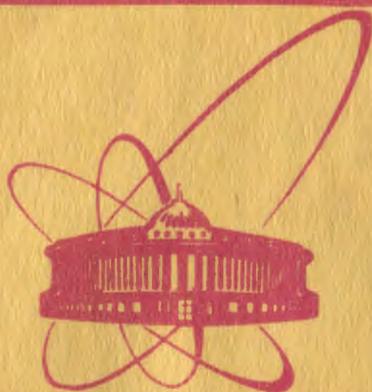


80-788

e



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1208 / 2-81

9/III-81

Д1-80-788

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, З.В.Ершова,
В.Г.Зинов, В.К.Капъшев, С.Ш.Мухамет-Галеева,
В.С.Надеждин, Л.А.Ривкис, А.И.Руденко,
В.И.Сатаров, Н.В.Сергеева, Л.Н.Сомов,
В.А.Столупин, В.В.Фильченков

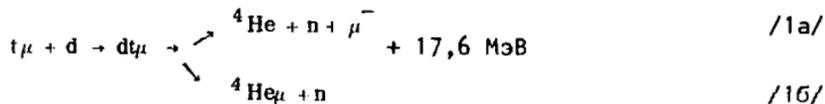
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ
И ИССЛЕДОВАНИЕ МЮОННОГО КАТАЛИЗА
РЕАКЦИИ СИНТЕЗА ЯДЕР ДЕЙТЕРИЯ
И ТРИТИЯ

Направлено в ЖЭТФ

1980

ВВЕДЕНИЕ

Хотя мюонный катализ реакций синтеза ядер изотопов водорода $p+d$ и $d+d$ был впервые зарегистрирован более двадцати лет назад ^{/1/} и затем изучался многими экспериментальными группами, процесс синтеза ядер из состояния мюонной молекулы $dt\mu$



до настоящего времени экспериментально не был исследован.

В последние годы, однако, возникла настоятельная необходимость в экспериментах по изучению процесса /1/, что связано с установлением явления резонансного характера образования мюонных молекул $dt\mu$ ^{/2-5/} и с предсказаниями теории ^{/5/} о существовании аналогичного резонанса в сечении образования молекул $dt\mu$. Расчеты ^{/5/}, выполненные на основании рассмотрения резонансного механизма ^{/4/} образования мюонных молекул, свидетельствуют о том, что скорость образования молекул $dt\mu$ может достигать значений $\lambda_{dt\mu} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ /для плотности жидкого водорода/, т.е. более чем на два порядка превышать скорость распада мюона $\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Это означает, что в смеси дейтерия и трития один мюон за время своей жизни может последовательно вызвать более ста реакций /1a/ ^{/5,7/}. Экспериментальная проверка этого вывода представляет значительный интерес с точки зрения выяснения возможности использования явления мюонокатализа реакции $d+t$ для энергетических целей ^{/6/}.

Целью настоящей работы было зарегистрировать реакцию /1/, измерить ее выход и тем самым проверить предсказания теории о существовании резонанса в сечении образования молекул $dt\mu$. Эксперимент намечено было провести с газовой мишенью, заполняемой смесью D_2+T_2 , что позволило выполнить измерения в широком интервале температур мишени $T=90-610^\circ \text{ K}$ /. Регистрация исследуемого процесса осуществлялась путем детектирования нейтронов с энергией 14,1 МэВ, образующихся в реакции /1/. Предварительные данные опубликованы в работе ^{/6/}.

Схема процессов, вызываемых отрицательными мюонами в смеси дейтерия и трития, показана на рис.1. При замедлении мюонов происходит образование μ -атомов со скоростью $\lambda_a c_d$ и μ -

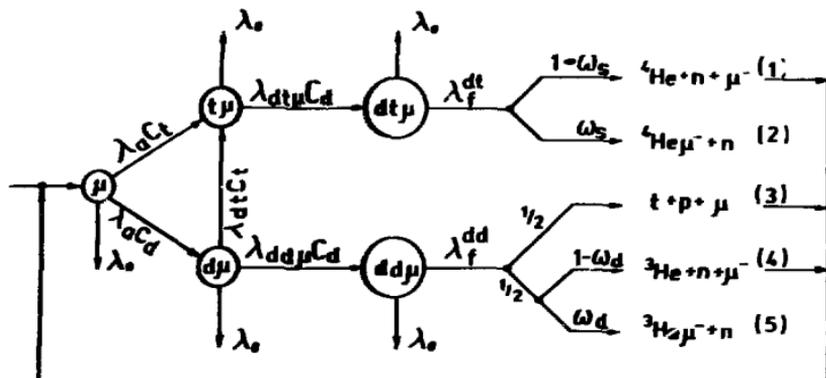


Рис.1. Схема процессов, вызываемых отрицательными мюнами в смеси дейтерия и трития.

атомов - со скоростью $\lambda_a c_t$, где λ_a - скорость образования мезоатома водорода, а c_d и c_t - относительные концентрации дейтерия и трития ($c_d + c_t = 1$). Согласно [9,10] при относительной плотности водорода $\phi \geq 10^{-3}$ величина $\lambda_a \gg \lambda_0$. Атомы μ могут образовывать мюнные молекулы $dd\mu$ или участвовать в реакции изотопного обмена



которая приводит к образованию $t\mu$ -атомов с начальной энергией 19 эВ. Расчеты [10] дают значение скорости процесса переноса

$$\lambda_{dt}^0 = 1,9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \quad /3/$$

/в пересчете к плотности жидкого трития/. Экспериментально величина λ_{dt} ранее не определялась, и ее также необходимо было определить.

Мезоатомы $t\mu$, образующиеся в результате атомного захвата свободного мюна или в результате перезарядки [2] при соударениях с дейтронами /а точнее, с молекулами D_2 и DT /, образуют $d\mu$ -молекулы. В молекулах $dd\mu$ и $dt\mu$ происходят реакции синтеза, обозначенные на рис.1.

В результате реакции синтеза мюнов в большинстве случаев освобождается и вновь вызывает процессы, указанные на рис.1,

* $\phi \equiv \rho/\rho_0$, где ρ - плотность газообразного водорода, а $\rho_0 = 4,22 \cdot 10^{22}$ ядер/см³ - плотность жидкого водорода.

