

4 11  
P57

7



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

---

А.М. Говоров, Ли Га Ен, Г.М. Осетинский, В.И. Салацкий  
И.В. Сизов

P-784

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ T+T  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ  
60-1140 КЭВ

*ИЭТФ, 1962, т42, в. 2, с 383-385.*

А.М. Говоров, Ли Га Ен, Г.М. Осетинский, В.И. Салацкий  
И.В. Сизов

P-764

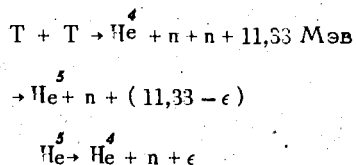
ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ T+T  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ  
60-1140 КЭВ

1191/5 Sp.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## § 1. В в е д е н и е

Определению сечения реакции



посвящено всего две экспериментальные работы.

В первой из них, выполненной Агню, Леландом и др.<sup>/1/</sup>, приведены результаты измерений дифференциальных сечений под углом  $0^\circ$  в интервале энергий 40-2220 Кэв. Нейтроны реакции измерялись "всеволновым" счетчиком нейтронов. Его калибровка для абсолютных измерений осуществлялась по нейтронам стандартного  $\text{Ra}-\alpha-\text{Be}$  источника. Возможность использования этого счетчика при последующих измерениях обосновывалась предположением об одинаковости энергетических спектров нейтронов реакции  $T + T$  и  $\text{Ra}-\alpha-\text{Be}$  источника. С помощью счетчика авторы измерили угловое распределение нейтронов при энергии 1316 Кэв, и на основании этого распределения сделали заключение о возможности пересчета данных дифференциальных сечений под углом  $0^\circ$  в полные путем умножения дифференциальных сечений на десять.

Во второй работе, опубликованной Джерми и Алленом<sup>/2/</sup> в 1957 году, были измерены дифференциальные сечения под углом  $30^\circ$  в лабораторной системе координат в интервале энергий 0,95-2,1 Мэв и полное сечение при одной энергии - 1,9 Мэв/  $\sigma = 106 \pm 5$  миллибарн/.

Полное сечение при этой энергии определялось на основании измерений спектров  $\alpha$ -частиц реакции  $T + T$ , проведенных под углами  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ . Спектры  $\alpha$ -частиц измерялись магнитным  $\alpha$ -спектрометром с двойной фокусировкой. Работа выполнена на газовой мишени. Сравнение результатов, которое может быть сделано при энергии 1,9 Мэв показывает, что сечения, полученные в работе Агню, Леланда и др. /150 $\pm$ 15 миллибарн/

примерно на 30% выше результатов, полученных в работе Джерми и Аллена. Наличие столь большого расхождения между результатами работ<sup>/1/</sup> и<sup>/2/</sup> при 1,9 Мэв определило необходимость проведения измерений полных сечений реакции  $T + T$  в доступном для нас интервале энергий 60-1140 Кэв.

## § 2. Методика эксперимента

Измерения полных сечений реакции проводились интегральным методом счета нейтронов на тонкой тритиевой газовой мишени с использованием методики и аппаратуры, применявшихся ранее<sup>/3//4/</sup>. Входное окошко газовой мишени заклеивалось никелевой фольгой толщиной 0,9 - 1,5 мг/см<sup>2</sup>. Сама мишень заполнялась тритием концентрации 65 - 93% до давления 50 - 60 мм рт.ст. Проведение экспериментов с тритием потребовало разработки специальной установки для улавливания трития, направляемого в газовую мишень. Известно, что тритий является радиоактивным газом, в связи с чем установка для наполнения должна обладать большой надежностью и не допускать потерь трития при напуске его в газовую мишень, а также улавливания его из газовой мишени в баллон первоначального хранения. На рис. 1 представлена схема установки. Она состоит из баллона с порошком урана с поглощенным в нем тритием, ионизационной камеры для измерения концентрации трития, манометра и ряда вентилях, обеспечивающих соединение установки с вакуумной системой ускорителя и установкой наполнения  $He^4$ , которая подключается при проведении фоновых измерений.

Все вентили, используемые в установке, имеют уплотнение металл по металлу. Все остальные уплотнения установки, включая уплотнение ртутного манометра, выполнены на тефлоне. Из соображений радиационной безопасности установка окружена полугерметическим кожухом с вытяжной вентиляцией, обеспечивающей при открытии эксплуатационных проемов скорость движения воздуха в них 1-2 м/сек. Поскольку камера газовой мишени является ловушкой тока и соединена с наполнительной установкой, вся установка по наполнению была хорошо изолирована от земли.

