные в экспозициях "H", "He"/частично заштриховано/ и "T"/заштриховано полностью/, перенормированные к одинаковым условиям.

При обработке данных строились временные распределения нейтральных частиц, зарегистрированных γ -детекторами с амплитудами, соответствующими энергиям γ -квантов от 1 до 7 МэВ. На рис.2 приведены спектры, полученные в экспозициях "H", "He" и "T", перенормированные к одинаковым условиям по числу зарегистрированных электронов ("He" к "H") и монитору ("T" к "H"). Превышение первой гистограммы над второй обусловлено исследуемым эффектом - выходом μ -атомов на стенки рабочего объема и регистрацией мезорентгеновского излучения и других сопутствующих частиц. Сопоставление спектров "He" и "T" позволяет судить о вкладах фона от распада мюонов, остановившихся в газе /разность "He" "T"/, и фона от остановок в корпусе мишени. Временное распределение γ -квантов от эффекта получено вычитанием спектра "He" из "H"/рис.3/. Выход $Y(H)$ определен в интервале времени 0,38-7,6 мкс. Этому интервалу соответствует относительный выход α_t . Для нахождения α_t формула /3в/ была модифицирована с учетом следующих моментов:

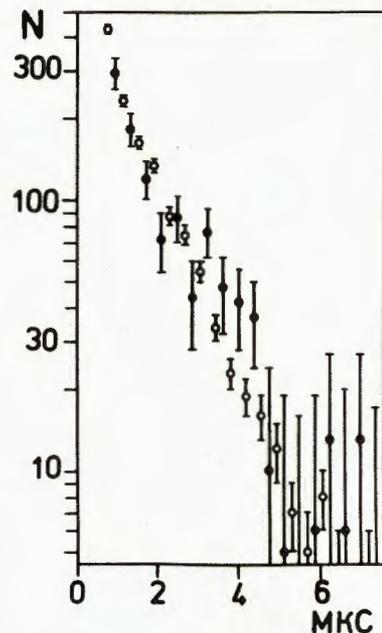


Рис.3. Временные спектры: \bullet - измеренное распределение γ -квантов от перезарядки μ -атомов на веществе стенок; \circ - аналогичное распределение, полученное моделированием при $\sigma = 42 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$.

а/ в измерении "H + D + Xe" выход γ -квантов $Y'(H + D + Xe)$ определялся в интервале 0,38-7,0 мкс, на который приходится $f = 0,256$ всех случаев перехвата мюонов на ксенон, поэтому полный выход /без временных ограничений/ равен: $Y(H + D + Xe) = Y'(H + D + Xe) / f$;

б/ значение $Y(H + D + Xe)$ необходимо привести к числу мезоатомов, образовавшихся в экспозиции "H" с иным количеством газа в мишени; соотношение остановок в измерениях "H + D" и "H + D + Xe" равно отношению мониторных счетов $M(H + D) / M(H + D + Xe)$, а для "H" и "H + D" оно может быть определено через отношение чисел зарегистрированных электронов $E(M) / E(M + D)$. В результате подстановка имеет вид:

$$Y(H + Xe) \rightarrow \frac{Y'(H + D + Xe)}{f} \frac{E(H) M(H + D)}{E(H + D) M(H + D + Xe)}$$

Окончательно получаем:

$$\alpha_t = \frac{Y(H)f}{Y'(H + D + Xe)} \frac{\lambda'_{Xe}}{\lambda_S} \frac{E(H + D) M(H + D + Xe)}{E(H) M(H + D)} = 0,0125 \pm 0,0010.$$

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ПРОЦЕССА

Чтобы определить, какому сечению рассеяния отвечает найденное значение α_t , а также для выяснения чувствительности результата к различным предположениям о характеристиках процесса /1/, проводилось численное моделирование методом Монте-Карло событий, происходящих в мишени после образования μ -атома. При этом полагалось, что:

1. Остановки мюонов равномерно распределены в рабочем объеме мишени, имеющей цилиндрическую форму размером $\varnothing 120 \times 195 \text{ мм}^2$.
2. Хотя начальная энергия μ -атома больше, чем $\Delta E = 0,18 \text{ эВ}$, сечение неупругих взаимодействий мезоатома в водороде при $E > \Delta E$ настолько велико, что он быстро теряет свою энергию, не успев пройти сколь-нибудь значительное расстояние. Моделирование начиналось с $E_0 = 0,18 \text{ эВ}$.
3. В области $E \leq 0,18 \text{ эВ}$ сечение рассеяния принималось постоянным, хотя фактически оно зависит от энергии. Таким образом моделирование процессов и интерпретация результатов эксперимента производились в приближении "эффективного сечения", величина которого есть взвешенное среднее фактической зависимости $\sigma(E)$ в области $E \leq 0,18 \text{ эВ}$.
4. При столкновении с молекулой водорода мезоатом, имея длину волны, меньшую, чем размер молекулы, фактически взаимодействует с одним из ее атомов, "чувствуя", однако, его связанность. С другой стороны, энергии 0,04 - 0,18 эВ достаточно, чтобы возбуждать вращательные уровни молекулы /расстояние между ними 0,01 эВ/, и по этой причине нельзя говорить о чисто упругих

столкновениях с молекулой как целым. Поэтому считалось, что процесс /1/ можно описать как изотропное в с.ц.м. рассеяние μ -атома на частице с некоторой эффективной массой M , причем $m_p < M < 2m_p$ / m_p - масса протона/.

5. Молекуле с эффективной массой M приписывалось тепловое движение в соответствии с распределением Максвелла со средне-квадратичной энергией $0,038$ эВ.

Программе, реализующей моделирование, задавались в качестве исходных данных: начальная энергия μ -атома E_0 , сечение рассеяния на молекуле σ , эффективная масса молекулы M , а также параметры, описывающие условия эксперимента. Основным результатом работы программы являлось временное распределение случаев столкновения μ -атомов со стенками, из которого получалась модельная оценка относительного выхода $\alpha_m(E_0, \sigma, M)$. Кроме того, строились распределения других величин, описывающих рассеяние и диффузию мезоатомов. Всего было разыграно около сорока вариантов со значениями сечения и эффективной массы в интервалах $20 \leq \sigma / (10^{-21} \text{ см}^2) \leq 70$ и $1 \leq M/m_p \leq 2$. Оказалось, что для $E_0 = 0,18$ эВ полученные значения α_m хорошо описываются следующей эмпирической зависимостью /в ед. 10^{-21} см^2 /:

$$\alpha_m(\sigma, y) = A e^{-By}, \quad A = 1,82 \cdot 10^{-2}, \quad B = 1,96 \cdot 10^{-2}. \quad /4/$$

Параметр y , определенный в /2/, однозначно связан с эффективной массой молекулы /табл.2/.

Таблица 2

M/m_p	1,00	1,25	1,40	2,00
$1 - y = \overline{\cos \theta}$	0,52	0,46	0,43	0,35

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис.4 кривые 1 и 2 показывают зависимости $\alpha_m(\sigma)$ для крайних значений эффективной массы молекулы $M = m_p$ и $M = 2m_p$ соответственно, а на оси ординат обозначено найденное в эксперименте значение α_t с указанием статистической ошибки. Из этих данных можно сделать вывод о пределах, между которыми заключено искомое сечение. Для уменьшения неопределенности следует более точно указать эффективную массу молекулы водорода. Учитывая, что при соударениях с мезоатомом вращательные уровни молекулы возбуждаются легко, а колебательные не возбуждаются, мы рассмотрели ее классический аналог в виде "гантели" - двух атомов,

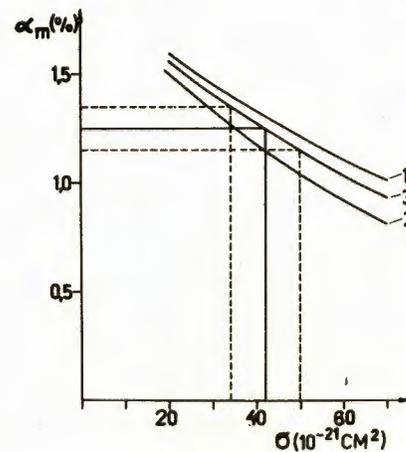


Рис.4. Зависимости $\alpha_m(\sigma)$ для эффективных масс молекул: /1/ - m_p , /2/ - $2m_p$, /3/ - $1,25 m_p$. На осях показаны измеренное значение α_t и результирующая величина $\sigma(r\mu + H_2)$.