Таблица 1

Скорости мю-молекулярных процессов, происходящих в смеси дейтерия и трития, и относительные вероятности различных каналов реакций синтеза в мезомолекулах

Скорости образования мюонных молекул (в ед. 10^6 с^{-1})			Скорости ядерных реакций (в ед. 10^{10} с^{-1})			Относительные вероятности каналов реакций синтеза		
Величина	Значение		Величина	Значение		Величина	Значение	
	Теория	Эксперимент		Теория	Эксперимент		Теория	Эксперимент
$\lambda_{dt\mu}^a$	100 /5/	-	λ_f^{dt}	100 /12,15/	-	ω_s	0,01 /12,13,15/	-
$\lambda_{tt\mu}^a$	3 /14/	-	λ_f^{tt}	10 /15/	-	ω_t	0,1 /13/	-
$\lambda_{dd\mu}^a$	0,8 /5/	0,8 /2,3/	λ_f^{dd}	10 /15/	$2 \cdot 10^{-3}$ /3/	ω_d	0,13 /13,15/	< 0,13 /2/
						ω_d'	0,03 /13,15/	< 0,13 /2/

однако с некоторой вероятностью (ω) он может оказаться связанным с одним из заряженных продуктов реакции. Существенно, что заряженные системы (${}^4\text{He}\mu$)⁺ и (${}^3\text{He}\mu$)⁺ не могут вновь образовать мюнные молекулы, поэтому если мюон оказался связанным с ядром гелия и не "страхнулся" с него в процессе замедления иона ($\text{He}\mu$)⁺, то он выбывает из дальнейших циклов μ -катализа. Согласно расчетам /12,13/ вероятность "страхивания" мюона составляет $\approx 25\%$.

Расчетные значения скоростей образования молекул $d\text{d}\mu$, $d_t\mu$ и $t_t\mu$, скоростей проходящих в этих молекулах реакций синтеза и относительные вероятности каналов этих реакций приведены в табл.1. Там же помещены экспериментальные значения для скорости образования системы $d\text{d}\mu$, скорости реакции $d+d$ в этой мезомолекуле и вероятности "прилипания" мюона к заряженным продуктам этой реакции. Аналогичные характеристики для молекул $d_t\mu$ и $t_t\mu$ до настоящего времени экспериментально не определялись.

Значения величин $\lambda_{d_t\mu}^{\circ}$, $\lambda_{d\text{d}\mu}^{\circ}$ и $\lambda_{t_t\mu}^{\circ}$ приведены для плотности жидкого водорода $\rho_0 = 4,22 \cdot 10^{22}$ ядер/см³ и могут быть пересчитаны к плотности газообразного водорода с относительной плотностью $\phi = \rho/\rho_0$ следующим образом:

$$\lambda_{d_t\mu} = \lambda_{d_t\mu}^{\circ} \phi, \quad \lambda_{d\text{d}\mu} = \lambda_{d\text{d}\mu}^{\circ} \phi, \quad \lambda_{t_t\mu} = \lambda_{t_t\mu}^{\circ} \phi.$$

Из данных, помещенных в табл.1, можно заключить, что при ожидаемых из теории больших значениях $\lambda_{d_t\mu} \gg \lambda_{d\text{d}\mu}$, $\lambda_{t_t\mu}$ основными величинами, которые должны определять эффективность мюонного катализа в смеси дейтерия и трития, являются величины $\lambda_{d_t\mu}$, λ_{d_t} и ω_s .

Кинетика мезомолекулярных процессов в смеси дейтерия и трития была рассмотрена в работе /16/, где показано, что при давлениях $P = 5-100$ атм. и концентрациях трития $c_t \leq 0,5$ выход реакции /1/ /количество нейтронов, генерируемых одним мюоном/ равен:

$$Y_n = \frac{(\lambda_0 + \lambda_{d_t}) \lambda_{d_t\mu} c_d c_t}{\lambda_0 (\lambda_0 + \lambda_{d_t} c_t + \lambda_{d_t\mu} c_d^2)}, \quad /4/$$

а временное распределение нейтронов из реакции /1а/

$$\frac{dY_n}{dn} = \frac{\lambda_{d_t\mu} c_d c_t}{\lambda_{d_t} c_t + \lambda_{d_t\mu} c_d^2} \left\{ \lambda_{d_t} e^{-\lambda_1 t} + c_d (\lambda_{d_t\mu} c_d - \lambda_{d_t}) e^{-\lambda_2 t} \right\}, \quad /5/$$

где $\lambda_1 = \lambda_0$, $\lambda_2 = \lambda_0 + \lambda_{d_t} c_t + \lambda_{d_t\mu} c_d^2$.

Выражения /4/ и /5/ справедливы при ожидаемых из теории больших значениях λ_{d_t} и $\lambda_{d_t\mu}$:

$$\lambda_{d_t\mu} c_d \gg \lambda_{t_t\mu} c_t, \quad \lambda_{d_t} \gg \lambda_{d\text{d}\mu} c_d,$$

и малых значениях величин ω_s , ω_d и ω_t :

$$\omega_s \lambda_{dt\mu} c_d, \omega_d \lambda_{dd\mu} c_d, \omega_t \lambda_{tt\mu} c_t \ll \lambda_0.$$

В этих условиях выход и временное распределение нейтронов из реакции /1/ определяются двумя неизвестными величинами: $\lambda_{dt\mu}$ и λ_{dd} , которые могут быть определены путем сравнения экспериментальных данных по выходу и временному распределению нейтронов из реакции /1/ с выражениями /4/ и /5/.

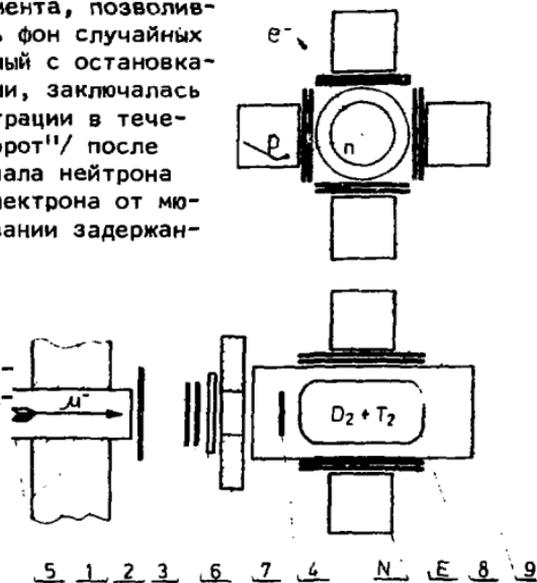
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

Эксперимент был выполнен на мюонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Пучок мюонов с начальным импульсом 130 МэВ/с с помощью мезонного тракта выводился в малофоновую лабораторию, где располагалась основная часть аппаратуры: газовая мишень вместе с системой газообеспечения и детекторы. Схема расположения мишени и детекторов на мюонном пучке приведена на рис.2.

