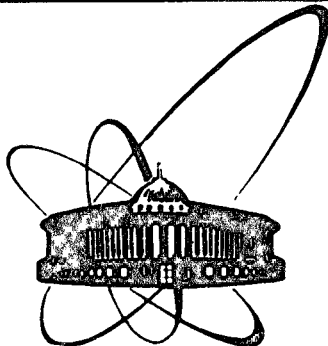


82-646



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

82/83

3/1-83

P1-82-646

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

ПЕРЕХВАТ МЮОНОВ С ВОДОРОДА НА ГЕЛИЙ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1982

Экспериментальные исследования перехвата μ^- -мезонов с водорода на атомы других элементов



показали, что в области концентраций примеси $c_Z \sim 10^{-5} \div 10^{-8}$ перехват происходит на атомы всех изучавшихся элементов, за исключением гелия, для которого он подавлен на несколько порядков^{/1/}. Это объясняется тем, что, если при столкновении с атомом Z $p\mu$ -атом находится в основном состоянии, мезомолекулярные термы систем $p\mu + Z$ и $Z\mu + p$ не имеют пересечений и псевдопересечений для $Z = 2$ и $3^{/2,3/}$. Однако такой механизм подавления не распространяется на столкновения возбужденных мезоатомов:

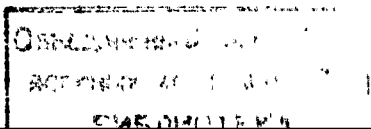


Перехват из возбужденных состояний $p\mu$ -атома может становиться заметным только при больших концентрациях примеси Z , когда время до столкновения становится малым, сравнимым со временем девозбуждения. Действительно, эксперименты по перехвату пионов с $p\pi$ -атомов, находящихся только в возбужденном состоянии, на атомы $Z^{/4/}$ показали существование перехвата при $c_Z > 0,1$ все атомы $Z > 1$, причем гелий в их ряду не выделяется. По аналогии с π^- -мезонами можно ожидать, что при соответствующих концентрациях гелия в смеси удастся зафиксировать и перехват мюонов.

Нами был предпринят поиск перехвата мюонов с уровней возбужденных $p\mu$ -атомов на гелий /2a/. Предварительный результат, полученный на части данных при анализе интегральных выходов частиц, был опубликован ранее /5/. Что касается перехвата мюонов из основного состояния $p\mu$ -атомов:



то существовавшая ранее теоретическая оценка его скорости $\lambda_{He} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ /2,3/ не давала оснований для учета этого процесса в наших условиях. Однако обработка всего полученного материала без учета процесса /26/ не давала самосогласованных результатов, из чего следовало, что правильный результат может быть получен лишь при обработке, включающей анализ временных распределений частиц, без ограничивающих предположений. Другим фактором, стимулировавшим такой анализ, был выход работы^{/6/}, в кото-



рой рассмотрен новый механизм перехвата /26/, связанный с промежуточным образованием мезомолекулы μHe , и получено более высокое значение скорости процесса: $\lambda_{\text{He}}^{\text{теор.}} = 4,4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. В настоящей работе приводятся результаты детальной обработки данных, полученных нами в эксперименте /5/.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим процессы, происходящие в газообразной смеси водорода и гелия после остановки в ней мюона /рис.1/. Вероятность образования мезоатома водорода W_{H} может быть выражена через отношение скоростей атомного захвата мезона на гелий и водород A и концентрацию гелия $c = n_{\text{He}}/n_{\text{H}}/n_{\text{He}}$ и n_{H} - атомарные плотности компонент смеси/:

$$W_{\text{H}} = \frac{1}{1 + Ac} \quad /3/$$

Образующийся возбужденный μ -атом вследствие, главным образом, столкновений с атомами смеси постепенно переходит в основное состояние. Если в процессе девозбуждения он столкнется с атомом примеси, может произойти перехват /2а/. Обозначим через W_0 вероятность того, что μ -атом удержит мюон и достигнет основного состояния. Тогда, если в смеси остановилось N_0 мезонов, ко времени, когда мезоатомы водорода окажутся в основном состоянии, число μ - и $\text{He}\mu$ - атомов будет соответственно равно

$$\mu: N_{10} = N_0 W_{\text{H}} W_0 \quad /4/$$

$$\text{He}\mu: N_{20} = N_0 (1 - W_{\text{H}} W_0).$$

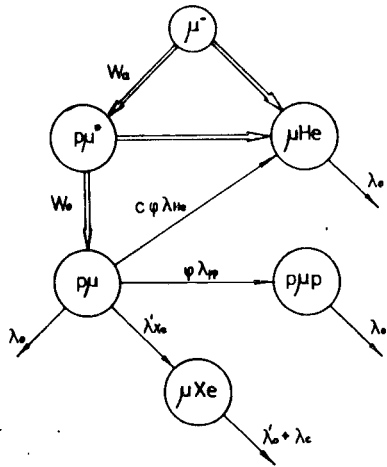


Рис. 1

Время девозбуждения μ -атома в водороде при давлении в десятки атмосфер составляет величину, заведомо меньшую, чем 10^{-9} с /7/.

