

9256

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-955

9/II-76

P1 - 9256

446/2-76

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

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ
 $pp\mu$ - И $pd\mu$ - МОЛЕКУЛ
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

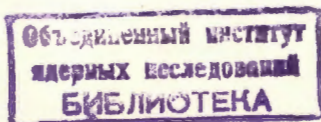
1975

P1 - 9256

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

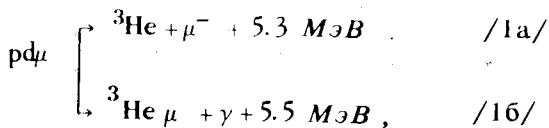
ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ
 $pp\mu$ - И $pd\mu$ - МОЛЕКУЛ
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

Направлено в ЖЭТФ



С вводом в действие сильноточных ускорителей - мезонных фабрик становится реальной возможность осуществления таких фундаментально важных опытов, как прецизионные измерения скорости мю-захвата в газообразном водороде и дейтерии. Для выбора оптимальных условий и правильной интерпретации данных этих опытов требуется знание параметров происходящих в водороде мю-атомных процессов - образования мезомолекул $pp\mu$ и $pd\mu$. Важно подчеркнуть, что определение указанных параметров необходимо выполнить именно в газообразном водороде ввиду их возможной нетривиальной зависимости от плотности водорода.

Экспериментальные и расчетные значения скоростей образования мезомолекул $pp\mu(\lambda_{pp\mu})$ и $pd\mu(\lambda_{pd\mu})$ приводятся в табл. 1. До последнего времени не было выполнено прямых измерений величины $\lambda_{pd\mu}$ в газе. В работе /5/ была сделана попытка оценить величину $\lambda_{pd\mu}$ на основании измеренного выхода мюонов из реакции катализа /1а/ в $pd\mu$ -молекуле:



причем для этого пришлось привлечь ряд данных о реакциях /1а/ и /1б/, полученных в опытах с жидким водородом. В нашей недавней работе /6/ величина $\lambda_{pd\mu}$ в газе была найдена путем анализа временного распределения γ -квантов из реакции /1б/ с использованием

Таблица I

Экспериментальные и расчетные данные скоростей образования мезомолекул водорода и величины В

Процесс	Величина	Эксперимент					Теория	
		Дубна. Диффуз. камера /3/	Колумбия. жидкий H ₂ /2/	ЦЕРН. жидкий H ₂ /1/	Дубна. газобор. H ₂ /4/, H ₂ ^{60at}	Газобор. (H ₂ +D ₂) /5/, 40 ат /6/	ЦЕРН. газобор. H ₂ /16/, H ₂ ^{6at}	Настоящая работа. Газобор. H ₂ ⁷ , ^{40at}
$p\mu + p \rightarrow pp\mu$	$\lambda_{pp\mu}$ (10 ⁶ с ⁻¹)	1,5±0,6	1,89±0,2	2,55±0,18	2,74±0,25		2,34±0,17	2,6 3,9
$d\mu + p \rightarrow pd\mu$	$\lambda_{pd\mu}$ (10 ⁶ с ⁻¹)		5,8±0,3	6,82±0,25		5,45±0,65	5,53±0,16	1,3 3,0
$p\mu + Xe \rightarrow Xe\mu + p$	λ_{pXe}^p						1,98±0,14	
$d\mu + Xe \rightarrow Xe\mu + d$	$B = \frac{\lambda_{dXe}^p}{\lambda_{dXe}^d}$						1,62±0,05	1,77±0,02

полученного в^{2/} значения скорости реакции /16/ и предположения о статистическом характере заселенности спиновых состояний $d\mu$ -системы. Целью настоящей работы являлось прямое измерение величин $\lambda_{pd\mu}$ и $\lambda_{p\mu}$ в газообразном водороде. В ходе работы было получено также отношение скоростей перехвата мюона с протона и дейтрона на ксенон.

Метод измерения

В работе был применен метод, аналогичный методу исследований /1,4/, в основе которого лежит использование смеси водорода с малой примесью газа с $Z > 1$ /в нашем случае был взят ксенон с атомарной концентрацией 10⁻⁵/. Последовательность процессов, происходящих после остановки мюона и образования $p\mu$ -атома в смесях H₂+Xe, H₂+Xe+D₂, схематически представлена на рис. 1. Прямой посадкой мюонов на атомы ксенона в наших условиях можно пренебречь.

Скорость $\lambda_{p\mu}$ исчезновения $p\mu$ -атома определяется процессами образования $pp\mu$ -молекулы, перехватом мюона на атомы ксенона и дейтерия, а также распадом мюона:

$$\lambda_{p\mu} = \lambda_0 + \phi \lambda_{pp\mu} (1 - C_D) + \phi C_{Xe} \lambda_{Xe}^p + \phi C_D \lambda_{pd} \quad /2/$$

Для $d\mu$ -атома соответствующая величина равна

$$\lambda_{d\mu} = \lambda_0 + \phi (1 - C_D) \lambda_{pd\mu} + \phi C_D \lambda_{dd\mu} + \phi C_{Xe} \lambda_{Xe}^d \quad /3/$$

В этих выражениях: $\lambda_0 = 0,455 \cdot 10^6$ с⁻¹ - скорость распада свободного мюона; λ_{pd} - скорость перехвата мюона с протона на дейтрон; λ_{Xe}^p , λ_{Xe}^d - скорость перехвата мюона с протона /дейтрона/ к атомам Xe; C_{Xe} , C_D - атомные концентрации ксенона и дейтерия соответственно; ϕ - отношение плотности газа к плотности жидкого водорода. Скорости мезомолекулярных процессов приведены к условиям жидкого водорода /атомная плотность водорода 4,22·10²² 1/см³/.