Напуск трития в газовую мишень осуществляется при нагревании баллона с тритидом урана до температуры 250-300°C. Обратное улавливание

производится поглощением трития на этот же уран при комнатной температуре. Напуску трития в газовую мишень предшествует очистка баллона с тритидом урана от некоторых примесей. Ими могут быть натечка воздуха или  $\text{He}^3$ , постоянно выделяющегося из трития при его распаде. Очистка осуществляется откачкой этого баллона на высокий вакуум при комнатной температуре в течение 15-20 минут. Такая откачка не приводит к заметной потере трития, поглощенного ураном, поскольку давление его над ураном при комнатной температуре составляет  $\sim 10^{-6}$  мм рт. столба. Газ, направляемый в мишень, кроме трития, в большинстве случаев содержит примеси дейтерия и водорода, процентный состав которых по отношению к тритию может меняться. Это поставило задачу определения концентрации трития при каждом наполнении газовой мишени. Измерения проводились с помощью ионизационной камеры, прокалиброванной на 100% трития. Так же, как и в предыдущих работах <sup>3,4</sup>, поток нейтронов из реакции  $T+T$  определялся измерением наведенной  $\beta^-$ -активности марганца в растворе  $\text{KMnO}_4$ . Абсолютное значение потока нейтронов из мишени получалось на основании сравнения этой активности с активностью, наведенной нейтронами  $\text{Ra}-\alpha\text{-Be}$  источника.

При таком сравнении необходимо было учитывать различие в энергетических спектрах обоих источников нейтронов, так как вследствие этого различия доля нейтронов, уходящих из бака с раствором  $\text{KMnO}_4$  ( $\gamma_1$ ) и поглощаемых кислородом раствора  $-\gamma_2$ , для обоих источников будет различной. /См.рис.2/. При проведении измерений оказалось более удобным вместо раздельного измерения коэффициентов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  определить ту долю нейтронов из общего потока, которая находится в баке и активирует  $\text{Mn}$  водного раствора  $\text{KMnO}_4$ . Величина этой доли нейтронов, которую мы обозначим  $a$  и вошла в расчет сечения. Очевидно  $a = (1-\gamma_1)(1-\gamma_2)$ . Определение доли нейтронов, активирующих водный раствор  $\text{KMnO}_4$ , основывается на измерении кривых Бьерджа-Вескотта в этом растворе, а затем в некотором веществе, не содержащем кислород. В качестве такого вещества использовалось кабельное масло С-200, имеющее малое количество легкоокисляемых примесей.

Если мы обозначим площадь, которую ограничивает экспериментальная кривая Бьерджа-Вескотта, в баке с раствором /  $0 < r < 45$  см / как  $S_{\text{KMnO}_4}^0$ , а площадь, которую ограничивает экстраполированная на бесконечность кривая распределения нейтронов, в баке с маслом С-200 как  $S_{\text{масло}}$  то та часть нейтронов, которая активует раствор  $\text{KMnO}_4$ , определяется соотношением

$$a = \frac{S_{\text{KMnO}_4}^0 \tau_{\text{масло}}}{S_{\text{масло}} \tau_{\text{KMnO}_4}},$$

где  $\tau_{\text{масло}}$ ,  $\tau_{\text{KMnO}_4}$  - соответствующие времена жизни тепловых нейтронов в растворе  $\text{KMnO}_4$  и масле. Поскольку захват нейтронов в  $\text{Mn}$  незначителен /  $< 1\%$  /, можно написать

$$\frac{\tau_{\text{масло}}}{\tau_{\text{KMnO}_4}} = \frac{n_{\text{KMnO}_4}}{n_{\text{масло}}},$$

где  $n_{\text{KMnO}_4}$  и  $n_{\text{масло}}$  - число атомов водорода в единице объема воды и масла.

Тогда

$$a = \frac{S_{\text{KMnO}_4}^0 n_{\text{KMnO}_4}}{S_{\text{масло}} n_{\text{масло}}} \quad //1//$$

Определение числа атомов водорода в масле производилось на основании результатов количественного анализа состава масла. Для наших условий

$$\frac{n_{\text{KMnO}_4}}{n_{\text{масло}}} = 0,927.$$

В таблице № 1 приведены экспериментальные результаты определения  $S_{\text{KMnO}_4}$  и  $S_{\text{масло}}$  для нейтронов реакции  $T + T$  и  $\text{Ra} - \alpha - \text{Be}$  источника. В этой же таблице приведены рассчитанные по формуле /1/ значения коэффициента  $a$  для обоих источников нейтронов, а также значения коэффициентов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ .

Т а б л и ц а 1

Тип источника нейтронов	Замедлитель	Площадь кривой Бьерджа-Вескотта (относительные единицы)			Доля нейтронов, уходящих за бак $\gamma_1$ %	Доля нейтронов, поглощаемых кислородом раствора $\gamma_2$ %	Доля нейтронов, активирующих раств. в %
		$\int_0^{\infty} Nr^2 dr$	$\int_0^{45} Nr^2 dr$	$\int_{45}^{\infty} Nr^2 dr$			
Реакция $T + T$ при $E_T = 840$ Кэв	Масло	633,8 $\pm$ 9,8	621,1 $\pm$ 8,4	12,5 $\pm$ 13	2,0	8,7 $\pm$ 0,2	87,5 $\pm$ 2
	Водный раствор	624,3 $\pm$ 2,1	598,6 $\pm$ 8,2	25,7 $\pm$ 13	4,1		
Стандартный Ra-a-Be источник	Масло	1040,8 $\pm$ 2,1	1029,3 $\pm$ 2,1	11,5 $\pm$ 3,0	1,1	5,8 $\pm$ 0,1	92,6 $\pm$ 1,3
	Водный раствор K <sub>2</sub> MnO <sub>4</sub>	1058,4 $\pm$ 2,1	1039,8 $\pm$ 2,1	18,6 $\pm$ 3	1,8		

### § 3. Определение концентрации дейтерия в мишени и в пучке с массой три

Тритий, направляемый в газовую мишень и ионный источник, содержал заметную /до 1%/ примесь дейтерия. В связи с этим при бомбардировке мишени пучком с массой три /ионы  $T^+$ ,  $DH^+$  /  $NNH^+$  / наряду с реакцией  $T+T$  наблюдаются реакции  $D(t,n)He^4$  /дейтерий в мишени/ и  $T(d,n)He^4$  /дейтерий в пучке/ с большим выходом нейтронов.

Так, например, в интервале энергий 60-600 Кэв сечение реакции  $D+T$  в десятки раз превосходит сечение реакции  $T+T$ , поэтому даже примесь в 1% "загрязняет" реакцию  $T+T$  на 20 - 30%. Совершенно очевидно, что при измерении сечений реакции  $T+T$  определение числа атомов дейтерия в пучке и в мишени имеет особо важное значение для получения правильного результата.

При определении числа атомов дейтерия в пучке и в мишени необходимо учитывать следующие обстоятельства.

Во-первых, тритий, направляемый в газовую мишень из баллона с ураном, при каждом заполнении мишени может содержать различное число атомов дейтерия. Это явление связано с тем, что при нагревании баллона с ураном, в котором поглощен тритий с примесью водорода и дейтерия, из урана более эффективно выделяется тритий, затем дейтерий и водород, в связи с чем изотопный состав может меняться в зависимости от температурного режима нагревания баллона. Это изменение изотопного состава поставило задачу измерения концентрации дейтерия в мишени при каждом наполнении газовой мишени.

Во-вторых, процентное содержание ионов  $DH^+$  в пучке с массой три зависит от режима работы ионного источника и может меняться при каждом включении электростатического генератора. Эта особенность образования ионов  $DH^+$  ставит задачу определения числа атомов дейтерия в пучке трития в течение всего времени работы с ним.

Определение примеси дейтерия в тритии газовой мишени и в пучке с массой три производилось методом счета  $n-\alpha$  совпадений реакции



$D(t,n)He^4$ . Измерение производилось двумя сцинтилляционными счетчиками. Один из них  $\alpha$ -счетчик, построенный на фотоумножителе ФЭУ-25 с кристаллом CsJ, описан ранее в работе <sup>4/</sup>. Второй счетчик для счета нейтронов - построен на фотоумножителе ФЭУ-28 с сцинтиллятором из полистирола с добавкой терфенила. Сцинтиллятор имеет вид усеченного конуса длиной 170 мм с диаметром основания 70 мм. Счетчик установлен на кронштейне за баком с раствором и может перемещаться в горизонтальной плоскости относительно центра мишени в интервале углов 40-110°.

Положение  $\alpha$ -счетчика фиксировалось под углом 90°. Положение нейтронного счетчика могло меняться и определялось кинематикой реакции  $D(t,n)He^4$  и  $T(d,n)He^4$ . Величины этих углов в зависимости от энергии падающих на мишень тритонов или дейтонов в пучке с массой три /ионы  $DH^+$  / определялись экспериментально во всем интервале энергий. Результаты экспериментов проверялись расчетным путем и было найдено согласие в пределах  $\pm 0,3^\circ$ . На рис. 3 приведены типичные кривые зависимости счета  $n$ - $\alpha$  совпадений от углового расположения счетчика нейтронов при бомбардировке тритиевой мишени пучком с массой три /ионы  $T^+$ ,  $DH^+$ /. Пик 1 под углом 69,2° соответствует  $n$ - $\alpha$  совпадениям реакции  $D(t,n)He^4$ . Пик 2 под углом 76,1° соответствует реакции  $T(d,n)He^4$ . В целях контроля правильности измерения положения максимума  $n$ - $\alpha$  совпадений от реакции  $T(d,n)He^4$  были проведены измерения совпадений на пучке с массой 2 /заведомо не содержащем ионы трития/ при энергии, равной энергии дейтонов в пучке с массой три /  $E_d = \frac{2}{3} E_t$  /. Как видно из рисунка, положения пиков  $n$ - $\alpha$  совпадений от реакций  $T(d,n)He^4$ , измеренных на различных пучках при одной и той же энергии дейтонов одинаковы.