Процессы, идущие на этом этапе, выделены на рис.1 широкими стрелками.

Далее μ -атом, находясь уже в основном состоянии, может отдать мюон атому гелия /если процесс /2б/ идет/, может образовать мезомолекулу μp или исчезнуть из-за распада мюона. Положим также, что в смеси есть малая добавка "пробного" газа - ксенона, такая, чтобы скорость перехвата мюона на ксенон была сравнима со скоростью его распада: $\lambda'_{\text{Xe}} \sim \lambda_0 = 0,455 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Для рассматриваемых условий это соответствует концентрации $c_{\text{Xe}} \sim 10^{-4}$, то есть влиянием ксенона на атомный захват мезона и каскад в мезоводороде можно пренебречь. Образующиеся $\text{Xe}\mu$ - атомы быстро исчезают вследствие захвата мюона ядром ксенона /скорость $\lambda_{\text{C}} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ / или распада мезона /в поле ядра скорость $\lambda'_0 \approx \lambda_0$ /. Что касается $\text{He}\mu$ -атомов и μp -молекул, то они исчезают только из-за распада мюонов. Таким образом, на втором этапе характерные времена процессов - микросекунды, следовательно, для них первый этап можно считать мгновенным и числа мезоатомов, определенные в /4/ и относящиеся к концу первого этапа, отнести к нулевому моменту времени. Теперь зависимость числа рассматриваемых объектов от времени может быть описана следующим образом:

$$\mu: N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_s t},$$

$$\text{He}\mu: N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_0 t} + N_{10} B_2 c (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_s t}),$$

$$\mu\text{p}: N_3(t) = N_{10} B_3 (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_s t}),$$

$$\text{Xe}\mu: N_4(t) = N_{10} B_4 [e^{-\lambda_s t} - e^{-(\lambda_{\text{C}} + \lambda'_0) t}] \approx \quad /5/$$

$$\approx N_{10} B_4 e^{-\lambda_s t} \quad (\text{при } t > 0,4 \text{ мкс}),$$

$$\lambda_s = \lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}} + \phi\lambda_{\text{pp}} + c\phi\lambda_{\text{He}} = \lambda_1 + c\phi\lambda_{\text{He}},$$

$$B_2 = \phi\lambda_{\text{He}} / (\lambda_s - \lambda_0), \quad B_3 = \phi\lambda_{\text{pp}} / (\lambda_s - \lambda_0),$$

$$B_4 = \lambda'_{\text{Xe}} / (\lambda_{\text{C}} + \lambda'_0 - \lambda_s).$$

Здесь ϕ - отношение плотности газообразного водорода к жидкому, смысл других обозначений ясен из рис.1. Как видно, временное распределение $\text{He}\mu$ -атомов описывается в основном экспонентой $e^{-\lambda_0 t}$, а распределения для μ - и $\text{Xe}\mu$ -атомов - экспонентой $e^{-\lambda_s t}$. Соответственно различаются и временные спектры вторичных частиц, рождающихся в процессах, инициированных μ - или $\text{He}\mu$ - атомами: распадных электронов, каскадных γ -квантов и продуктов ядерного захвата мюонов на ксенон. Отметим, что $\text{He}\mu$ - атомы дают только распадные электроны, а остальные частицы, и среди

них - значительное число нейтральных, идут только от производных $\rho\mu$ -атомов.