Мюоны регистрировались мониторными счетчиками 1-3 /пластический сцинтиллятор/, замедлялись в замедлителе /6/, детектировались счетчиком 4 и попадали в мишень /8/. Часть мюонов останавливалась в мишени и вызывала реакцию /1/. Нейтроны, возникающие в этой реакции, регистрировались с помощью расположенных вокруг мишени детекторов $N1 \div N4$, а электроны от мю-распада - с помощью расположенных попарно детекторов E1-E8.

Основная идея эксперимента, позволяющая значительно уменьшить фон случайных совпадений и фон, связанный с остановками мюонов в стенках мишени, заключалась в последовательной регистрации в течение интервала 10 мкс /"ворот"/ после влета мюона в мишень сначала нейтрона из реакции /1/ и затем электрона от мю-распада, т.е. в использовании задержан-

Рис.2. Схема экспериментальной установки: 1,2,3 - мониторные счетчики с пластическим сцинтиллятором; 4 - счетчик с кристаллом CsJ(Tl); 5,7 - коллиматоры; 6 - замедлитель мюонов; 8 - газовая мишень; 9 - вакуумный кожух; N - детекторы нейтронов; E - детекторы электронов.



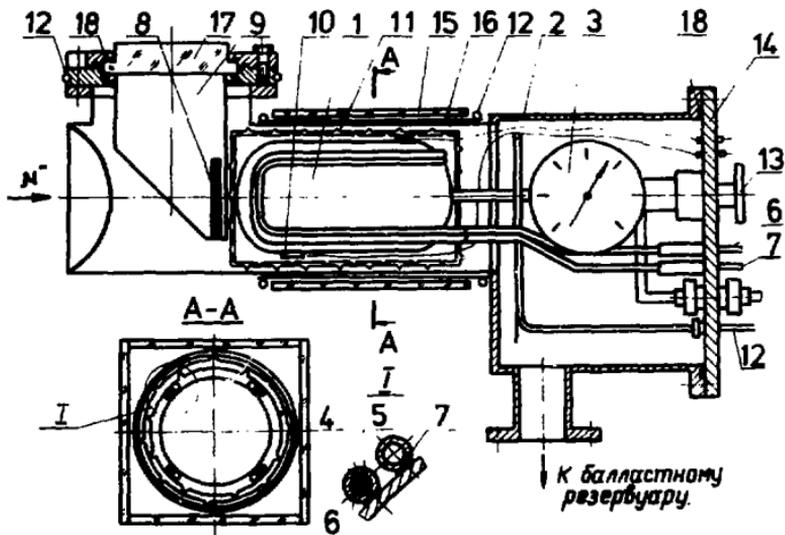


Рис.3. Общий вид газовой мишени: 1 - мишень, 2 - вакуумный кожух, 3 - манометр, 4 - нагреватель, 7 - трубка охлаждения мишени жидким азотом, 8 - сцинтиллятор из CsJ(Tl), 9 - световод, 10 - термопара, 11 - тепловой экран, 12 - трубка водяного охлаждения, 13 - сильфонный вентиль, 14 - фланец вакуумного кожуха, 15 - сцинтилляторы детекторов электронов, 16 - медный экран, 17 - световод из плексигласа.

ных совпадений мюон-нейтрон-электрон. /В работе¹⁷/ при исследовании реакции $p\mu + {}^3\text{He} + \gamma$ использовались задержанные совпадения $\mu - \gamma - e$ /. Остановка мюона в веществе стенок мишени /железо/ приводит либо к ядерному захвату мюона с вылетом нейтрона /нет электрона/, либо к мо-распаду /нет нейтрона/, поэтому использование критерия $(\mu - e)$ -совпадений позволило обеспечить малый уровень фона в наших экспериментальных условиях, когда число остановок мюонов в стенках мишени было в сотни раз больше, чем в газе. Кроме того, уменьшение уровня фона достигалось также использованием счетчика 4 с сцинтиллятором из CsJ(Tl) / $\phi 110 \times 1$ мм/, расположенным после замедлителя непосредственно перед мишенью.

Основную часть экспериментальной установки составляла газовая дейтерий-тритиевая мишень¹⁸. При разработке ее конструкции были учтены следующие требования:

1. Максимальное давление - 55 атм.
2. Диапазон рабочих температур - от $T = -196$ до 400°C .
3. Достаточно малая величина газовыделений со стенок внутрь рабочего объема мишени $< 10^{-4}$ Тор/ч/, что необходимо для сохранения чистоты газовой смеси $D_2 + T_2$ на уровне $< 10^{-6}$ обь-емных долей.
4. Обеспечение безопасности при работе с большими количествами трития /5000 Ки/.

Общий вид мишени показан на рис.3. Корпус мишени представляет собой цилиндрический сосуд с размерами $\phi 130 \times 250$ мм, изготовленный из нержавеющей стали. Объем мишени составляет 3,25 л, а толщина стенок - 3 мм.

С целью обеспечения необходимой безопасности сама мишень, а также соединенные с ней манометр /3/ и вентиль /13/ были заключены в вакуумно-плотный кожух, соединенный с балластным резервуаром. Общий объем кожуха и резервуара, составлявший 130 л, был достаточно велик для того, чтобы при случайной разгерметизации мишени общее давление газовой смеси в нем не превышало 0,6 атм. Шток вентиля /13/ был выведен наружу вакуумного кожуха через уплотнение на фланце /14/. Внутри кожуха находился также кристалл CsJ(Tl) счетчика 4 с полым световодом /9/.

Нагревание мишени осуществлялось с помощью проволочной спирали /4/, пропущенной внутри медной трубки /6/, припаянной к корпусу мишени, а охлаждение - путем продува паров азота через медную трубку /7/, также припаянную к корпусу мишени. Температура мишени измерялась с помощью двух термпар /10/. Точность измерений температуры составляла $\pm 3^{\circ}$.

Так как внутри вакуумного кожуха находился сцинтиллятор счетчика 4, а вокруг кожуха располагались сцинтилляторы /15/ детекторов E1-E8, необходимо было свести к минимуму теплоотвод от мишени. С этой целью наружная поверхность корпуса мишени полировалась, а мишень окружалась 4-слойным экраном /11/ из полированных гофрированных фольг толщиной 80 мкм /нержавеющая сталь/. Кроме того, тепло от стенок вакуумного кожуха и световода счетчика 4 отводилось с помощью наружного медного экрана, охлаждаемого проточной водой.