Соединение счетчиков  $\alpha$ -частиц и нейтронов на совпадение осуществлено по блок-схеме, представленной на рис. 4. Схема содержит два канала: канал совпадений и канал случайных совпадений. Измерения по обоим каналам производятся одновременно.

Измерение концентрации дейтерия в мишени проводилось до начала облучения раствора  $KMnO_4$ . Измерения примеси дейтерия в пучке необхо-

димо было проводить в течение всего периода облучения. В этом случае вся мишень окружена раствором  $\text{KMnO}_4$ , и для измерения  $n$ -а совпадений часть нейтронов необходимо было вывести из бака без замедления их в этом растворе. Это было достигнуто установкой в баке полого водонепроницаемого конуса, вытесняющего раствор  $\text{KMnO}_4$  в объеме, соответствующем телесному углу нейтронного счетчика. Конус крепился на сильфоне к корпусу камеры газовой мишени. Его основание прилегает к стенке бака /зазор 0,5 мм/ и поддерживается кронштейном нейтронного счетчика так, что оси конуса и счетчика совпадают. Соосность сохраняется при перемещении счетчика нейтронов по углам. Для уменьшения поглощения нейтронов конус изготовлен из алюминия с толщиной стенок 0,5 мм. Общий вид установки представлен на рис. 5.

Определение концентрации дейтерия в газовой мишени проводилось по формуле

$$\alpha_2 = \frac{N}{N_0} \alpha_2^0,$$

где  $N$  - счет истинных совпадений реакции под углом  $\theta$ ,  
 $N_0$  - счет истинных совпадений реакции  $\text{D}(t,n)\text{He}^4$  под углом  $\theta$ , когда в мишени находится дейтерий известной концентрации  $\alpha_2^0$ .

Аналогично определение концентрации ионов дейтерия в пучке с массой три  $\alpha_4$  проводилось по формуле

$$\alpha_4 = \frac{N' \alpha_3 \alpha_2^0}{N_0' \alpha_1},$$

где  $N'$  - счет истинных совпадений реакции  $\text{T}(d,n)\text{He}^4$  под углом  $\theta$ ;  
 $N_0'$  - счет истинных совпадений реакции  $\text{T}(d,n)\text{He}^4$  под углом  $\theta$ , когда в мишени находится дейтерий известной концентрации  $\alpha_2^0$ ;  
 $\alpha_3$  - концентрация ионов трития в пучке с массой три;  
 $\alpha_1$  - концентрация трития в мишени.

#### § 4. Полные сечения реакции

Полные сечения реакции рассчитывались по формуле

$$\sigma_{T+T} = \frac{1}{2 \alpha_1 \alpha_3 \beta_1} [\sigma_0 \eta \beta_3 - \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \sigma_{D+T} - \alpha_1 \alpha_4 \frac{\rho d}{\rho t} \sigma_{T+d}]$$

$$\sigma_0 = \frac{N}{N_{cm}} \frac{Q (273 + t) 760}{6,24 \cdot 10^{12} i \rho \ell_t 2L_0 273}$$

- $N$  —  $N_{cm}$  — счет активности, наведенной в растворе нейтронами реакции и  $Ra - \alpha - Be$  источника, приведенной к одному времени облучения.
- $i$  — ток падающих частиц.
- $t$  — средняя температура газовой мишени.
- $L_0$  — число Лошмидта при температуре  $0^\circ C$ .
- $\ell_t$  — эффективная длина газовой мишени для пучка ионов трития, определяемая так же, как и в работах <sup>/3/, /4/</sup>.
- $\ell_d$  — эффективная длина мишени для ионов дейтерия в пучке с массой три.
- $\sigma_{D+T}$  — сечение реакции  $D(t, n) He^4$  при энергии ионов трития равной  $E$ .
- $\sigma_{T+d}$  — то же для реакции  $T(d, n) He^4$  при энергии дейтронов в пучке с массой три.
- $\eta$  — поправка в  $N_{эфф.}$  вследствие флуктуации числа тритонов, падающих на мишень /подробно описана в работах <sup>/3/, /4/</sup>.
- $\alpha_1, \alpha_2$  — концентрация ионов трития и дейтерия в пучке с массой три.
- $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  — доля нейтронов реакции  $T+T$ ,  $D+T$  и  $Ra - \alpha - Be$  источника, активирующих марганец в растворе  $KMnO_4$ .