Использованный нами метод состоит в том, что при анализе временных спектров нейтральных и заряженных частиц, измеренных при некоторой концентрации гелия, определяются вклады в них от процессов, вызванных первоначально образованными $\rho\mu$ - и $\text{He}\mu$ -атомами. Возможность такого разделения обеспечивается различием составляющих спектров как по форме, так и по их соотношению в спектрах нейтральных и заряженных частиц. Мерой искоемых вкладов могут служить числа $\rho\mu$ - и $\text{He}\mu$ -атомов, образовавшихся в конце стадии девозбуждения $/N_{10}$ и $N_{20}/$. Из $/4/$ с учетом того, что полное число остановок равно $N_{10}+N_{20}$, следует

$$W = W_H \cdot W_0 = \frac{N_{10}}{N_{10} + N_{20}} \quad /6/$$

Определяемая таким образом величина W есть вероятность того, что мюон, остановившийся в смеси водорода и гелия, будет захвачен именно на водород и образовавшийся $\rho\mu$ -атом достигнет основного состояния, не отдав мюон атому примеси. Значения этой величины, найденные из измерений при различных концентрациях гелия, дают зависимость $W(c)$, несущую в себе информацию об атомном захвате мюонов и перехвате их от возбужденных $\rho\mu$ -атомов $/2a/$. Заметим, что для определения W достаточно знать лишь относительные значения чисел мезоатомов.

Другим следствием анализа временных распределений является ответ на вопрос, зависит ли скорость λ_S от концентрации гелия. Поскольку, как определено в $/5/$, $\lambda_1 = \text{const}(c)$, то наличие такой зависимости явилось бы прямым указанием на существование перехвата из основного состояния $/2b/$: $\lambda_{\text{He}} \neq 0$.

Рассмотрим, как формируются спектры заряженных $E(t)$ и нейтральных частиц $G(t)$ с учетом неточного их разделения. Положим, что для идентификации заряженных и нейтральных частиц используется счетчик с тонким сцинтиллятором, охватывающим рабочий объем мишени так, что частицы, попадающие в основные детекторы, проходят через него. Наличие или отсутствие срабатывания идентифицирующего счетчика указывает на сорт частицы. Ошибки в определении типа частиц обусловлены двумя главными причинами: неполной эффективностью регистрации этим счетчиком заряженных частиц и, при регистрации основным детектором нейтральной частицы, попаданием в идентифицирующий счетчик сопровождающей ее заряженной частицы. От $\rho\mu$ -атомов и $\rho\mu\rho$ -молекул идут только распадные электроны:

$$\begin{aligned} G'(t) &= \epsilon_2 (1 - \epsilon_4) \lambda_0 [N_2(t) + N_3(t)], \\ E'(t) &= \epsilon_2 \epsilon_4 \lambda_0 [N_2(t) + N_3(t)], \end{aligned} \quad /7a/$$

где ϵ_2 - вероятность регистрации электрона детектором, а ϵ_4 - вероятность регистрации электрона идентифицирующим счетчиком. От $\rho\mu$ -атомов идут распадные электроны; после перехвата мюона на ксенон вылетает несколько каскадных γ -квантов; далее идет интенсивный захват мюонов ядрами ксенона с вылетом нескольких частиц - как заряженных, так и нейтральных. Эта сложная картина упрощается благодаря тому, что при $t > 0,4$ мкс распределения во времени $\rho\mu$ - и $\text{Xe}\mu$ -атомов имеют одинаковый характер $/5/$. Это позволяет представить все процессы в $\text{Xe}\mu$ -атоме происходящими в один момент - во время гибели $\rho\mu$ -атома. Из дальнейшего изложения станет ясно, что возникающая при этом ошибка на постоянный множитель будет автоматически учтена при нормировке. Теперь можно ввести параметры: ϵ_1 - суммарную эффективность регистрации акта исчезновения $\rho\mu$ -атома /в том числе и за счет распада мюона/ и ϵ_3 - вероятность того, что одновременно какая-либо частица будет зарегистрирована идентифицирующим счетчиком, тогда для спектров от $\rho\mu$ - и $\text{Xe}\mu$ -атомов получаем

$$G''(t) = \epsilon_1 (1 - \epsilon_3) (\lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}}) N_1(t), \quad /7b/$$

$$E''(t) = \epsilon_1 \epsilon_3 (\lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}}) N_1(t).$$