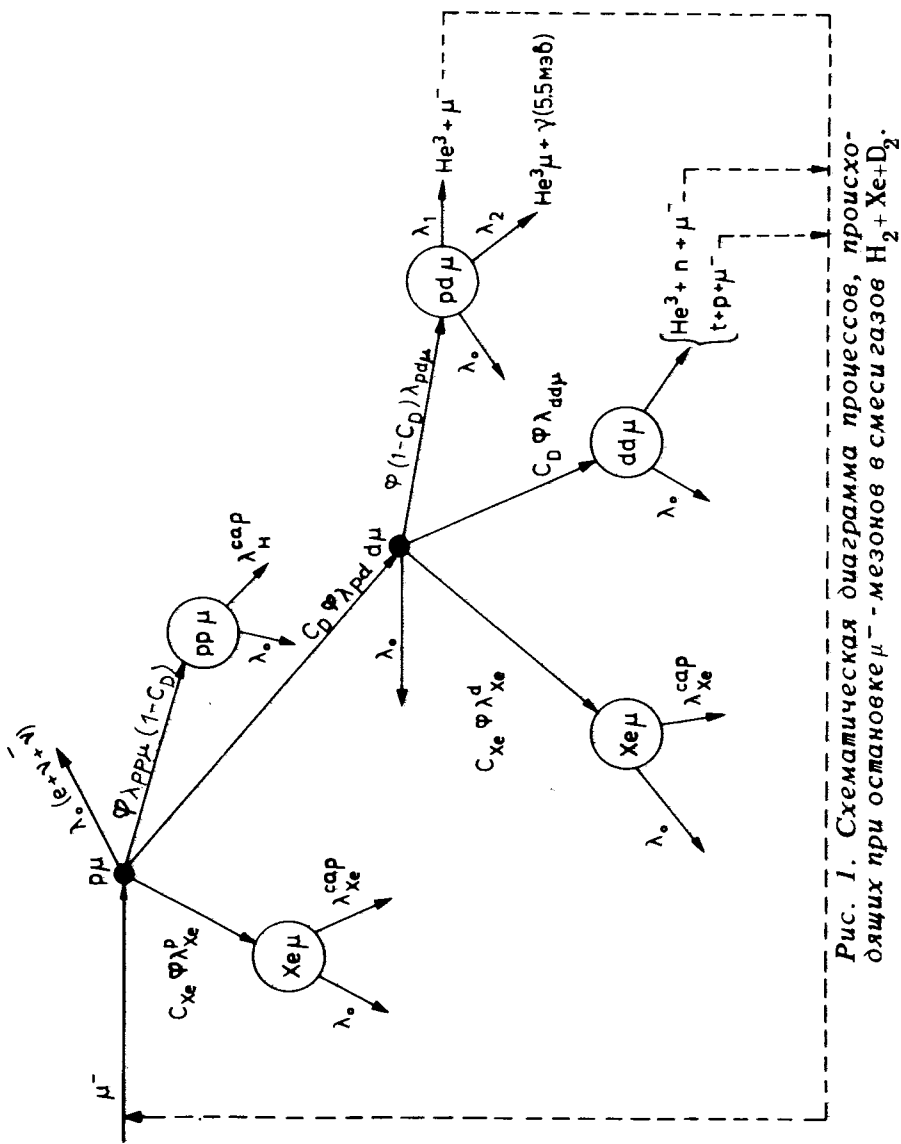


Рис. 1. Схематическая диаграмма процессов, происходящих при остановке μ^- -мезонов в смеси газов $H_2 + Xe + D_2$.

Временные распределения электронов от распада мюонов и γ -квантов мезорентгеновского излучения $Xe\mu^-$ -атома можно записать единым образом для $H_2 + Xe$ и $H_2 + Xe + D_2$:

$$\frac{dn_\gamma}{dt} = \lambda_{Xe} e^{-\lambda_s t}, \quad /4/$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \left(\lambda_0 - \frac{\lambda'_0 \lambda_{Xe}}{\lambda_s - \lambda'_0 - \lambda_{Xe}^{cap}} - \frac{\lambda_0 \lambda_x}{\lambda_s - \lambda_0} \right) e^{-\lambda_s t} + \frac{\lambda_0 \lambda_x}{\lambda_s - \lambda_0} e^{-\lambda_0 t}. \quad /5/$$

Здесь для смеси $H_2 + Xe$ $\lambda_s = \lambda_{pp\mu}$ /выражение /2//, $\lambda_x = \lambda_{pp\mu}$, $\lambda_{Xe} = \lambda_{Xe}^p$, а для $H_2 + Xe + D_2$ $\lambda_s = \lambda_{dd\mu}$, $\lambda_x = \lambda_{dd\mu}$, $\lambda_{Xe} = \lambda_{Xe}^d$; λ_x - скорость процесса образования $pp\mu^-$ или $dd\mu^-$ молекул, конкурирующего с перхватом мюона на ксенон; λ_{Xe}^{cap} - скорость захвата мюона на ядро ксенона, λ'_0 - скорость распада мюона на орбите $Xe\mu^-$ -атома.

Из выражения /5/ можно видеть, что оно представляет собой сумму двух экспонент с показателями $(-\lambda_s t)$ и $(-\lambda_0 t)$, причем вклад экспоненты с показателем $(-\lambda_0 t)$ определяется искомой величиной λ_x скорости образования мезомолекулы. Анализ экспериментальных временных распределений с помощью выражений типа /4/ и /5/ с целью определения параметров указанных экспонент дает возможность найти искомые величины λ_x , λ_{Xe} . Заметим, что такой метод не требует в принципе разделения электронов и γ -квантов при их регистрации.

Постановка опыта

Эксперимент был выполнен в низкофоновой лаборатории синхроциклотрона ОИЯИ на пучке мюонов с импульсом 130 МэВ/с и интенсивностью $2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Расположение аппаратуры представлено на рис. 2. После прохождения мониторных счетчиков 2,3, широкоапертурного счетчика 1 мюоны тормозились в фильтре б и попа-