Данные расчета представлены в таблице II и рис. 6. В той же таблице приведены стандартные ошибки в определении сечений с учетом ошибок измерения энергии. В таблице III приведены погрешности величин, входящих в расчетную формулу, на основании которых рассчитана стандартная ошибка каждой точки. Указанные ошибки содержат как систематические, так и случайные ошибки. При анализе экспериментальных результатов эти

ошибки удобно учитывать отдельно. Учитывая только случайные ошибки, методом наименьших квадратов проводим кривую по экспериментальным точкам. При этом сечения аппроксимируются функцией  $\sigma(E) = a + b \lg E$ , где  $a = /-91,23 \pm 2,51/$ ,  $b = /55,80 \pm 0,99/$ . Современная статистическая теория ошибок выработала метод определения некоторого коридора ошибок вокруг проведенной кривой, в пределах которой с определенной вероятностью находится эта кривая. Эта область кривой называется коридором статистических ошибок. Ширина коридора ошибок будет меньше статистической ошибки каждой экспериментальной точки, причем она будет тем меньше, чем больше экспериментальных точек. Расчет коридора ошибок проводился по методу работ <sup>15/16/</sup>. С учетом вышесказанного экспериментальный результат можно записать в виде

$$\sigma_{E_T} = (A \pm s\sigma_T) (1 \pm sA),$$

где  $s\sigma_T$  - ширина коридора ошибок,

$sA$  - квадратичная систематическая ошибка измерений.

Указанные величины  $sA$  и  $s\sigma_T$  представлены в последних двух столбцах таблицы II.

Как видно из рисунка 6, полные сечения реакции T+T монотонно возрастают от 10 мбн при энергии 60 Кэв до 82 мбн при энергии 1140 Кэв. На этом же рисунке представлен результат Джерми и Аллена, измеренный при энергии 1,9 Мэв. Из рисунка видно, что полученная нами кривая сечения однозначно экстраполируется к этому результату. Как указывалось, в интервале энергий 40-2220 Кэв имеются данные по дифференциальным сечениям Агню и др <sup>11/</sup>. При пересчете этих данных дифференциальных сечений в полные /умножением, согласно рекомендациям авторов, на 10/ полученный результат при энергии 1 Мэв будет на 25-28% выше данных настоящей работы.

Таблица П

Энергия три- то- нов КэВ	Полное сечение $\times 10^{27}$ <i>A</i>	Ошибка измере- ния $\Delta G_0 \times 10^{27}$	Ширина коридо- ра оши- бок $\Delta G_T \times 10^{27}$	$\Delta A$	Энергия три- то- нов КэВ	Полное сечение $\times 10^{27}$ <i>A</i>	Ошибка измере- ния $\Delta G_0 \times 10^{27}$	Ширина коридо- ра оши- бок $\Delta G_T \times 10^{27}$	$\Delta A$
60,6	10,4	2,0	0,809		519,5	58,9	3,2	0,42	
60,8	11,4	2,1	-		519,7	54,9	3,2	0,42	
94,1	18,0	2,8	-		521,0	60,3	3,5	0,42	
94,3	17,0	2,7	0,645		521,4	62,6	3,6	0,42	
133,6	25,7	3,2	0,529	5%	586,4	66,1	3,6	0,45	5%
149,4	28,1	3,0	-		587,6	64,5	3,5	-	
185,8	37,8	2,8	0,439		650,8	70,8	3,7	0,47	
187,6	34,0	2,5	0,436		714	65,6	3,4	0,5	
276,0	46,4	3,7	0,38		714,6	72,1	3,8	0,5	
331,3	49,7	3,0	-		806,0	69,9	3,5	0,54	
392,2	50,7	3,2	0,38		806,0	68,7	3,6	0,54	
392,3	54,1	3,5	0,38		944,0	77,0	4,0	0,59	
393,3	54,2	3,4	0,38		990,5	76,7	4,1	-	
457,5	55,0	3,3	0,40		1139,5	81,8	4,3	0,65	
457,7	54,9	3,3	0,4		1139,7	85,1	4,3	0,65	
503,8	56,7	3,3	0,41						