С помощью системы газообеспечения ¹⁹/, упрощенная схема которой приводится на рис.4, мишень заполнялась сверхчистыми дейтерием и тритием. Требования на степень чистоты используемых изотопов водорода определяются соотношением между известными значениями ⁸/ скорости перехвата (λ_z) мюона от мезоатома водорода к ядрам (Z) возможных примесей (N_2, O_2, CO_2) и ожидаемыми значениями величин λ_{dt} и $\lambda_{dt\mu}$. Для того, чтобы вклад фона от перехвата на примеси не превышал 1%, не-

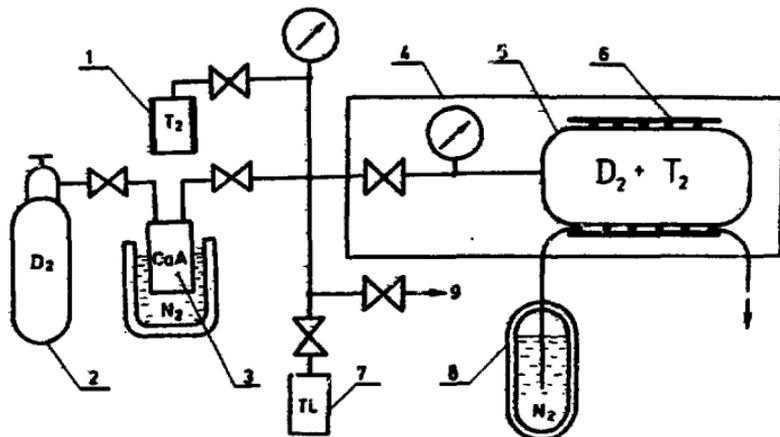


Рис. 4. Схема заполнения мишени дейтерием и тритием. 1 - ампула с тритием, 2 - баллон с дейтерием, 3 - система очистки дейтерия на основе цеолитовых адсорберов СаА, 4 - вакуумный кожух, 5 - газовая мишень, 6 - нагреватель, 7 - адсорбер для поглощения смеси $D_2 + T_2$, 8 - система охлаждения, 9 - выход к системе высоковакуумной откачки.

обходимо выполнение условий:

$$\lambda_z c_z / \lambda_{dt} c_t < 0,01 \quad \text{и} \quad \lambda_z c_z / \lambda_{dt} \mu c_d < 0,01,$$

где c_z - относительное содержание примесей. Используя значения $\lambda_z^0 = \lambda_z / \phi = 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\lambda_{dt}^0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$ и $\lambda_{dt}^0 = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, получим условие:

$$c_z < 10^{-6}.$$

16/

Очистка дейтерия осуществлялась непосредственно в ходе заполнения им мишени с помощью трех соединенных последовательно цеолитовых адсорберов ЦЛ1-ЦЛ3, помещенных в жидкий азот. В качестве источника трития использовался тритид титана TiT_2 , помещенный внутрь ампулы из нержавеющей стали объемом 100 см^3 . Диссоциация TiT_2 , т.е. выделение газообразного трития, эффективно происходит при температуре $750-800^\circ \text{C}$. Важно, что при этой температуре тритид титана активно сорбирует газы различных химических веществ, в том числе кислород, азот и окислы углерода, в результате остаточное содержание их в тритии не превышает $10^{-5/19}$. Относительное содержание трития в наших опытах было не больше 10%, поэтому указанная чистота трития соответствовала условию 16/.

Необходимо было не только осуществить очистку дейтерия и трития перед заполнением ими мишени, но и обеспечить сохранение их чистоты на требуемом уровне $/10^{-6}/$ в течение продолжительных экспозиций $/200$ часов/, т.е. исключить загрязнение газовой смеси в результате выделения газов других веществ из стенок мишени и коммуникаций. С этой целью проводилась вакуум-термическая тренировка мишени и коммуникаций, которая осуществлялась в течение 3 суток перед заполнением мишени. Для контроля параметров системы газообеспечения несколько раз осуществлялось заполнение мишени дейтерием, после чего проверялась его чистота. Результаты этих анализов свидетельствуют о том, что степень чистоты газа была не хуже чем $2 \cdot 10^{-7}$.

При заполнении мишени сначала производился напуск трития. Количество его в мишени определялось исходя из известного объема мишени и парциального давления трития, измеряемого с помощью мановакуумметра. Максимальное давление трития при температуре тритида титана 800°C составляло 480 Тор. Точность определения содержания трития в мишени была не хуже 1%. После того, как мишень была заполнена тритием, осуществлялось его обратное поглощение титаном из подводящих коммуникаций, а затем мишень заполнялась дейтерием до требуемого давления. По окончании сеанса измерений газовая смесь $\text{D}_2 + \text{T}_2$, находящаяся в мишени, поглощалась в адсорберах Ti1 и Ti2 , заполненных титаном марки ТНТ-4. Сорбционная смесь каждого адсорбера составляла 360 л при нормальных условиях. Остаточное давление газа в мишени и коммуникациях после поглощения смеси было не более 10^{-3} Тор.

Для регистрации электронов от распада мюонов, останавливающихся в мишени, применялись сцинтилляционные детекторы Е1-Е8. В этих детекторах использовался пластический сцинтиллятор с размерами $340 \times 200 \times 10$ мм и фотозлектронные умножители типа ФЭУ-30, делители питания были собраны по схеме, предложенной в ²⁰. Для уменьшения фона случайных совпадений детекторы электронов попарно включались на совпадения, образуя четыре телескопа. Геометрическая эффективность всех детекторов для электронов, вылетающих из объема мишени, составляла $\approx 60\%$.

Нейтроны из реакции $/1/$ регистрировались четырьмя высокоэффективными детекторами $\text{N1} + \text{N4}$ с жидким сцинтиллятором NE-213. Система регистрации нейтронов описана в работе ²¹. В детекторах нейтронов использовались фторопластовые безоконные кюветы с размерами $\phi 100 \times 95$ мм и ФЭУ типа АРР58 /диаметр фотокатода-110 мм/. Кюветы надевались непосредственно на фотокатод без каких-либо промежуточных прозрачных сред. Такая конструкция детектора по сравнению с обычно используемыми конструкциями нейтронных детекторов со стеклянными кюветами позволила в 1,5 раза улучшить амплитудное разрешение.