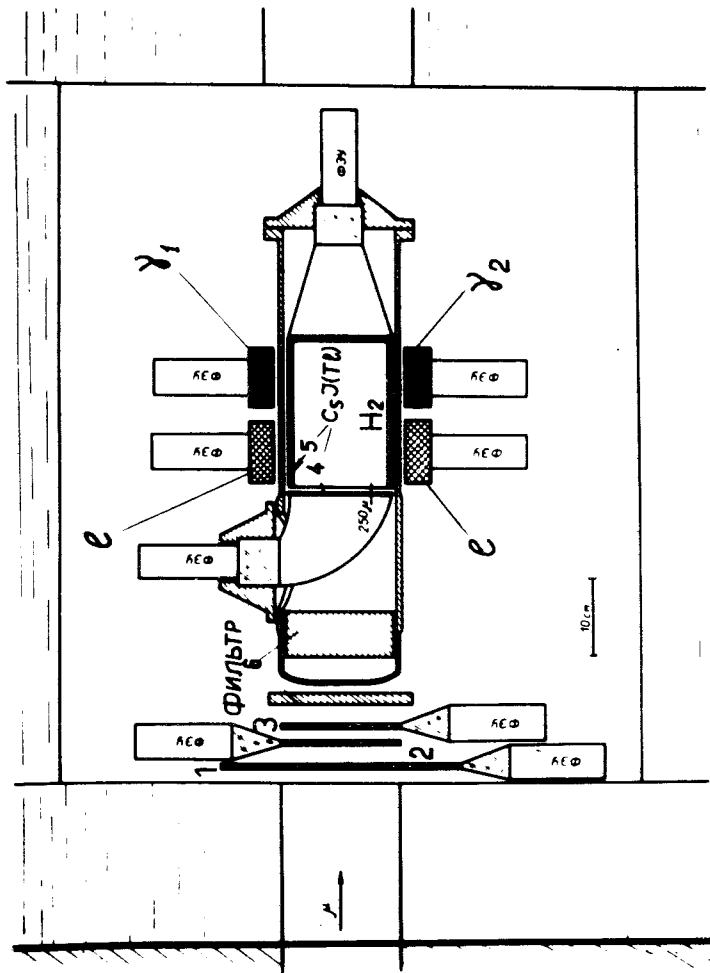


Рис. 2. Схема экспериментальной установки /газовая мишень и детекторы/.

дали в объем газовой мишени. Конструкция мишени, а также методы регистрации остановок мюонов в газе с помощью сцинтилляторов CsJ(Tl) описаны в работах /9,10/. Очистка водорода производилась с помощью системы /10,11/ с палладиевым фильтром, обеспечивающим отсутствие примесей с $Z > 1$ в водороде на уровне 10^{-8} объемных долей. Регистрация γ -квантов и электронов осуществлялась двумя детекторами (γ_1, γ_2) с кристаллами NaJ(Tl) $\phi 150 \times 100 \text{ мм}^2$ и четырьмя счетчиками ($e_1 \div e_4$) с кристаллами стибьена $\phi 70 \times 30 \text{ мм}^2$. Можно отметить, что выбранная нами методика была во многом аналогична использовавшейся в /4/ за исключением одной важной особенности. В счетчиках 4 и 5 в наших опытах был использован не пластический сцинтиллятор, а иодистый цезий. Это позволило избежать трудностей, связанных с обеспечением необходимой чистоты водорода, и существенно уменьшить фон, обусловленный остановками мюонов в веществе счетчика 4.

Блок-схема электронной аппаратуры представлена на рис. 3. Сигнал остановки мюонов в газе /2345/ использовался для запуска временных ворот длительностью 10 мкс /одновибратор ОВ/. В течение этого интервала времени регистрировались γ -кванты мезорентгеновского излучения и электроны от распада мюонов, остановившихся в мишени.

С помощью время-амплитудных преобразователей /ВАП " γ " и ВАП " e " / измерялось время появления сигналов с " γ " - и " e " -детекторов относительно момента остановки мюона. В каналах γ_1 и γ_2 были установлены амплитудные дискриминаторы с нижним порогом, соответствующим энергии 1,5 МэВ. Тип и номер детектора, зарегистрировавшего событие, определялись с помощью логических признаков, вырабатываемых схемами пропускания СП " γ " и СП " e ". Для уменьшения фона, связанного с остановками мюонов в самих детекторах, были предусмотрены антисовпадения ($2,3, \bar{\gamma}$) и ($2,3, \bar{e}$) с разрешающим временем $\approx 0,15 \text{ мкс}$.

Полная информация о событии включала в себя:

1. Время появления сигналов с " γ " - и " e " -детекторов относительно остановки мюона.

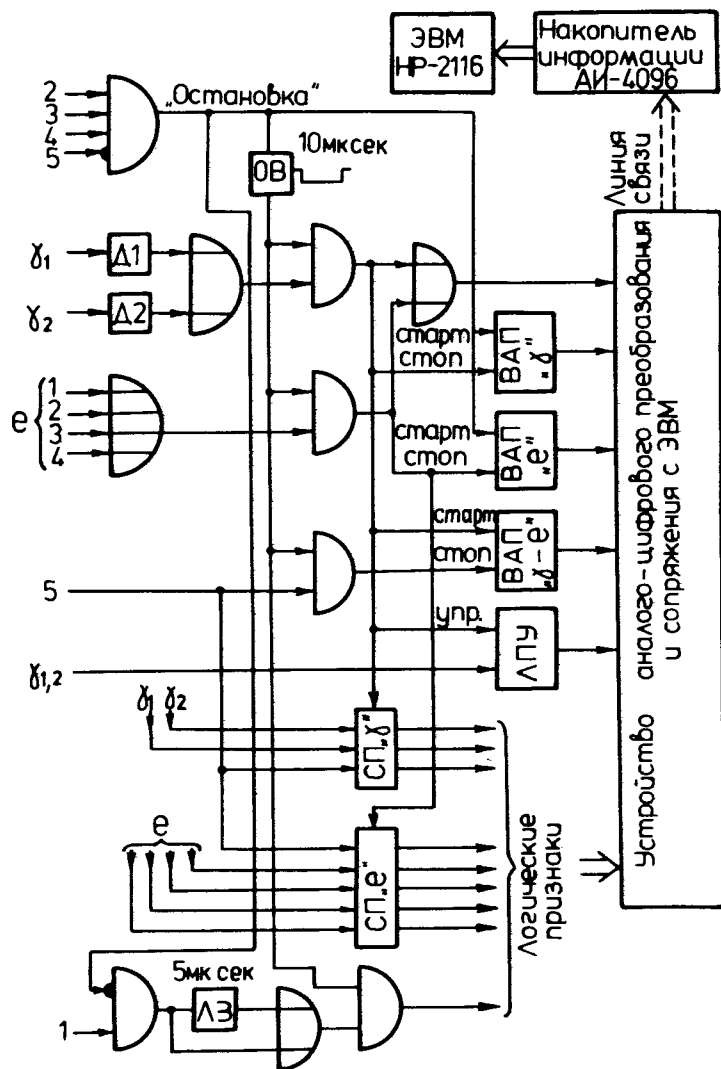


Рис. 3. Блок-схема электронной аппаратуры.