расположенных на оси с фиксированным расстоянием между ними. Мезоатом упруго сталкивается с одним из атомов, при этом молекула, в зависимости от ее ориентации относительно линии соударения, проявляет себя как частица с разной массой: от $M = m_p$ /когда линия удара перпендикулярна оси "гантели"/ до $M = 2m_p$ /удар вдоль оси/. Моделирование столкновений с такими молекулами, участвующими в тепловом движении /с пятью степенями свободы/, показало, что средние характеристики процесса рассеяния эквивалентны случаям соударения мезоатома с частицами, имеющими массу $M = 1,25 m_p$. Кривая 3 на рис.4 соответствует зависимости $\alpha_m(\sigma)$ для этой эффективной массы. Тогда из экспериментального значения α_t следует результат - эффективное сечение рассеяния μ -атомов на молекулах водорода:

$$\sigma(r\mu + H_2) = (42 \pm 8) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2. \quad /5/$$

На рис.3 наряду с измеренным временным спектром γ -квантов, вызванных перехватом мюонов на атомы вещества стенок, приведено соответствующее распределение - результат моделирования при $\sigma = 42 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Как видно, оба спектра хорошо совпадают. Приведем некоторые характеристики процесса диффузии μ -атомов в этих условиях: $R = 3,6$ мм; $L = 1,4$ мм; $n = 11$. При начальной энергии $E_0 = 0,18$ эВ мезоатом термализуется практически за $2 \div 3$ соударения, откуда следует, что основной вклад в эффективное сечение вносит сечение рассеяния при тепловых энергиях. Моделирование показало также, что измерение начальной энергии μ -атома в интервале $0,04 \div 0,5$ эВ весьма слабо изменяет связь $\alpha_m(\sigma)$, а значит, и результат /5/.

Оценим возможное влияние примеси дейтерия в водороде /концентрация $c_d < 2 \cdot 10^{-6}$ / на измерение. Часть мюонов перехватывается с μ -атомов на дейтроны со скоростью $\lambda'_d = c_d \phi \lambda_d / \lambda_d \approx 10^{10} \text{ с}^{-1} /16,17,18/$ - скорость перехвата, приведенная к плотности жидкого водорода/, при этом образуются $d\mu$ -атомы с начальной энергией 45 эВ. Из-за различия "прямых" пробегов μ - и $d\mu$ -атомов / L и L' , соответственно/ вероятности достижения ими стенок α и α' также различны. Реально будет измерен некоторый

"средний" выход: $\bar{a} = (1 - \delta)a + \delta a'$, где $\delta = \lambda'_d / (\lambda_0 + \lambda'_d + \lambda'_{pp})$, и относительная погрешность измерения величины a составит:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\bar{a} - a}{a} = \delta \frac{a' - a}{a}. \text{ Учитывая, что } a \sim L \sim \sigma^{-1/2}, \text{ получаем:}$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = -2 \frac{\Delta a}{a} = 2\delta \frac{a - a'}{a}. \quad /6/$$

$d_\mu + d \rightarrow d_\mu + d$ /7а/

имеет величину порядка 10^{-19} см^2 /9,19/, нетрудно убедиться, что в водороде при давлении 40 атм и $c_d \ll 10^{-3}$ этот процесс не проявляется, следовательно, необходимо учитывать лишь столкновения с протонами:

$d_\mu + p \rightarrow d_\mu + p$. /7б/

Согласно расчетам /4,6,20/, сечение процесса /7б/ сильно зависит от энергии d_μ -атома: составляя при $E_{d_\mu} \geq 5$ эВ величины $15 \div 20 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, оно падает на порядок и более в области $1 \div 3$ эВ /эффект Рамзауэра/. Для рассматриваемых условий это означает, что мезоатом d_μ быстро замедляется в столкновениях с протонами до $E_{d_\mu} \approx 2$ эВ, пройдя при этом расстояние $2 \div 4$ мм, а затем движется по прямой, не испытывая рассеяния, примерно 3 см. В условиях нашей геометрии пробегу $L' \approx 3$ см соответствует выход $a' \approx 0,25$. Таким образом, из /6/ получаем, что примесь дейтерия в водороде приводит к занижению измеренной величины сечения, не превышающему 5%.

Подчеркнем, что в эксперименте исследуется рассеяние мезоатомов на молекулярном водороде, и, в зависимости от способа нормировки /на число молекул или атомов водорода/, результат может быть представлен в виде сечения рассеяния p_μ -атома на молекуле водорода $\sigma(p_\mu + H_2)$ или сечения рассеяния на "связанном протоне" $\sigma(p_\mu + H)$. Очевидно, что $\sigma(p_\mu + H_2) \approx 2\sigma(p_\mu + H)$. В то же время в теоретических расчетах обычно вычисляется сечение рассеяния на свободных протонах $\sigma(p_\mu + p)$. Для сопоставления эксперимента и теории можно воспользоваться связью, найденной в /21/:

$$\sigma(p_\mu + H_2) / \sigma(p_\mu + p) = 2,42, \quad /8/$$

тогда из наших измерений следует: $\sigma(p_\mu + p) = 17,4 \pm 3,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$.