Для наших целей достаточно определить лишь относительные значения четырех множителей, составленных из параметров $\epsilon_1 \div \epsilon_4$. Это можно сделать с помощью нормировочных измерений с чистым водородом и со смесью водорода с ксеноном. Пусть в водороде останавливается N_0 мюонов. Распадные электроны, образующие спектры, будут зарегистрированы

$$G(\text{H}_2) = \epsilon_2 (1 - \epsilon_4) \lambda_0 N_0 e^{-\lambda_0 t},$$

$$E(\text{H}_2) = \epsilon_2 \epsilon_4 \lambda_0 N_0 e^{-\lambda_0 t}.$$

Добавка ксенона не изменяет числа остановок, но теперь главную роль играет перехват на ксенон:

$$G(\text{H}_2 + \text{Xe}) = \epsilon_1 (1 - \epsilon_3) (\lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}}) N_0 e^{-\lambda_1 t} + \epsilon_2 (1 - \epsilon_4) \lambda_0 N_0 B_3 (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_1 t}),$$

$$E(\text{H}_2 + \text{Xe}) = \epsilon_1 \epsilon_3 (\lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}}) N_0 e^{-\lambda_1 t} + \epsilon_2 \epsilon_4 \lambda_0 N_0 B_3 (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_1 t}).$$

Из этих данных определяются множители при экспонентах. Переобозначим их:

$$\epsilon_1 (1 - \epsilon_3) (\lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}}) N_0 = G_0; \quad \epsilon_2 (1 - \epsilon_4) \lambda_0 N_0 = \gamma E_0;$$

$$\epsilon_1 \epsilon_3 (\lambda_0 + \lambda'_{\text{Xe}}) N_0 = \epsilon G_0; \quad \epsilon_2 \epsilon_4 \lambda_0 N_0 = E_0.$$

Смысл этих обозначений в том, что G_0 и E_0 являются нормировкой основных компонент в спектрах нейтральных и заряженных частиц, а факторы γ и ϵ определяют примесь в каждом спектре другой компоненты. Теперь множители при экспонентах в /7/ можно заменить на G_0/N_0 , $\epsilon G_0/N_0$, E_0/N_0 , $\gamma E_0/N_0$ и, подставив вместо $N_1(t)$ их выражения из /5/, объединить /7а/ и /7б/:

$$G(t) = \frac{N_{10}}{N_0} [(G_0 - \gamma E_0 B_S) e^{-\lambda_S t} + \gamma E_0 B_S e^{-\lambda_0 t}] + \frac{N_{20}}{N_0} \gamma E_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad /8/$$

$$E(t) = \frac{N_{10}}{N_0} [(\epsilon G_0 - E_0 B_S) e^{-\lambda_S t} + E_0 B_S e^{-\lambda_0 t}] + \frac{N_{20}}{N_0} E_0 e^{-\lambda_0 t},$$

$$B_S = B_2 + B_3.$$

Аппроксимация спектров нейтральных и заряженных частиц этими выражениями позволит найти значения N_{10}/N_0 , N_{20}/N_0 и λ_{He} /последняя величина входит в λ_S и через нее в B_1 - см. /5//, а из относительных значений N_{10} и N_{20} согласно /6/ следует значение W для данной концентрации.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Эксперимент был выполнен на мюонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Схема установки с газовой мишенью приведена на рис.2, подробно она была описана в /8/, а система отбора и регистрации событий \pm в /9/. Всего было сделано 3 серии измерений, главное отличие которых друг от друга - количество ксенона в смеси и области измеренных концентраций гелия. Однако они существенно различаются и методически: при совпадении общей конфигурации аппаратуры реально использовались мишени двух разных конструкций со сцинтилляторами счетчиков 4 и 5, выполненными из пластика /серии I и II / и кристаллов CsJ /серия III /. Вследствие этого три группы наших данных были получены при весьма различных условиях: по уровню фона и эффективностям счетчиков 4 и 5. Согласованность результатов, полученных из этих данных, говорит об отсутствии заметных систематических ошибок, связанных с учетом указанных факторов.

В каждой серии измерений /сеансе/ проводились измерения с пустой мишенью, с чистым водородом, со смесью $H_2 + Xe$ и с добавлением нескольких порций гелия ($H_2 + Xe + He_1$). Кроме того, для контрольных целей проводились измерения с чистым гелием. Данные о составах смесей приведены в табл.1. Мерой концентрации ксенона является скорость λ'_{Xe} , в таблице дано ее отношение к скорости λ_0 .