2. Амплитуду сигнала с "γ"-детектора.
 3. Логические признаки, указывающие тип и номер сработавшего детектора.
 4. Логический признак, соответствующий наличию второго мюона, регистрируемого детектором 1 в течение 5 мкс до момента остановки мюона и последующих 10 мкс.
 5. Мониторный счет /2,3/, счет остановок мюонов /2,3,4,5/, счет событий, зарегистрированных "γ"- и "e"- детекторами.
 6. Идентифицирующую информацию.
- Преобразованная в цифровой код амплитудно-временная информация вместе с содержимым регистра логических признаков /12,13/ передавалась в ЭВМ HP-2116.

Проведение эксперимента. Отбор событий

На пучке мюонов было проведено четыре экспозиции общей продолжительностью 40 час. Условия опытов приведены в табл. 2. Во всех четырех опытах производилось измерение временных спектров событий, зарегистрированных "γ"- и "e"- детекторами в совпадениях и антисовпадениях с детектором 5 /спектры $e+5$, $e-5$, $\gamma+5$, $\gamma-5$ /. Кроме того, измерялись также амплитудные распределения импульсов с детекторов NaJ(Tl).

Следует отметить, что наша методика не позволяла осуществлять дискриминацию электронов и γ -квантов. Это связано с тем обстоятельством, что счетчик 5 /CsJ(Tl), толщиной 5 мм/ с заметной эффективностью регистрирует каскад мезорентгеновского излучения Xe_{μ} -атома. Поэтому распределения, зарегистрированные детекторами каждого типа, фактически представляют собой сумму спектров γ -квантов и электронов и описываются суперпозицией выражений /4/ и /5/. Используя совпадения и антисовпадения с детектором 5, мы имели возможность варьировать соотношение между электронной и γ -компонентами в суммарном спектре событий, что позволило более точно определить параметры каждой из этих компонент.

Условия проведения опытов

Экспозиция	Наполнение мишени	Давление смеси газов в мишени при $t = 20^\circ\text{C}$ (ат)	Концентрация ксенона (атомн. долей)	Концентрация дейтерия (атомн. долей)
"I"	H_2	40	-	$< 10^{-6}$
"II"	$\text{H}_2 + \text{Xe}$	40	$\approx 3 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-6}$
"III"	$\text{H}_2 + \text{Xe} + \text{D}_2$	43	$\approx 3 \cdot 10^{-5}$	0,07
"IV"	вакуум	10^{-5}	-	-

Характерные временные распределения приведены на рис. 4-9 /по оси абсцисс - время от момента остановки мюона, по оси ординат - число событий на интервал 0,378 мкс/, а на рис. 10 представлен амплитудный спектр событий, полученный с помощью детекторов "γ". Во время эксперимента каждые 5-6 час проводилась калибровка временной и энергетической шкалы с помощью кварцевого генератора и стандартных источников γ-квантов (^{60}Co , Po - Be).

Обработка данных и результаты опытов

Для нахождения величин $\lambda_{pp\mu}$, $\lambda_{pd\mu}$, $V = \frac{\lambda_{Xe}^p}{\lambda_{Xe}^d}$ были проанализированы по методу наименьших квадратов временные распределения событий, зарегистрированных детекторами "γ" и "ε" в экспозициях I, II, III. Фоновые распределения, полученные в опыте IV и приведенные к условиям соответствующей экспозиции, вычитались поканально. Максимальный вклад фона не превышал 3%. Обработка осуществлялась со значений времени $t \geq T_{\text{начал}} = 0,5$ мкс. Эта граница была выбрана исходя из условия дискриминации фона, связанного с остановками мюонов в сцинтилляторах счетчиков 4 и 5 /время жизни мюона $\tau_{\mu}(\text{Cs, J}) = 0,08$ мкс/. Числа зарегистрированных событий приведены в табл. 3.

Временные распределения зарегистрированных событий аппроксимировались с помощью следующей зависимости, полученной с учетом выражений /4/ и /5/:

$$\frac{dN^i}{dt} = A^i \delta_1 \lambda_{Xe} e^{-\lambda_s t} + D^i [F \delta_1 e^{-\lambda_s t} + \delta_2 G e^{-\lambda_0 t}];$$

/6/

$$F = \lambda_0 - \frac{\lambda_0' \lambda_{Xe}}{\lambda_s - \lambda_0' - \lambda_{Xe}^{\text{cap}}} - \frac{\lambda_0 \lambda_x}{\lambda_s - \lambda_0}; \quad G = \frac{\lambda_0 \lambda_x}{\lambda_s - \lambda_0}$$

/Индекс i соответствует типу спектра/. Факторы δ_1 и δ_2 отличны от единицы лишь для условий опытов III ($\text{H}_2 + \text{Xe} + \text{D}_2$), они учитывают влияние процессов,

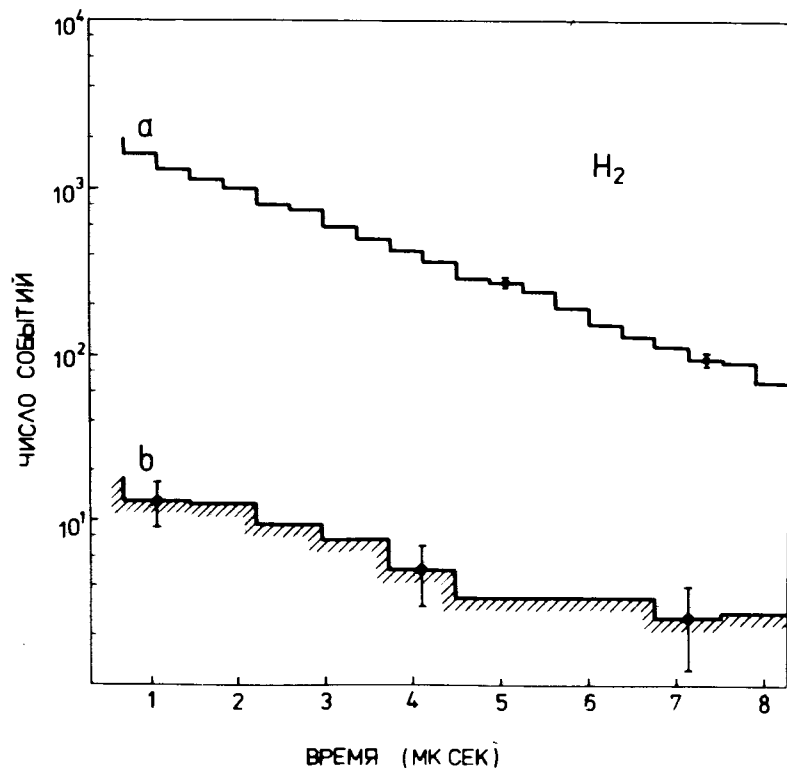


Рис. 4. Временные спектры событий, зарегистрированных "e" - детекторами в совпадениях со счетчиком 5 (e+5); а - опыт I, б - данные экспозиции IV, нормированные на число остановок мюонов в экспозиции I.