Т а б л и ц а III

№ № пп	Физическая величина	Ее обозначение	Ошибки этой величины	П р и м е ч а н и е
1.	$\beta^-$ -счет активности, наведенной в растворе $KMnO_4$ нейтронами $T + T$	$N_{эфф}$	1,5%	Величина, меняющаяся от изменения к измерению
2.	$\beta^-$ -счет активности, наведенной в растворе $KMnO_4$ нейтронами $Ra-\alpha-Be$ источника	$N_{см}$	1%	- " -
3.	Мощность стандартного $Ra-\alpha-Be$ источника	$Q$	$\pm 2,5\%$	
4.	Ток пучка с массой три	$i$	$\pm 0,5\%$	
5.	Давление газа в мишени	$P$	$\pm 1\%$	
6.	Средняя температура газовой мишени	$t$	$\pm 0,5\%$	
7.	Концентрация трития в мишени	$a_1$	$\pm 3\%$	
8.	Концентрация дейтерия в мишени	$a_2$	$\leq 7\%$	Зависит от условий опыта
9.	Концентрация дейтерия в пучке	$a_3$	$\leq 7\%$	- " -
10.	Концентрация трития в пучке с массой три	$a_4$	$\pm 0,5\%$	
11.	Доля нейтронов реакции $T + T$ , активирующих марганец в растворе	$\beta_1$	$\pm 2\%$	
12.	- " - реакции $T + D$	$\beta_2$	$\pm 0,2\%$	
13.	- " - для нейтронов $Ra-\alpha-Be$ источника	$\beta_3$	$\pm 0,2\%$	
14.	Эффективная длина газовой мишени	$l_d, l_t$	$\pm 2,0\%$	
15.	Сечение реакции $T + D$	$\sigma_{T+d}$	$\pm 5\%$	
16.	Энергия ионов трития в центре газовой мишени $E_t$		$\sim 1\%$ при $10\%$ при	$E_T = 1000$ Кэв $E_T = 60$ Кэв

Полученные результаты по полным сечениям реакции  $T + T$  интересно сопоставить с сечением реакции  $He^3 + He^3$ , полученным Гудом и др. /7/.

Проведение анализа облегчено тем, что измерение сечений реакций проведено в интервале энергий 100-1000 Кэв, где взаимодействие в основном осуществляется в  $S$  состоянии /состояние  $'S_0$ , изотопический спин

$I = 1/$ . При проведении анализа необходимо учитывать как кулоновские, так и ядерные силы. В частном случае взаимодействия в  $S$  состоянии можно использовать выражение для сечения реакции, в котором оба взаимодействия будут разделены. В рамках гипотезы изотопической инвариантности параметр взаимодействия, зависящий от ядерных сил, для взаимодействий в состоянии с одним и тем же изотопическим спином, будет одним и тем же. Тогда, определив этот параметр на основании экспериментальных данных одной реакции, можно определить сечение другой реакции в этом же изотопическом состоянии. /Например, сечение реакции  $He^3 + T$  в состоянии  $'S_0$  с изотопическим спином  $I = 1/$ .

В предположении, что образование продуктов реакции  $T + T, He^3 + He^3$  в этом интервале энергий осуществляется через соответствующие составные ядра  $He^6$  и  $Be^6$ , для оценки параметра, зависящего от ядерных сил, можно воспользоваться известным выражением для сечения реакции вида <sup>18/</sup>:

$$\sigma = G \frac{4\pi S_0' \operatorname{Im} f_0}{K^2[(\operatorname{Re} f_0 - \Delta)^2 + (\operatorname{Im} f_0 - S_0)^2]}, \quad (1)$$

где  $G$  - статистический фактор,  $G = 1/4$ ;

$f_0$  - логарифмическая производная волновой функции на границе ядра;

$\operatorname{Im} f_0, \operatorname{Re} f_0$  - мнимая и вещественная части  $f_0$ ;

$S_0, \Delta_0$  - некоторые соотношения, выражающиеся через кулоновские функции

$$S_0 = \frac{R \left( G_0 \frac{dF_0}{dr} - F_0 \frac{dG_0}{dr} \right)_{r=R}}{G_0^2 + F_0^2}, \quad \Delta_0 = \frac{R \left( G_0 \frac{dG_0}{dr} + F_0 \frac{dF_0}{dr} \right)_{r=R}}{G_0^2 + F_0^2},$$

где  $G_0, F_0$  - кулоновские функции, табулированные в таблицах ( $\ell = 0$ ),

$R$  - радиус канала.

В качестве радиуса канала нами принята сумма радиусов ядер трития или  $\text{He}^3$ , где радиус ядра определен по разности энергии связи зеркальных ядер  $\text{He}^3 + \text{T}$ .