Каждый детектор использовался для регистрации как нейтральных вторичных частиц, так и заряженных. Для обработки были построены соответственно γ - и e -спектры /в зависимости от на-

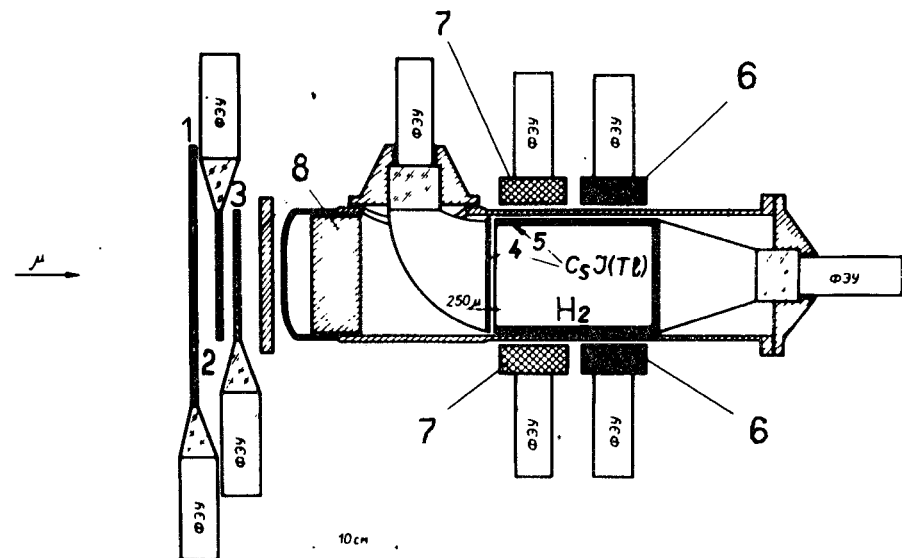


Рис.2. Схема экспериментальной установки: 1 - счетчик, контролирующий прохождение второго мезона; 2,3,4 - мониторные счетчики; 5 - счетчик-стакан, охватывающий рабочий объем мишени; 6,7 - детекторы вторичных частиц со сцинтилляторами из NaJ и стильбена соответственно; 8 - тормозной фильтр.

Таблица 1

Характеристики состава газовой смеси в эксперименте

Сеанс	Давление водорода /атм./	$\lambda'_{Xe} / \lambda_0$	Значения концентрации гелия
I	20,0	≥ 8	0,46; 0,89
II	16,5	3	0,19; 0,38; 0,70; 1,03; 2,14
III	24,6	1	0,05; 0,11; 0,29

личия совпадающего по времени срабатывания счетчика 5/ в интервале времен 0,7÷8,2 мкс с шагом 0,25 мкс.

На рис.3 приведены в качестве примера γ -спектры, полученные в сеансе II при нескольких концентрациях гелия, на рис.4 представлены результаты разложения этих спектров /после вычитания фона/ на составляющие экспоненты $e^{-\lambda_S t}$ и $e^{-\lambda_0 t}$. Как видно,