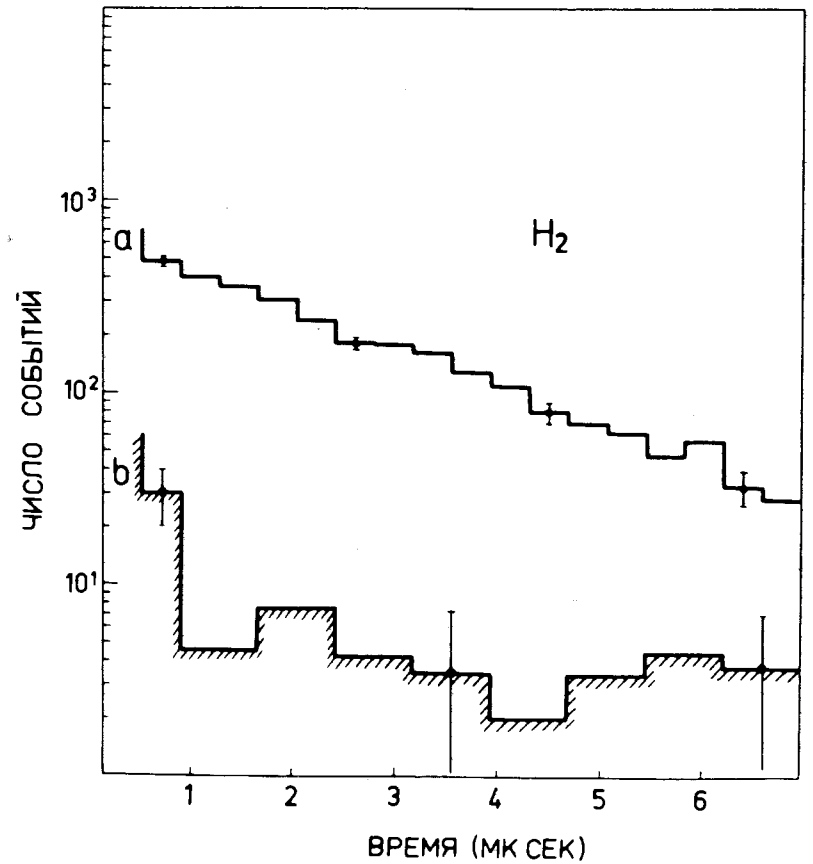


Рис. 5. Временные спектры событий, зарегистрированных "γ" - детекторами в совпадениях со счетчиком 5 (γ+5); а - опыт I, б - нормированные данные опыта IV.

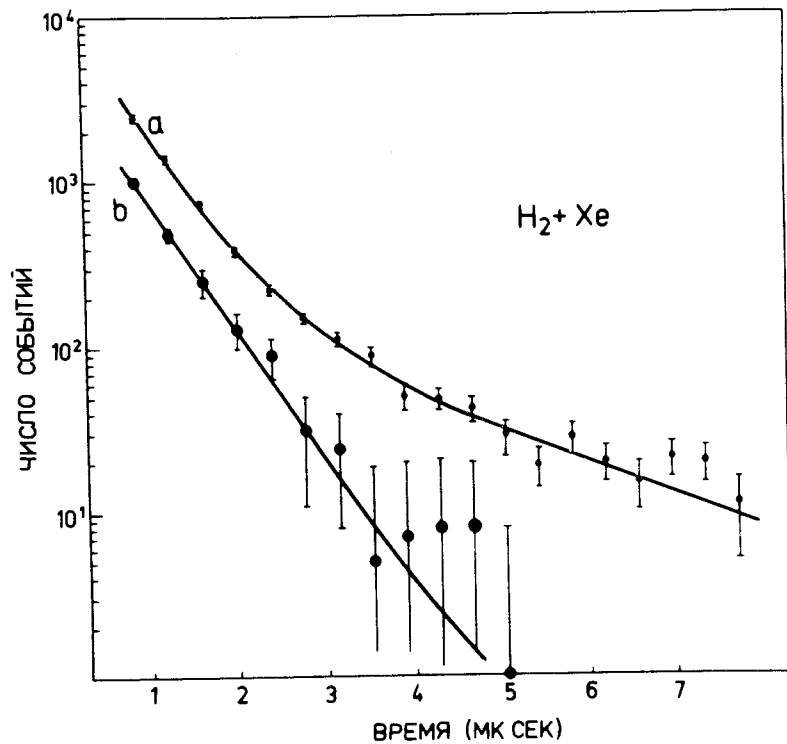


Рис. 6. Временные спектры событий, зарегистрированных e^- -детекторами в опыте II /нормированный фон вычтен/; а - совпадения с детектором 5 ($e+5$), б - анти-совпадения с детектором 5 ($e-5$); сплошные линии - расчетные кривые.