В написанной формуле сечение реакции выражается через два параметра  $\text{Im } f_0$  и  $\text{Re } f_0$ . Для того, чтобы на основании экспериментальных данных сечения найти интересующую нас энергетическую зависимость  $\text{Im } f_0$ , необходимо ввести некоторые приближения. Нами было рассмотрено три варианта приближений. В первом из них предполагалось, что  $\text{Re } f_0$  и  $\text{Im } f_0$  не зависят от энергии и являются константами. Как показал расчет, проведенный по методу наименьших квадратов, в таком предположении энергетический ход сечения описать нельзя. Во-втором случае предполагалось, что  $\text{Re } f = 0$ . Это приводит к тому, что

$$\sigma = \frac{\pi S_0 \text{Im } f_0}{K^2 [(\Delta_0^2 + (\text{Im } f_0 - S_0)^2)]} \quad (2)$$

Расчитанные по этой формуле значения  $\text{Im } f_0$  для реакции  $\text{T} + \text{T}$  представлены в таблице IV. Как видно из таблицы, значения величин  $\Delta_0$  и  $S_0 \ll |\text{Im } f_0|$ . Тогда величинами  $\Delta_0$  и  $S_0$  в формуле /2/ можно пренебречь, и сечение реакции может быть представлено в виде

$$\sigma = - \frac{\pi S_0}{K^2 \text{Im } f_0}$$

Очевидно, что указанное соотношение будет справедливо и в случае, когда  $\text{Re } f_0 \neq 0$ , если только выполнено условие  $|\text{Im } f| \gg |\text{Re } f|$ .

В третьем предположении рассмотрен случай, когда  $|\text{Re } f_0| \approx |\text{Im } f_0|$ . Например, в случае, когда  $|\text{Re } f_0| = |\text{Im } f_0|$ ,  $\text{Im } f_0$  уменьшается по сравнению со случаем, когда  $\text{Re } f_0 = 0$ ; примерно в два раза и, несмотря на это условие,  $\Delta_0$  и  $S_0 \ll |\text{Im } f_0|$  будут выполняться. Тогда, пренебрегая величинами  $\Delta_0$  и  $S_0$  в формуле /1/, получим

$$\sigma = - \frac{\pi S_0 \text{Im } f_0}{K^2 [(\text{Re } f_0)^2 + (\text{Im } f_0)^2]} = - \frac{\pi}{K^2} S_0 \frac{\text{Im } f_0}{|f_0|^2}$$

Таким образом, при любом соотношении между  $\text{Im } f_0$  и  $\text{Re } f_0$  /кроме  $\text{Re } f_0 \gg \text{Im } f_0$  / в выражение для сечения входит один параметр, завися-



1191/5 Лр.

ТАБЛИЦА 1У

12		$5,14 \cdot 10^{-13}$ см								
$E_{\text{лаб}} \text{ (МэВ)}$		0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\sigma_{\text{экс}}^{T+T} \times 10^{27}$		36,6	47,0	53,9	59,4	63,6	67,6	71,0	74,5	77,7
$G_0$	$T+T$	1,8258	1,4925	1,3209	1,2192	1,1375	1,0747	1,0179	0,9656	0,9196
	$\text{He}^3+T$	5,0689	2,9858	2,2429	1,8891	1,6652	1,5211	1,4209	1,3332	1,2612
	$\text{He}^3+\text{He}^3$	76,3029		10,2927		4,6199		3,0292		2,3861
$F_0$	$T+T$	0,1589	0,249	0,330	0,4007	0,4653	0,5228	0,5742	0,6221	0,6656
	$\text{He}^3+T$	0,0414	0,0914	0,1483	0,2057	0,2636	0,3191	0,3714	0,423	0,4713
	$\text{He}^3+\text{He}^3$	0,00195		0,02154		0,06307		0,1191		0,1798
$S_0$	$T+T$	0,130	0,2336	0,3331	0,4192	0,5007	0,5719	0,6394	0,7021	0,7577
	$\text{He}^3+T$	0,01699	0,0599	0,1223	0,1912	0,2661	0,3382	0,4049	0,4735	0,5386
	$\text{He}^3+\text{He}^3$	0,000075		0,00583		0,03543		0,09499		0,1705
$\Delta_0$	$T+T$	-0,3058	-0,2424	-0,2024	-0,1766	-0,1534	-0,1351	-0,1256	-0,1123	-0,0989
	$\text{He}^3+T$									
	$\text{He}^3+\text{He}^3$	-1,1595		-1,0544		-0,9109		-0,7804		-0,6699
$I_{mf}$	$T+T$	15,397	14,306	13,286	12,077	11,173	10,235	9,4943	8,7607	8,1069
	$\text{He}^3+\text{He}^3$	130,56		90,54	67,9	51,28		41,13		37,12

Объединенный институт  
 ядерных исследований  
 БИБЛИОТЕКА

0 = 2

щий от ядерных сил, причем энергетическая зависимость этого параметра для обоих приближений имеет один и тот же вид

$$\frac{1}{\operatorname{Im} f_0} \quad \text{если } \operatorname{Re} f = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\operatorname{Im} f_0}{|f_0|^2} \quad \text{если } |\operatorname{Re} f_0| \approx |\operatorname{Im} f_0|.$$