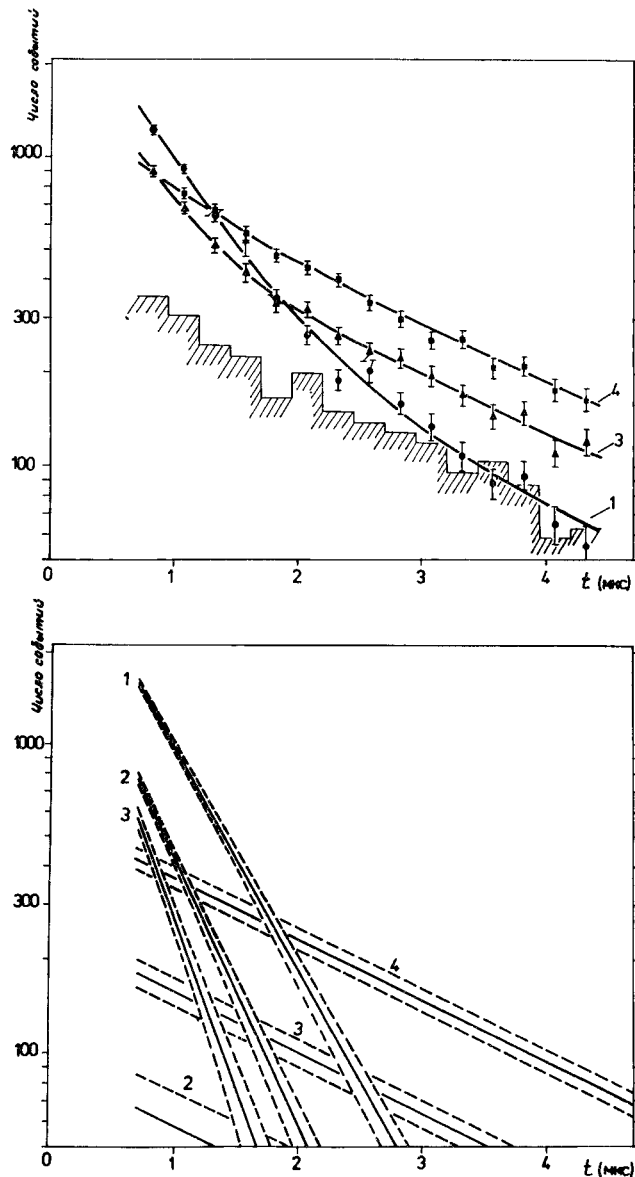


Рис.3 и 4. Примеры временных γ -спектров /измеренных при концентрациях гелия: 1 - 0; 2 - 0,19; 3 - 0,38; 4 - 1,03/ и разложение их на составляющие компоненты. Штрихованная гистограмма - спектр от пустой мишени. Спектры 2 и 3 сходны, поэтому на рис.3 приведен лишь один из них.

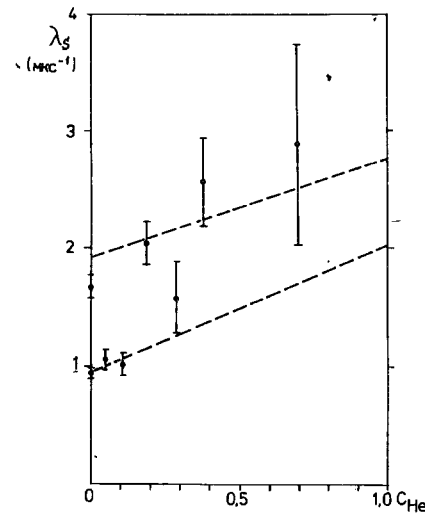


Рис.5. Предварительные оценки величин $\lambda_S / 0$ - сеанс II, \bullet - сеанс III / и зависимости $\lambda_S(c)$ для этих сеансов, полученные при полной обработке.

с увеличением количества гелия вклад первой экспоненты уменьшается и растет ее наклон, что является свидетельством перехвата мюонов на гелий из основного состояния $p\mu$ -атомов. При концентрации $c \approx 1$ эта экспонента уже не наблюдается. Вклад второй экспоненты является мерой количества образовавшихся атомов $He\mu$, при $c > 0,5$ он становится доминирующим. На рис.5 приведены значения λ_S как функции концентрации

гелия, полученные для экспозиций $0 \leq c < 1$ в сериях II и III. Несмотря на то, что каждая точка статистически близка к возможной зависимости $\lambda_S = \text{const}(c) = \lambda$, в совокупности они показывают систематический рост λ_S с концентрацией гелия.

Окончательная обработка серий II и III состояла в одновременной аппроксимации всех спектров выражениями /8/, в которых была произведена подстановка

$$N_{10}^i = N_{\text{ост.}}^i \cdot W_i \quad \text{и} \quad N_{20}^i = N_{\text{ост.}}^i (1 - W_i)$$

с нахождением параметров: λ_{He} - общего для всех данных; G_0 , E_0 , γ , ϵ и характеристик фона, общих для каждой серии; факторов W_i , индивидуальных для каждой точки с концентрацией c_i . Что касается набора параметров $N_{\text{ост.}}^i$ /число мюонов, остановившихся в измерении i /, то они были определены при предварительном анализе, и вытекающая из них зависимость $N_{\text{ост.}}(c)$ была описана формулой

$$N_{\text{ост.}}(c) = N_0 (1 + Sc).$$

В случае, если тормозная толщина мишени много меньше разброса пучка по пробегам, в этой зависимости фактор S должен быть константой, равной отношению тормозных способностей гелия и водорода: $S = S_0 = \text{const}$. В наших условиях оказалось, что S зависит, хотя и слабо, от концентрации, изменяясь от $S(0) \approx 1,15 \times S_0$ до $S(c > 1) \approx S_0$. Это может быть обусловлено зависимостью эффективности регистрации остановок мюонов от количества вещества в мишени /детально выяснять это не требуется, так как нас интересует соотношение между числами образовавшихся мезоатомов, а не

общее их количество/. При окончательной обработке число остановок описывалось функцией от c и $S(c)$, причем зависимость $S(c)$ была найдена эмпирически.