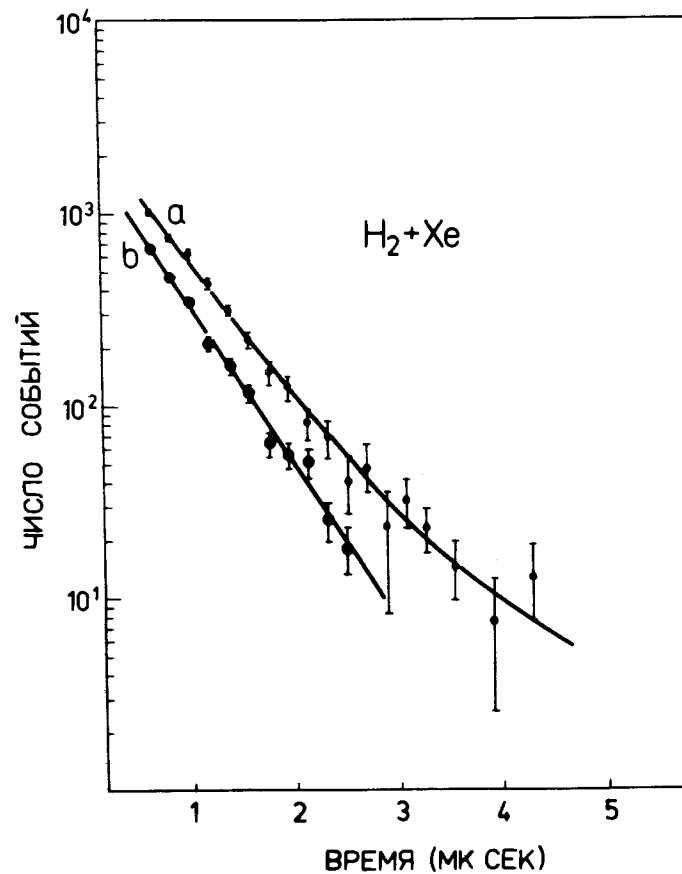


Рис. 7. Временные спектры событий, зарегистрированных γ -детекторами в опыте II /нормированный фон вычтен/; а - совпадения с детектором 5 ($\gamma+5$), б - антисовпадения с детектором 5 ($\gamma-5$); сплошные линии - расчетные кривые.

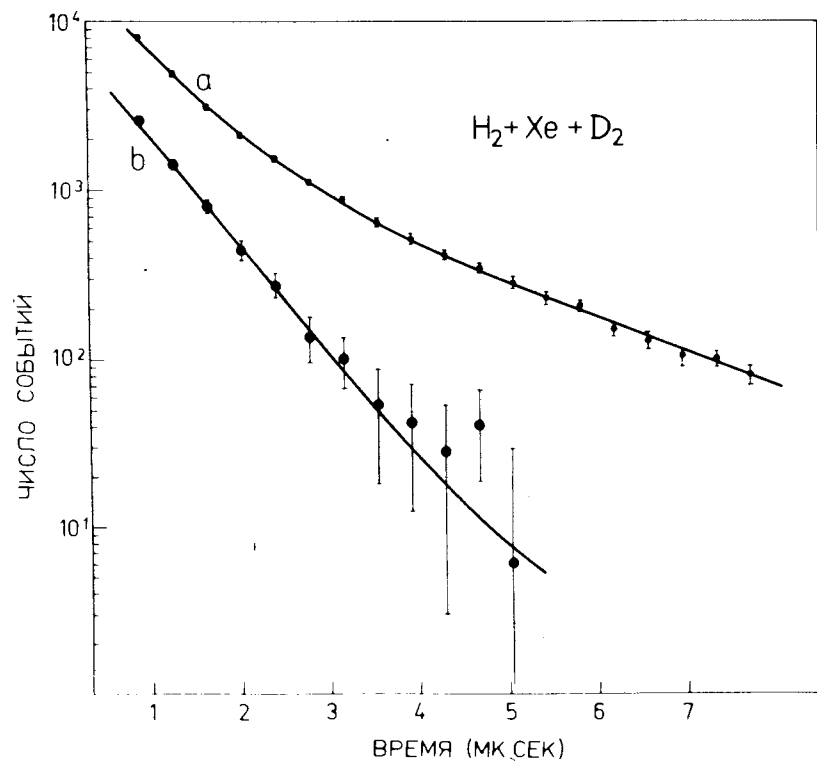


Рис. 8. Временные спектры событий, зарегистрированных "e"-детекторами в опыте III /нормированный фон вычтен/; а - совпадения со счетчиком 5(e+5) , б - анти-совпадения со счетчиком 5(e-5) , сплошные линии - расчетные кривые.

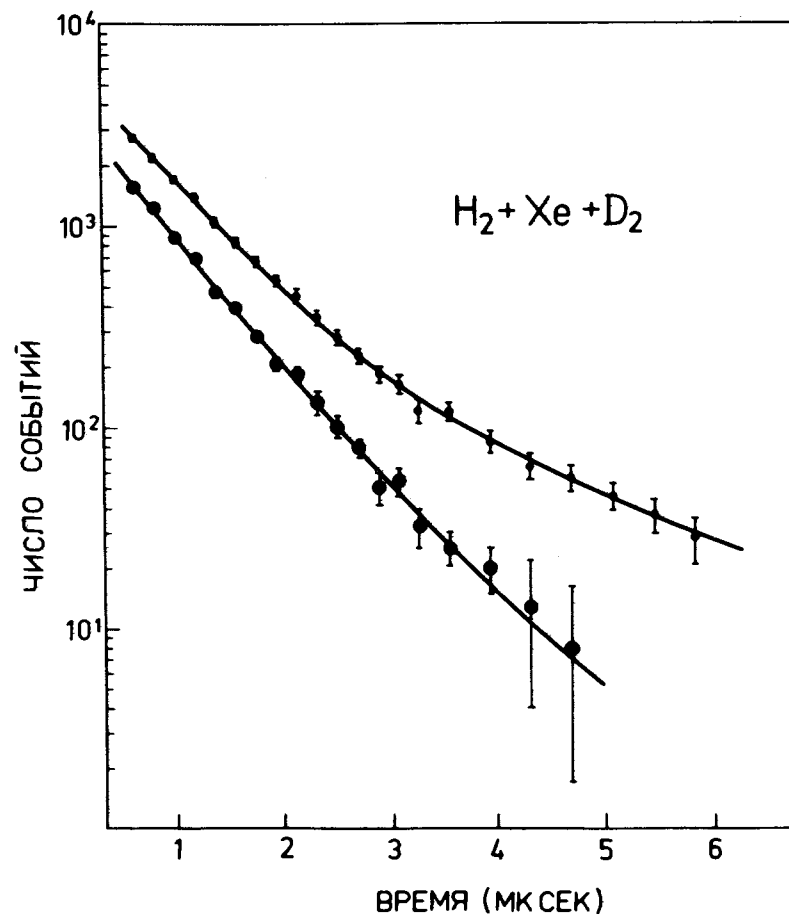


Рис. 9. Временные спектры событий, зарегистрированных "γ"-детекторами в опыте III /нормированный фон вычтен/; а - совпадения со счетчиком 5(γ+5) , б - анти-совпадения со счетчиком 5(γ-5) .