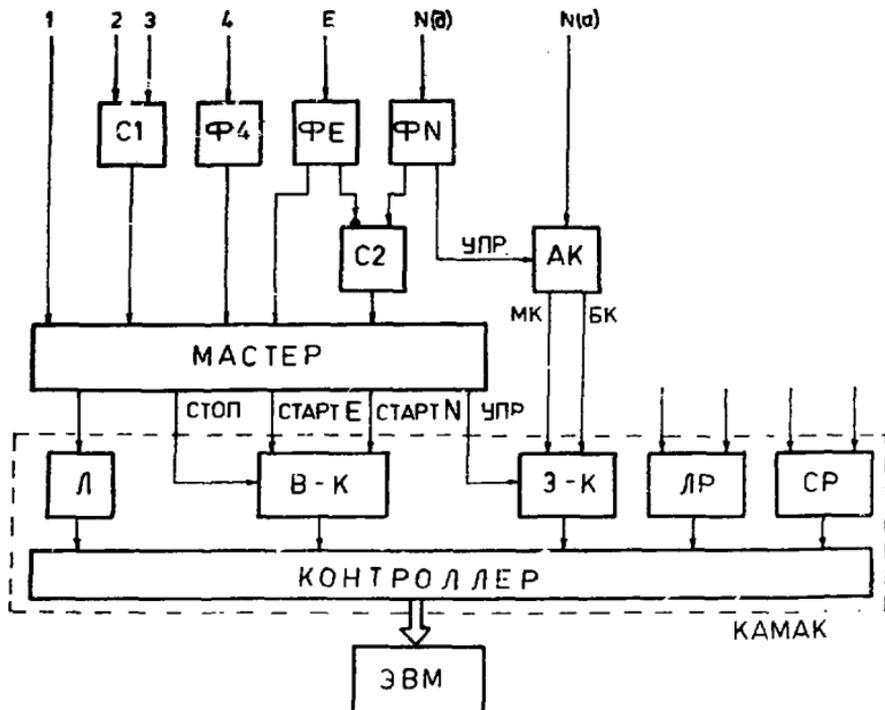


Рис.5. Схема электронной аппаратуры. С1, С2 - схемы совпадений; Ф4, ФE, ФN - формирователи; N(a), N(d) - выходы с анода и динода ФЭУ детекторов нейтронов; АК - аналоговый коммутатор; "Мастер" - блок отбора событий; В-К - преобразователи время-код; З-К - преобразователи заряд-код; ЛР - логический регистр; СР - счетные регистры; Л - LAM - грейдер.

Упрощенная блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис.5. Блок отбора полезных событий "мастер" пропускал сигналы E- и N-детекторов на преобразователи время-код /В-К/ и заряд-код /З-К/ в течение импульса ворот длительностью 10 мкс, запускавшихся сигналом совпадений /23/. Для подавления "мгновенного" фона, связанного с остановками мюонов в сцинтилляторах N- и E-детекторов и в стенках мишени, использовались "быстрые" /100 нс/ антисовпадения $23(\Sigma E + \Sigma N)$. Увеличение эффективности отбора "нейтронных" событий достигалось введением "быстрых" антисовпадений ($N\bar{E}$).

Для дискриминации фона от γ -квантов, регистрируемых N-детекторами, осуществлялось π - γ разделение по форме сцинтилляционного импульса. С этой целью использовался блок аналогового коммутатора /АК/ '21', на вход которого поступали сигналы от N-детектора, а на его выходе формировались два сигнала, амплитуды которых были пропорциональны интенсивной быстрой /БК/ и медленной /МК/ компонент сцинтилляционного импульса. Разделение нейтронов и γ -квантов проводилось путем анализа амплитуд сигналов БК и МК.

Информация о событии, включавшая в себя время появления сигнала с N- и E-детекторов / t_n и t_e /, амплитуды сигналов БК и МК / $A_{БК}$ и $A_{МК}$ /, номер детектора /логический регистр ЛР/ передавалась для анализа в ЭВМ при выполнении ряда условий. Требовалось наличие сигналов с детекторов E, N в течение всей длительности "ворота" и сигнала от счетчика 4 в течение 0,4 мкс от начала запуска "ворота", а также отсутствие сигнала от счетчика 1 /второго мюона/ в интервале длительностью 5 мкс до начала "ворота" и 10 мкс после начала "ворота". Мониторные счета N_{23} , N_{234} записывались в счетные регистры СР. Информация из них периодически передавалась в ЭВМ.

Всего на пучке мюонов было выполнено 14 экспозиций, условия проведения которых отличались температурой газовой смеси или содержанием в ней дейтерия и трития. Условия проведения экспозиций указаны в табл.2. В экспозициях 1-4 мишень нагревалась до температуры $T=613^{\circ}\text{K}$, а в экспозициях 9-14 - охлаждалась до 93°K . Экспозиции 1 и 6 отличаются содержанием трития /в 2 раза/ при одинаковом содержании дейтерия, а экспозиции 5 и 6 - наоборот, содержанием дейтерия при одинаковом количестве трития. Такие условия были выбраны для того, чтобы определить, как изменяется выход нейтронов из реакции /1/ при изменении только величины $\lambda_{dt}^{\circ} \phi_{c_d}$ или только величины $\lambda_{dt}^{\circ} \phi_{c_t}$. Экспозиция 7 /чистый дейтерий/ была выполнена для независимого определения фона нейтронов, а экспозиция 8 /вакуум/ - для нахождения фона электронов.

В каждой экспозиции измерялись временные и амплитудные характеристики событий, зарегистрированных N, E-детекторами. В качестве примера на рис.6 приведено двухмерное амплитудное распределение / $A_{БК}$, $A_{МК}$ /, построенное для одного из нейтронных детекторов по результатам экспозиции 14. В течение эксперимента периодически проводились калибровочные измерения энергетической шкалы нейтронных детекторов с помощью стандартных источников ^{60}Co и Po-Be. "Нейтронные" экспозиции, в которых осуществлялся отбор событий в режиме "быстрых" /100 нс/ антисовпадений (NE), периодически чередовались с "электронными" экспозициями, в которых требовалось лишь наличие импульса с E-детекторов.

Таблица 2

Основные экспериментальные данные, характеризующие экспозиции

Экспозиция	Давление газа в мишени (атм.) при 293°K	Состав газа	Атомарная концентрация трития, мишени C_t	Температура мишени (°K)	Число зарегистрированных нейтронов, N_n	Число зарегистрированных электронов $N_e \cdot 10^{-3}$
I	21,0	D ₂ +T ₂	$3 \cdot 10^{-2}$	293	2762	566,1
2	"	"	"	443	1996	384,3
3	"	"	"	563	2003	382,5
4	"	"	"	613	2107	407,6
5	10,5	"	"	293	1452	696,9
6	21,0	"	$1,57 \cdot 10^{-2}$	293	1250	467,6
7	21,0	D ₂	0	293	152	297,3
8	10^{-5} мм	вакуум	0	293	24	42,9
9	6,6	D ₂ +T ₂	$7,8 \cdot 10^{-2}$	93	98	52,0
10	"	"	"	143	236	129,3
11	"	"	"	193	207	93,6
12	"	"	"	243	472	240,3
13	"	"	"	293	273	135,9
14	66,2	"	$0,81 \cdot 10^{-2}$	93	8765	1734,5