Обработка данных серии I имеет особенности, связанные с подавляющей при концентрации ксенона $\sim 10^{-8}$ ролью перехвата мюонов с $p\mu$ -атомов на ксенон по отношению к другим конкурирующим процессам второго этапа /влиянием ксенона на девозбуждение при этой концентрации по-прежнему можно пренебречь/. В этом случае временной спектр γ -квантов представляет собой крутую экспоненту $e^{-\lambda_S t}$, $\lambda_S \gg \lambda_0$, практически не меняющую своей формы при изменении концентрации гелия. Часть γ -квантов попадает в интервал регистрации, образуя в его начале резко выраженный пик. Существенное отличие форм спектров γ -квантов и распадных электронов от $He\mu$ -атомов позволяет достоверно разделить их, и для выходов частиц имеем по аналогии с /8/

$$G = G_0 \frac{N_{остW}}{N_0},$$

$$E = E_0 \frac{N_{ост}}{N_0} (1 - W),$$

откуда находится величина W для данной концентрации.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В результате совместной обработки данных из трех сеансов:

1.. Получена величина скорости перехвата мюонов с $p\mu$ -атомов, находящихся в основном состоянии, на гелий /приведена для плотности жидкого водорода/:

$$\lambda_{He} = /3,6 \pm 1,0/ \cdot 10^7 c^{-1}.$$

Полученное значение хорошо согласуется с величиной скорости, вычисленной в предположении существования молекулярного механизма перезарядки $p\mu$ -атомов на атомах гелия $\lambda_{He}^{теор} = 4,4 \times 10^7 c^{-1} /8/$. На рис.5 штриховыми линиями показаны зависимости $\lambda_S(c)$, полученные при пересчете найденной скорости λ_{He} к значениям плотности водорода в этих сериях. Напомним, что точками на этом рисунке показаны предварительные оценки λ_S , определенные индивидуально для каждой концентрации гелия только по показателю соответствующей экспоненты без учета связей, налагаемых на спектры выражением /8/. Как видно, конечный результат согласуется с этими оценками, что свидетельствует о корректности проведенной обработки.

Таблица 2

Измеренные значения W

c_i	W_i
0,05	0,87 \pm 0,03
0,11	0,70 \pm 0,04
0,19	0,50 \pm 0,02
0,29	0,33 \pm 0,05
0,38	0,28 \pm 0,03
0,46	0,25 \pm 0,02
0,70	0,13 \pm 0,02
0,89	0,12 \pm 0,02
1,03	0,06 \pm 0,02
2,14	-

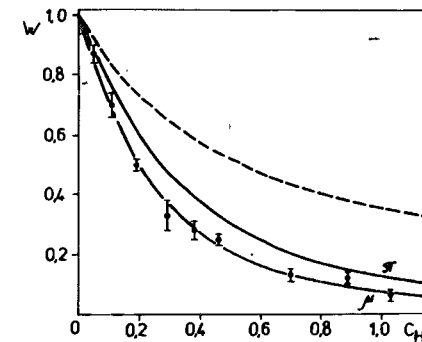


Рис.6. Измеренные значения W_i и их аппроксимация (μ) формулой /9/: π - зависимость $W_\pi(c)$ из /4/; штриховая линия - зависимость $W_H^\pi(c)$ из /4/.

2. Измерены значения величины W для различных концентраций гелия /результаты приведены в табл.2, на рис.6 эти данные изображены в виде точек/. Интересно сопоставить их с аналогичной зависимостью для π^- -мезонов /4/ /кривая π на рис.6/:

$$W_\pi(c) = W_H^\pi(c) W_{сар}^\pi(c),$$

где W_H^π - вероятность высадки пиона на водород /аналогично W_H для мюона /3//, а $W_{сар}^\pi$ - вероятность того, что пион будет захвачен в $p\pi$ -атоме протоном, а не будет перехвачен на гелий. Как видно из рис.6, точки для мюонов идут заметно ниже:

$$W(c) < W_\pi(c) \quad \text{или} \quad W_H(c) W_0(c) < W_H^\pi(c) W_{сар}^\pi(c) \quad (c > 0).$$

Мы полагаем, что вероятности атомного захвата π^- и μ^- -мезонов в смеси водорода и гелия описываются одинаково, то есть $W_H(c) = W_H^\pi(c)$. Прямые экспериментальные данные по этому вопросу отсутствуют. Но расчеты характеристик процессов замедления и захвата мезонов в водороде и смесях его с гелием /10/ показывают, что полные /то есть для всего интервала энергий замедляемой частицы/ вероятности атомного захвата для π^- и μ^- -мезонов практически совпадают. Таким образом, из предыдущего неравенства следует

$$W_0(c) < W_{сар}^\pi(c) \quad (c > 0),$$

что говорит о существовании перехвата мезонов с возбужденных уровней атомов $p\mu$, более интенсивного, чем перехват пионов. Причина различия связана, по-видимому, с ядерным захватом пионов из nS -состояний $p\pi$ -мезоатомов, конкурирующим с перехватом.