Таблица 3

Экспериментальные данные опытов

Число остановок мюонов (отн. ед.)		H ₂	H ₂ +Xe	H ₂ +Xe+D ₂
		I	I.464	6.077
Тип отбора событий	Номер гистограммы	Число событий	Число событий	Число событий
e + 5	1	8439 ± 92 (108 ± 10)*	5889 ± 78	33233 ± 188
e - 5	2	130 ± 22 (102 ± 15)*	2074 ± 105	7866 ± 200
γ ₁ + 5	3	2001 ± 50 (50 ± 20)*	3037 ± 87	10868 ± 144
γ ₁ - 5	4	17 ± 20 (78 ± 20)*	2350 ± 50	8426 ± 99
γ ₂ + 5	5	2437 ± 52 (64 ± 25)*	4030 ± 150	14651 ± 162
γ ₂ - 5	6	31 ± 15 (88 ± 11)*	3130 ± 57	11485 ± 114

* Приведены нормированные значения фона, найденные в экспозиции IУ (вакуумированная мишень).

происходящих до образования атома $d\mu$, и связаны с различием скоростей перехвата мюона от протона и дейтрона на ксенон. При обработке спектров типа $\gamma+5$ и $\gamma-5$, полученных в опыте III, в аппроксимирующей функции учитывался также вклад γ -квантов от реакции катализа в системе $pd\mu$. Суммарная величина указанного эффекта составляла в этом случае около 3%. При обработке спектров типа $e+5$ и $e-5$ вклад γ -квантов от катализа в эти спектры не учитывался, т.к. его величина пренебрежимо мала /0,1%/.

Коэффициенты A^i и D^i в выражении /6/ являются нормировочными параметрами соответственно для γ -компоненты и электронной составляющей суммарного спектра. Эти коэффициенты можно представить следующим образом:

$$A^i = N_{\mu} \cdot \epsilon_{\gamma}^i, \quad D^i = N_{\mu} \cdot \epsilon_e^i, \quad /7/$$

где N_{μ} - число остановок мюонов в газе, $\epsilon_{\gamma}^i, \epsilon_e^i$ - эффективности регистрации γ -квантов и электронов /очевидно, что значения этих эффективностей зависят как от типа детектора, так и от того, используются или нет совпадения со счетчиком 5/.

Для выбранной нами оптимальной концентрации ксенона показатели экспонент λ_s и λ_0 в выражении /6/ существенно различны, что позволяет с достаточной точностью определить вклад каждой из этих компонент. Так как вклад электронной компоненты с показателем

$$(-\lambda_0 t) \text{ пропорционален произведению } D^i G = D^i \frac{\lambda_0 \lambda_x}{\lambda_s - \lambda_0},$$

для нахождения искоемых параметров λ_x и λ_{Xe} достаточно в этом случае знание величины D^i и нет необходимости в определении величины A^i . Информация о нормировочном факторе D^i может быть получена исходя из полного числа событий, зарегистрированных в экспозиции I /водород/.

$$D_k^i = R_k \cdot e^i, \quad /8/$$

где R_k - отношение чисел мюонных остановок в газе

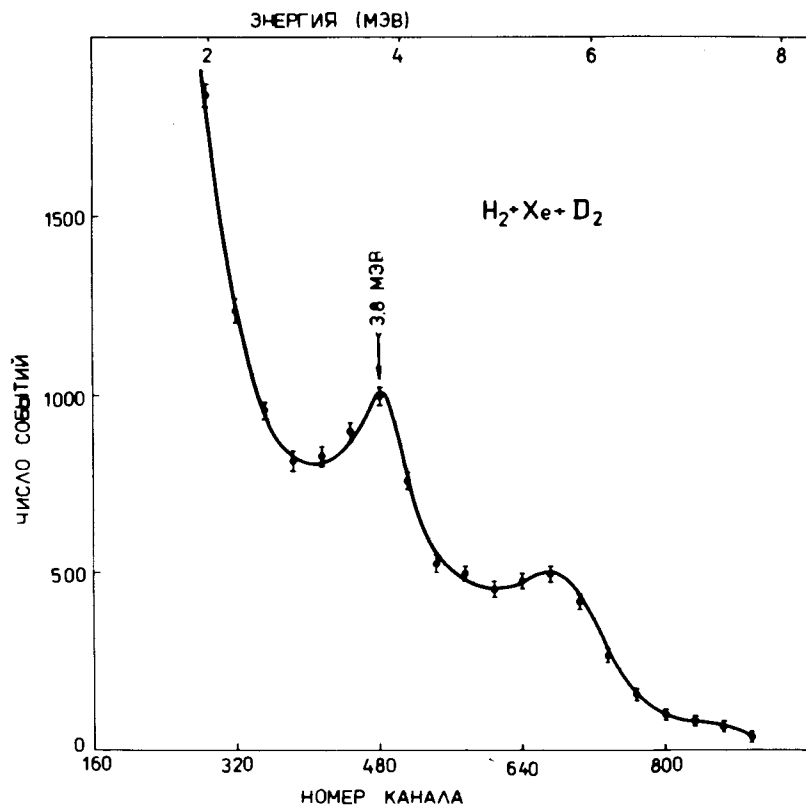


Рис. 10. Амплитудное распределение событий, зарегистрированных γ -детекторами в опыте III в совпадениях с детектором 5. По оси абсцисс - энергия γ -квантов, по оси ординат - число событий на интервал 0,294 МэВ. Энергия K_{α} -линии мезорентгеновского излучения для ксенона составляет 3,8 МэВ /стрелка указывает положение соответствующего фотопика/.

для экспозиции k и экспозиции l , вычисленное из отношения мониторинговых счетов для этих экспозиций, а e^i - полное число событий в спектре типа i для экспозиции l .

Величина, равная произведению $A^i \delta_l \lambda_{Xe}$, определялась в процессе минимизации χ^2 .

В спектрах, полученных в различных условиях, соотношение электронной и γ -компонент, а следовательно, и вкладов экспонент с показателями $(-\lambda_s t)$ и $(-\lambda_0 t)$ в аппроксимирующую эти спектры зависимость было различным. В частности, для спектров $\gamma+5$ и $\gamma-5$, измеренных в экспозиции II, обработка осуществлялась лишь для получения дополнительной информации о величине λ_s , которая использовалась при обработке других спектров.