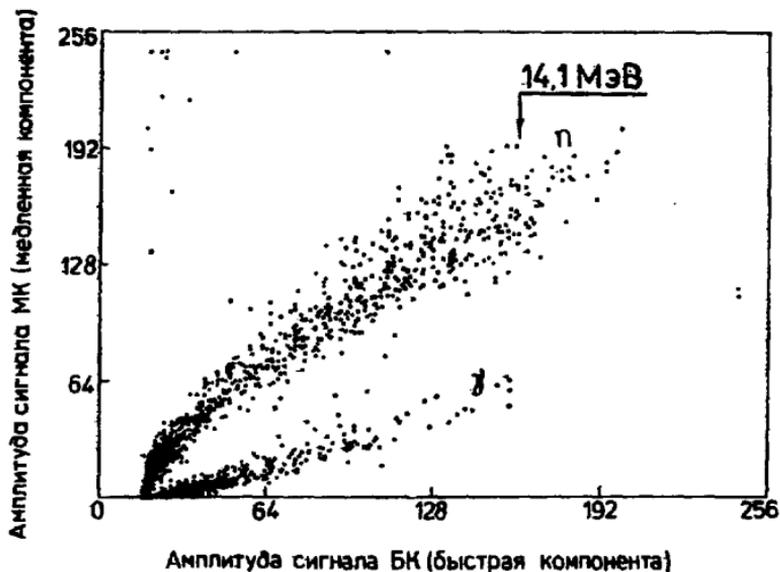


Рис.6. Двухмерное амплитудное распределение событий, зарегистрированное одним из нейтронных детекторов в экспозиции 14.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Предварительная обработка экспериментальной информации осуществлялась непосредственно в ходе сеанса измерений и заключалась в выделении "нейтронных" и "электронных" событий и в построении раздельно для каждого класса событий временных и амплитудных распределений. "Электронные" события регистрировались в "электронных" экспозициях. "Нейтронными" событиями считались такие, которые были зарегистрированы в "нейтронных" экспозициях и которые принадлежали нейтронной области на двухмерных распределениях $A_{БК}$, $A_{МК}$. При отборе "нейтронных" событий с целью подавления фона от реакции синтеза $dd\mu \rightarrow {}^3\text{He} + n + \mu^-$ /энергия нейтронов $E_n = 2,5$ МэВ/ использовался критерий $E_n > 3$ МэВ. Кроме того, для дискриминации фона случайных совпадений и фона от остановок мюонов в стенках мишени требовалось наличие в течение 10 мкс /"ворот"/ электрона после нейтрона ($t_e > t_n$). Числа "нейтронных" (N_n) и нормированных "электронных" (N_e) событий для экспозиции 1-14 приведены в табл.2.

На рис.7 приведено временное распределение нейтронов, просуммированное по всем N-детекторам для экспозиции 14, а на

Рис.7. Временное распределение нейтронных событий, зарегистрированное в экспозиции 12. По оси абсцисс - время регистрации нейтрона относительно момента влета мюона в мишень, по оси ординат - число событий на интервал 0,48 мкс.

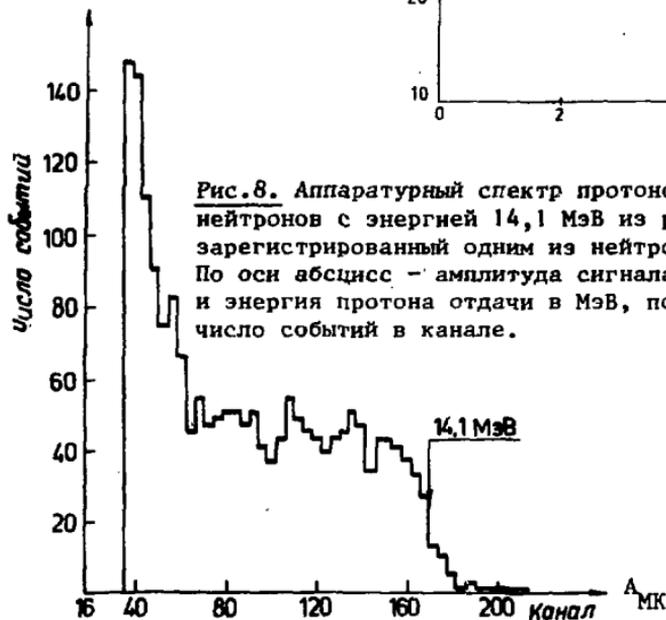
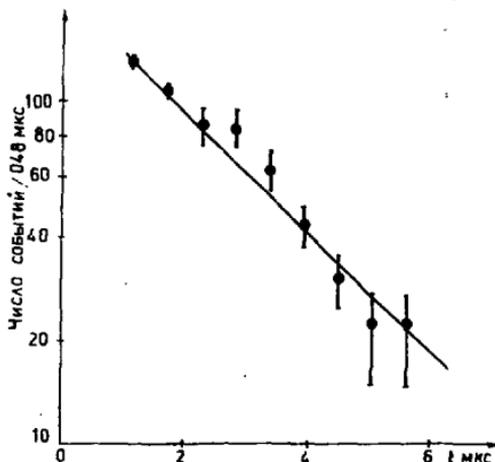


Рис.8. Аппаратурный спектр протонов отдачи для нейтронов с энергией 14,1 МэВ из реакции /1/, зарегистрированный одним из нейтронных детекторов. По оси абсцисс - амплитуда сигнала БК /каналы/ и энергия протона отдачи в МэВ, по оси ординат - число событий в канале.

Амплитудный спектр протонов отдачи.