Для количественного описания зависимости $W(c)$ для мюонов была использована параметризация из работы /4/:

$$W_{\mu}(c) = W_H W_0 = \frac{1}{1 + Ac} \frac{1}{1 + \Lambda_{\mu} c^{4/3}} \quad /9/$$

Аппроксимация наших данных этой функцией с использованием значения $A = 1,84$ из /4/ дала константу перехвата для мюонов:

$$\Lambda_{\mu} = 3,8 \pm 0,3,$$

что заметно больше соответствующей константы для пионов $\Lambda_{\pi} = 1,84 \pm 0,09$.

В заключение авторы благодарят Л.И.Пономарева за полезные обсуждения и Л.Н.Сомова, Г.Хемницца, Д.Хорвата за участие в получении экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Займидорога О.А. и др. ЖЭТФ, 1963, 44, с.1852; Shiff M. Nuovo Cim., 1961, 22, p.66; Placci A. et al. Nuovo Cim., 1967, 52A, p.1274.
2. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1962, 43, с.706.
3. Матвеев А.В., Пономарев Л.И. ОИЯИ, Р4-6254, Дубна, 1972.
4. Петрухин В.И., Суворов В.М. ЖЭТФ, 1976, 70, с.1145.
5. Быстрицкий В.М. и др. Мезоны в веществе. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.220.
6. Аристов Ю.А. и др. ОИЯИ, Р4-80-378, Дубна, 1980.
7. Маркушин В.Е. ЖЭТФ, 1981, 80, с.35.
8. Быстрицкий В.М. и др. ОИЯИ, 13-7246, Дубна, 1973.
9. Быстрицкий В.М. и др. ОИЯИ, 13-82-318, Дубна, 1982.
10. Коренман Г.Я. Мезоны в веществе. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.132; Cohen J.S. et al. Phys.Rev., 1981, A24, p.33.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 сентября 1982 года.

Быстрицкий В.М. и др.

P1-82-646

Перехват мюонов с водорода на гелий

В опытах с μ^- -мезонами, останавливающимися в газообразной смеси водорода, гелия и ксенона /давление водорода около 20 атм, концентрации гелия и ксенона относительно водорода составляли соответственно $0,05 \pm 2$ и $\sim 10^{-4}$ /, обнаружен перехват мюонов с $p\mu$ -атомов, находящихся в основном состоянии, на атом гелия и измерена его скорость $\lambda_{He} = 3,6 \pm 1,0 \cdot 10^7 \text{c}^{-1}$. Этот результат хорошо согласуется с расчетами, учитывающими новый мезомолекулярный механизм перезарядки $p\mu$ -атомов на ядрах гелия. Измерена также зависимость вероятности образования $p\mu$ -атома в основном состоянии от концентрации гелия; анализ и сопоставление ее с соответствующими данными для π^- -мезонов указывают на существование перехвата мюонов и с возбужденных уровней атомов $p\mu$, причем более интенсивного, чем в случае $p\pi$ -атомов /константа перехвата $\Lambda_{\mu} = 3,8 \pm 0,3$ против $\Lambda_{\pi} = 1,84 \pm 0,09$ /.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bystritsky V.M. et al.

P1-82-646

Muon Transfer from Hydrogen to Helium

In the experiments with μ^- -mesons in a gaseous mixture of hydrogen, helium and xenon (hydrogen pressure is about 20 atm., concentration of helium and xenon related to hydrogen - 0.05 ± 2 and 10^{-4} , respectively) the muon transfer from $p\mu$ -atoms, being in the ground state, to helium atoms have been detected and its rate value $\lambda_{He} = (3.6 \pm 1.0) \cdot 10^7 \text{s}^{-1}$ have been obtained. This result is in a good agreement with calculations taking into account a new mesomolecular mechanism of charge exchange of $p\mu$ -atoms on helium nuclei. The dependence of probability of formation of $p\mu$ atoms in the ground state on helium concentration have been measured. Its analysis and comparison with corresponding pion data point to the existence of muon transfer also from excited states of $p\mu$ -atoms (transfer constant is $\Lambda_{\mu} = 3.8 \pm 0.3$ against $\Lambda_{\pi} = 1.84 \pm 0.09$).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.