Результаты обработки приведены в табл. 4, там же помещены данные, полученные путем объединения результатов обработки различных спектров. Кроме того, указанные данные приводятся также в табл. 1.

Из экспериментальных данных, показанных в таблице 1, можно видеть, что найденное нами значение λ_{ppm} согласуется с результатами работ /1,2,3,4/. Измеренное значение λ_{pdm} находится в согласии с данными нашей работы /6/ и работы /2/ и отличается от величины, полученной в /1/.

Значения величины B , полученные нами и в работе /16/, помещены в табл. 1. Причиной некоторого расхождения между ними может являться то обстоятельство, что при определении этой величины в указанных работах использовалось значение скорости λ_{pd} перехвата мюона с протона на дейтрон, которое известно с большой неопределенностью. Заметим, что в условиях настоящей работы ($\phi C_D \lambda_{pd} \approx 1$) зависимость полученной величины B от λ_{pd} гораздо слабее, чем в условиях работы /16/.

Сопоставление данных измерений λ_{ppm} и λ_{pdm} , выполненных в различных экспериментальных условиях, позволяет сделать заключение, что скорости образования мезомолекул ppm и pdm в жидком и газообразном водороде не различаются. Как видно из таблицы 1, результаты вычислений величины λ_{ppm} согласуются с измеренными значениями этой величины. Что касается

Таблица 4

Результаты обработки экспериментальных данных

Тип гистограммы	Величина				Опыт
	в единицах 10^6 c^{-1}				
	$\lambda_{\text{ррн}}$	$\lambda_{\text{рди}}$	$C_{\text{хс}} \phi \lambda_{\text{хс}}^{\text{р}}$	$C_{\text{хс}} \phi \lambda_{\text{хс}}^{\text{д}}$	
e + 5; e - 5	$2,34 \pm 0,17$	$5,53 \pm 0,21$	$1,281 \pm 0,026$	$1,59 \pm 0,05$	"II" и "III"
$\chi + 5; \chi - 5$	-	$5,53 \pm 0,27$	-	$1,63 \pm 0,05^*$	"III"
окончательный результат	$2,34 \pm 0,17$	$5,53 \pm 0,16$		$1,62 \pm 0,05$	

* Это значение вычислено из отношения величин $\lambda_{\text{хс}}^{\text{р}}$ и $\lambda_{\text{хс}}^{\text{д}}$, найденных в опытах "II" и "III".

величины $\lambda_{\text{рди}}$, то результаты теоретических работ /7,8/ не согласуются с экспериментальными данными /1,2,6/. Следует, однако, отметить, что теоретические расчеты скоростей образования мезомолекул являются приближенными. Наиболее существенным приближением является замена молекулярных волновых функций молекулы водорода на атомные при вычислении коэффициентов конверсии электрона, сопровождающей процесс образования мезомолекул. Кроме того, при вычислении волновых функций образующихся мезомолекул были использованы приближенные потенциалы, а в волновой функции налетающего мезоатома учитывалась только S-волна. Таким образом, окончательное сравнение теории и эксперимента следует отложить до проведения более тщательных расчетов.

Авторы работы выражают благодарность С.С.Герштейну, Л.И.Пономареву, В.Г.Зинову за полезные обсуждения и ценные замечания, Л.Н.Сомову за помощь при измерениях и С.В.Медведю за обеспечение бесперебойной работы измерительного центра и ЭВМ HP-2116.

Литература

1. G. Conforto, C. Rubbia, E. Zavattini, S. Focardi. *Nuovo Cim.*, 33, 1001 (1964).
2. E. J. Bleser, E. W. Anderson, L. M. Lederman, S. L. Meyer, J. L. Rosen, J. E. Rothberg and I. J. Wang. *Phys. Rev.*, 2679 (1963).
3. В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, В. И. Москалев, В. В. Фильченков, М. Фримл. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, т. 1, 878, 1964, М., Атомиздат, 1964.
4. Ю. Г. Будяшов, П. Ф. Ермолов, В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, К. О. Оганесян. Препринт ОИЯИ, P15-3964, Дубна, 1968.
5. В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, В. И. Москалев, В. В. Фильченков. Препринт ОИЯИ, P-2356, Дубна, 1965.
6. V. M. Bystritsky, V. P. Dzheleпов, G. Chemnitz, V. V. Filchenkov, B. A. Khomenko, N. N. Khovansky, A. I. Rudenko, V. M. Suvorov. *JINR Preprint E1-8881, Dubna*, 1975.

7. Я. Б. Зельдович, С. С. Герштейн. УФН, 71, 3, 581 /1960/;
В. Б. Беляев, С. С. Герштейн, Б. Н. Захарьев, С. П. Лом-
нев. ЖЭТФ, 37, 1652 /1959/.
8. S. Cohen, D. Judd and R. J. Riddell. Phys. Rev., 119,
397 (1960).
9. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов,
К. О. Оганесян, М. Н. Омеляненко, С. Ю. Пороховой,
В. В. Фильченков. ПТЭ, 4, 86 /1971/.
10. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов,
К. О. Оганесян, М. Н. Омеляненко, С. Ю. Пороховой,
В. В. Фильченков. Сообщение ОИЯИ, 13-7246,
Дубна, 1973.
11. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов,
К. О. Оганесян, М. Н. Омеляненко, С. Ю. Пороховой,
А. А. Родина, В. Е. Теплов, В. В. Фильченков. ПТЭ,
2, 226 /1972/.
12. Б. Ю. Балдин, З. В. Крумштейн, Г. Хемниц, Н. Н. Хован-
ский, М. Шавловски. Препринт ОИЯИ, 13-7751,
Дубна, 1974.
13. Р. Ляйсте, Ю. П. Мерекоев, Нго Куанг Зуй, Г. Хемниц,
Н. Н. Хованский. Препринт ОИЯИ, 13-7699, Дубна,
1974.
14. В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, В. А. Кушниренко,
В. И. Москалев, С. С. Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439
/1962/.
15. A. Bertin, M. Bruno, A. Placci, A. Vitale,
E. Zavattini. Lett. Nuovo Cim., 4, 449 (1972).
16. A. Bertin, M. Bruno, A. Vitale, A. Placci, E. Zavattini.
Phys. Rev., 7A, 462 (1973).
17. G. Fiorentini and G. Torelli. Muon and Pion
Transfer Processes. Pisa, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1975 года.