В табл.3 приведены последние экспериментальные и теоретические данные о сечении процесса /1/. В /8,9/ результат представлен в виде сечения $\sigma(p_\mu + H)$, в таблице помещено его удвоенное значение. Как видно, экспериментальные и теоретические значения сечения рассеяния p_μ -атомов в водороде в рамках ошибок согласуются удовлетворительно. Заметим, однако, что два экспериментальных

	Давление водорода /атм./	$\sigma(p_\mu + H_2)^*$	$\sigma(p_\mu + p)$
		в ед. 10^{-21} см^2	
Болонья-ЦЕРН /8,9/	26	$29,8 \pm 2,8$	$12,3 \pm 1,2^{**}$
Данная работа	41	42 ± 8	$17,3 \pm 3,3^{**}$
Теория /20/	-	-	19

* Значения нормированы на плотность молекул в условиях эксперимента.

** Найдено из соотношения /8/.

результата получены в предположениях, различающихся в некоторых пунктах /например, значение эффективной массы молекулы водорода/, поэтому объединение их статистическим суммированием было бы преждевременным.

В заключение авторы выражают благодарность С.С.Герштейну, Л.И.Пономареву, А.И.Меньшикову и В.С.Мележику за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1309; Primakoff H. Rev. Mod.Phys., 1959, 31, p.802.
2. Желепов В.П., Ермолов П.Ф.0 Фильченков В.В. ЖЭТФ, 1965, 49, с.393.
3. Alberigi Quaranta A. et al. Nuovo Cimento, 1967, 47B, p.72.
4. Cohen S., Judd D.L., Riddell R.J. Phys.Rev., 1960, 119, p.384.
5. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. УФН, 1960, 71, с.581.
6. Матвеев А.В., Пономарев Л.И. ЖЭТФ, 1970, 59, с.1593.
7. Матвеев А.В., Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1975, 68, с.437.
8. Bertin A. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.355.
9. Bertin A. et al. Nuovo Cimento, 1982, 72A, p.225.
10. Маркушин В.Е. ЖЭТФ, 1981, 80, с.35.
11. Wightman A.S. Phys.Rev., 1950, 77, p.521.
12. Leon M., Bethe H.A. Phys.Rev., 1962, 127, p.636.
13. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1974, 66, с.43; Фильченков В.В. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-7900, Дубна, 1974.
14. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1976, 71, с.1680.

15. Быстрицкий В.М. и др. ОИЯИ, 13-7246, Дубна, 1973.
16. Дзелепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1962, 42, с.439.
17. Bleser E.J. et al. Phys.Rev., 1963, 132, p.2679.
18. Bertin A., Bruno M., Vitale A. Lett.Nuov.Cim., 1972,4,p.449.
19. Дзелепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1964, 47, с.1243.
20. Мележик В.С., Пономарев Л.И., Файфман М.П. ОИЯИ, Р4-83-89, Дубна, 1983.
21. Меньшиков А.И. Препринт ИАЗ, 3811, Москва, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 января 1983 года

Быстрицкий В.М. и др.

P1-84-17

Измерение сечения рассеяния μ -атомов в газообразном водороде

На мюонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ в эксперименте с газообразным водородом при давлении 41 атм. измерено сечение рассеяния μ -атомов на молекулах водорода $\sigma(\mu + H_2) = 142 \pm 8 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, что соответствует сечению рассеяния на свободных протонах $\sigma(\mu + p) = 17,4 \pm 3,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bystritsky V.M. et al.

P1-84-17

Measurement of the Cross Section of μ -Atom Scattering in Gaseous Hydrogen

In the experiment performed on muon beam of the Dubna synchrocyclotron with a gaseous hydrogen at approx. 41 atm pressure the cross section for μ -atom scattering on hydrogen molecules has been measured. A value $\sigma(\mu + H_2) = 142 \pm 8 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ has been obtained, the corresponding cross section for the scattering on free protons is then $\sigma(\mu + p) = 17.4 \pm 3.3 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984