рис.8 - амплитудное распределение /аппаратурный спектр протонов отдачи/ для одного из N-детекторов. Калибровка энергетической шкалы была сделана исходя из измерений с источниками ^{60}Co , Po-Be /границы спектров комптоновских электронов соответственно 0,98; 1,12; 4,19 МэВ/, а переход от энергии электронов (E_e) к энергии протонов (E_p) - исходя из известного положения границы спектра протонов отдачи /14,1 МэВ/

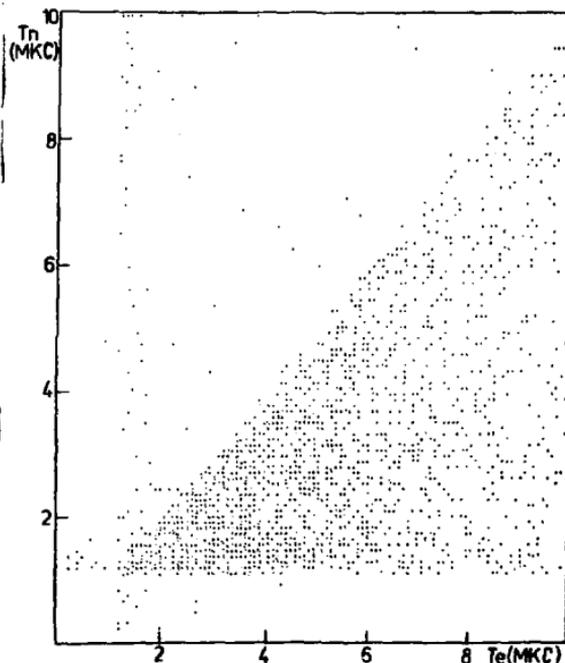


Рис.9. Двухмерное распределение событий от реакции /1/. По оси абсцисс - время регистрации электрона от мю-распада, по оси ординат - время регистрации нейтрона от мю-катализа /1/.

для нейтронов из реакции /1/ и соотношений между величинами E_n и E_p , полученных в 222 .

Из рис.9 можно видеть четкую временную корреляцию между временем регистрации нейтрона из реакции /1/ и электрона от распада мюона, вызвавшего эту реакцию.

На первом этапе анализа сравнивались относительные значения экспериментального выхода нейтронов $Y'_n = N_n/N_e$, найденные в различных экспозициях. При этом было установлено следующее. Во-первых, относительный выход нейтронов не изменяется в широком интервале изменения температур $T=293-613^\circ\text{K}$ /серия экспозиций 1-5/ и $T=93-293^\circ\text{K}$ /серия экспозиций 9-13/. Зависимость выхода нейтронов от температуры смеси D_2+T_2 приведена на рис.10.

Во-вторых, величина Y'_n практически не изменяется при изменении только содержания дейтерия (ϕc_d) в мишени /данные экспозиций 5 и 6/. Наоборот, при изменении только содержания трития (ϕc_t) в смеси D_2+T_2 /экспозиции 1 и 6/ выход нейтронов меняется примерно пропорционально величине ϕc_t . Из вида выражения /2/ следует, что такие закономерности в изменении выхода нейтронов могут быть объяснены тем, что в наших экспериментальных условиях

$$\lambda_{dt}^0 \phi c_d \gg \lambda_0, \quad \lambda_{dt}^0 \phi c_t \leq \lambda_0.$$

Таким образом, уже на этом этапе анализа было установлено качественное согласие наших экспериментальных данных с предсказаниями теории /5,11/.

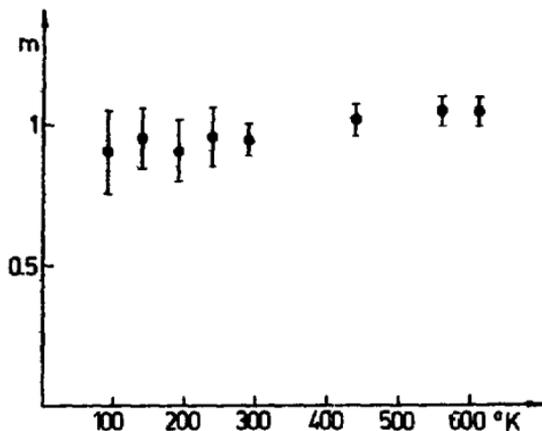


Рис. 10. Относительный выход нейтронов из реакции /1/ в зависимости от температуры газовой смеси $D_2 + T_2$.

Характер временных распределений нейтронов, полученных в различных экспозициях, также согласуется с полученным в теории ^{16/} выражением /5/. Каждое такое распределение может быть представлено в виде суммы

двух экспонент, причем показатель одной из них близок к величине $-\lambda_0 t$, а показатель другой $-\lambda_1 t$, где $\lambda_1 \gg \lambda_0$.

Полный анализ заключался в сравнении по методу наименьших квадратов экспериментальных данных по выходу и временным распределениям нейтронов, полученных в каждой экспозиции, с ожидаемыми теоретическими выражениями. Выход нейтронов аппроксимировался в виде

$$Y'_n = N_n / N_0 = \epsilon_n Y_n (\lambda_{dt\mu}, \lambda_{dt}), \quad /7/$$

где Y_n - абсолютный выход нейтронов, определяемый формулой /4/, а величина ϵ_n - эффективность регистрации нейтронов.

Величина ϵ_n найдена расчетным путем /по методу случайных испытаний/ аналогично ^{23/}. При ее определении учитывалось взаимодействие нейтронов не только со сцинтилляторами детекторов, но также и со всеми промежуточными средами на пути от точки вылета из мишени до сцинтиллятора /стенки мишени, кожуха и детекторов, элементы системы нагрева и охлаждения/. При рассмотрении взаимодействий нейтрона с веществом сцинтиллятора NE-213 учитывались как однократные, так и двухкратные рассеяния на ядрах водорода и углерода. В ходе вычислений был получен аппаратурный спектр протонов отдачи, построенный с учетом реальной величины энергетического разрешения N-детекторов. Уменьшение эффективности за счет введения порога было найдено исходя из соотношения числа событий с $E_n > 3$ МэВ к полному числу событий в спектре. Найденное значение величины ϵ_n составляло

$$\epsilon_n = 0,0110 \pm 0,0012.$$

Временное распределение нейтронов аппроксимировалось зависимостью

$$dY_n' / dt = Af(\lambda_{dt\mu}, \lambda_{dt} ; t) + B, \quad /8/$$

где функция f определяется формулой /5/, A - нормировочная константа, B - уровень фона случайных совпадений. Условие нормировки задавалось в виде

$$\int_{t_1}^{t_2} (Af + B) dt = N_n,$$

где $t_1 = 0,1$ мкс и $t_2 = 10$ мкс - начало и конец интервала измерений. В ходе анализа временных распределений нейтронов с целью контроля был выполнен вариант обработки, в котором показатель первой экспоненты в формуле /5/ не фиксировался в виде $\lambda_1 = \lambda_0$, а полагался неизвестным. При этом было получено его значение $\lambda_1 = /4,62+0,14/ \cdot 10^5$ с⁻¹, что согласуется с известным значением $\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5$ с⁻¹.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Найденные в ходе анализа оптимальные значения величин $\lambda_{dt\mu}^{\circ}$ и λ_{dt}° составляют

$$\lambda_{dt\mu}^{\circ} > 10^8 \text{ с}^{-1} \quad /9/$$

/на 90%-ном уровне достоверности/ и

$$\lambda_{dt}^{\circ} = /2,9+0,4/ \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad /10/$$

Погрешность в значении λ_{dt}° определяется статистикой полезных и фоновых событий, а также погрешностями расчетов величины ϵ_n . Экспериментальная величина /10/ согласуется с вычисленной $\cdot 10^7$.

Как можно видеть из /9/, для величины $\lambda_{dt\mu}^{\circ}$ получена лишь нижняя оценка. Это объясняется тем, что выход нейтронов из реакции /1/ /см. выражение /4// малочувствителен к величине $\lambda_{dt\mu}^{\circ}$ при значениях $\lambda_{dt\mu}^{\circ} \phi_d > \lambda_0$.

Полученная нами граница /9/ величины $\lambda_{dt\mu}^{\circ}$ значительно превышает известные скорости образования других мюонных молекул ($pp\mu$, $pd\mu$, $dd\mu$) и согласуется с вычислениями /5/, выполненными на основе рассмотренного резонансного механизма образования мезомолекул. Тем самым существование указанного механизма, установленного ранее для $dd\mu$ -молекул, подтверждается и для молекул $dt\mu$.

Исходя из схемы резонансного образования $dt\mu$ можно было ожидать значительного изменения выхода нейтронов из реакции синтеза /1/ в зависимости от энергии $t\mu$ -атомов, т.е. от температуры газовой смеси D_2+T_2 . Напомним, что для $dd\mu$ -моле-

кул выход реакции синтеза изменяется примерно на порядок величины в диапазоне температур дейтерия $T = 120-380^{\circ}\text{K}^{1/2,3}$. Однако, как видно из рис.10, выход нейтронов из реакции /1/ практически не зависит от температуры смеси D_2+T_2 в диапазоне $T = 93-613^{\circ}$. Это обстоятельство может иметь два объяснения.

Первое из этих объяснений заключается в том, что во всем исследованном нами температурном диапазоне величина $\lambda_{dt\mu}$, изменяясь с температурой в соответствии с резонансной зависимостью, все-таки остается достаточно большой, так что даже для ее минимального значения ($\lambda_{dt\mu}^{\text{МИН}}$) в этом интервале выполняется условие $\lambda_{dt\mu}^{\text{МИН}} \gg \lambda_0$. В этом случае, как следует из вида выражения /4/, выход нейтронов при изменении температуры изменяется незначительно. Другое возможное объяснение* связано с тем, что среднее время жизни t_{μ} -атомов определяется в основном величиной $\lambda_{dt\mu}^{\circ} \phi_{\text{сд}}$ и в наших условиях $\leq 5 \cdot 10^{-7}$ с, т.е. меньше, чем время, необходимое для их термализации от начальной энергии 19 эВ до тепловых энергий. Следует подчеркнуть, что как в том, так и в другом случае значение величины $\lambda_{dt\mu}^{\circ}$ в максимуме резонансной зависимости $\lambda_{dt\mu}(\epsilon_{t\mu})$ может значительно превышать нашу оценку /9/.

Сравнение полученных нами данных с предсказаниями теории /5,8/ о возможности эффективного мюонного катализа в смеси D_2+T_2 показывает, что выполняются два важнейших условия, необходимых для осуществления этой возможности: величины λ_{dt}° и $\lambda_{dt\psi}^{\circ}$ оказываются достаточно большими. Крайне важно было бы экспериментально определить величину ω_s . С этой точки зрения представляется необходимым провести опыты как с малой плотностью смеси D_2+T_2 /давление ~ 1 атм/, где возможно непосредственное определение ω_s , так и с большой плотностью этой смеси /давление в сотни атм/, т.е. в условиях, при которых ожидается большая множественность нейтронов от мю-катализа реакции $d+t$.

Наконец, всестороннее изучение проблемы мюонного катализа в смеси дейтерия и трития потребует определения скорости образования молекул $t\mu$ и вероятности "прилипания" (ω_t) мюона к ядру гелия, образуемому в реакции синтеза $t+t$, а также ряда других характеристик процесса мюонного катализа.

Авторы выражают благодарность С.С.Герштейну и Л.И.Пономареву за многочисленные плодотворные дискуссии по проблеме мю-катализа; А.Т.Василенко, В.М.Романову и В.Г.Сазонову за помощь в проектировании и создании установки; Г.М.Осетинскому

* На эту возможность обратил наше внимание П.Ф.Ермолов /см. также работу /24/.

и А.И.Филиппову за обсуждение вопросов, связанных с разработкой схемы установки с тритиевой мишенью; П.В.Бакарину, Г.Ф.Исаеву, М.М.Петровскому, Ш.Г.Шамсутдинову, А.А.Борисовой и Л.М.Старшине за помощь в работе.

Авторы глубоко признательны А.А.Бочвару и А.С.Никифорову за содействие в выполнении настоящего эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alvarez L.W. et al. Phys.Rev., 1957, 105, p.1127.
2. Джелепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1966, 50, с.1235.
3. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1979, 76, с.460.
4. Весман Э.А. Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, с.113.
5. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, с.849.
6. Петров Ю.В. Труды XIX зимней школы ЛИЯФ, 1979, с.139.
7. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Phys.Lett., 1977, 72B, p.80.
8. Быстрицкий В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с.249.
9. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. In: Muon Physics, v.111. Eds. V.Hughes and C.S.Wu, No.4, 1975.
10. Anderhub H. et al. SIN Newsletters, No.12, p.32.
11. Ponomarev L.I. Proc. of the VII Int.Conf.on Atomic Phys., August 17-22, 1978, p.182. Riga, Zinante and Plenum Press.
12. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1957, 33, с.310; Jackson J.D. Phys. Rev., 1957, 106, p.330.
13. Герштейн С.С. и др. ОИЯИ, P4-80-632, Дубна, 1980.
14. Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1976, 71, с.1679.
15. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. УФН, 1960, 71, с.581.
16. Герштейн С.С. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, с.2099.
17. Bleser E.J. et al. Phys.Rev., 1963, 132, p.2679.
18. Быстрицкий В.М. и др. ОИЯИ, 13-80-288, Дубна, 1980.
19. Быстрицкий В.М. и др. ОИЯИ, 13-80-325, Дубна, 1980.
20. Надеждин В.С. ОИЯИ, P13-10833, Дубна, 1977.
21. Зинов В.Г. и др. ОИЯИ, P13-80-232, Дубна, 1980.
22. Verbinski V.V. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1968, 65, p.8.
23. Быстрицкий В.М., Вертоградов Л.С., Фильченков В.В. ОИЯИ, 1-7527, Дубна, 1973.
24. Rafelsky J. Exotic Atoms'79 ettoire Mayorana School 177-205, Plenum Press, New York, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 декабря 1980 года.