Случай  $|\operatorname{Re} f_0| \gg |\operatorname{Im} f_0|$  нами не рассмотрен, поскольку подобное соотношение, по-видимому, не имеет места. Для утверждения этой точки зрения нами были рассмотрены соотношения между  $\operatorname{Im} f_0$  и  $\operatorname{Re} f_0$  в двух предельных случаях - модели сильного поглощения и полупрозрачной модели ядра. В первом случае, когда волновая функция падающей частицы в ядре содержит только сходящуюся волну типа  $e^{ikr}$ , очевидно,  $\operatorname{Re} f = 0$ . Во втором предельном случае оценка, проведенная по упрощенной оптической модели /для  $E \sim 1$  Мэв/, показала, что  $\operatorname{Re} f_0 \approx 3 \operatorname{Im} f_0$  /т.е. условия  $|\operatorname{Re} f_0| \gg |\operatorname{Im} f_0|$  нет/. При расчете использовался потенциал

$$V(2) = -V_0(1 + i\xi^2) \quad \text{при } r < R \quad \text{и} \quad V(2) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad \text{при } r > R.$$

Глубина потенциала  $V_0$  была согласована с фазой рассеяния  $T + T$  /согласно работе Франка и Гаммеля<sup>10</sup>/ фаза равна  $-ka$ , где

$$a = -2,35 \cdot 10^{-13} \text{ см} / \text{ в предположении, что } \xi = 0. \quad \text{На рис. 7 пред-}$$

ставлен график зависимости  $\frac{\operatorname{Im} f_0}{|f_0|^2}$  /или, что то же самое  $\frac{1}{\operatorname{Im} f_0}$  / от энергии возбуждения составного ядра  $\text{He}^6$  и  $\text{Be}^6$  /отсчитываемого от основного состояния с изотопическим спином  $I = 1/$ . Как видно из рисунка, кривая  $\frac{\operatorname{Im} f_0}{|f_0|^2} = f(E \text{ возб.})$  для реакции  $T + T$  довольно удовлетворительно сшивается с кривой для реакции  $\text{He}^3 + \text{He}^3$  при радиусе канала  $5,14 \cdot 10^{-13}$  см. На этом же рисунке в целях сравнения приведены эти же кривые для других радиусов канала.

Из этих кривых видно, что характер энергетической зависимости  $\frac{\operatorname{Im} f_0}{|f_0|^2}$  для обеих реакций не очень сильно зависит от выбора радиуса канала. При рассмотрении графика обращает на себя внимание наличие сильной зависимости  $\frac{\operatorname{Im} f_0}{|f_0|^2}$  от энергии возбуждения, что само по себе является странным. В столь малом интервале изменений энергии возбуждения промежуточного ядра /всего 1,5 Мэв/ такого изменения  $\frac{\operatorname{Im} f_0}{|f_0|^2}$ , по-видимому, быть не должно. Этот результат ставит под сомнение правильность использования концепции промежуточного ядра для описания этих реакций. Весьма вероятно, что вдали от резонанса может быть существенным вклад от прямых процессов взаимодействия. Оценка роли этих процессов требует дополнительно теоретического рассмотрения.

В заключение авторы приносят свою глубокую благодарность Ф.Д. Шапиро за постоянный интерес к настоящей работе и ценные советы, а также В.Н. Ефимову и Цзен Най-гун за помощь при обсуждении полученных результатов.

### Л и т е р а т у р а

1. H.M.Aqnew, W.T.Leland, H.V.Argo, R.W.Grews, A.H.Hemendinger, W.E.Scott and Taschek  
Phys. Rev. 84, 862 (1951).
2. N.Jarmie and C.Allen, Phys.Rev. N111, N4, 1121-1108 (1958).
3. А.С. Ганеев, А.М. Говоров, Г.М. Осетинский, А.Н. Ракивненко, И.В. Сизов, В.С. Сиксин. Ядерные реакции на легких ядрах. Атомиздат, 1957 г.
4. Ли Га Ен, Г.М. Осетинский, Н. Содном, А.М. Говоров, И.В. Сизов, В.И. Салацкий.
  1. ЖЭТФ, том. 39, вып. 2 /8/ 1960 г. стр. 225.
  2. Препринт ОИЯИ Р-426, 1959 г.
5. Н.П. Клепиков, С.Н. Соколов, Препринт ОИЯИ, 1958 г.
6. Б.Л. Ван Дер-Варден. Математическая статистика, ИИЛ, Москва, 1960 г.
7. W.M.Gud, W.E.Kunz and C.D.Moak, Phys. Rev. 96, 87 (1954).
8. Д. Блатт и В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, 1954 г. ИИЛ.
9. I. Bloch, M.C.Hull, A.A.Broskes, W.G.Bouricius, B.E.Freeman and G.Breit, Rev.Mod.Phys. Vol 23, 147 (1951).
10. R.M.Frank and J.F.Gammel, Phys.Rev. 100, 973 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел  
29.6.1961 года.

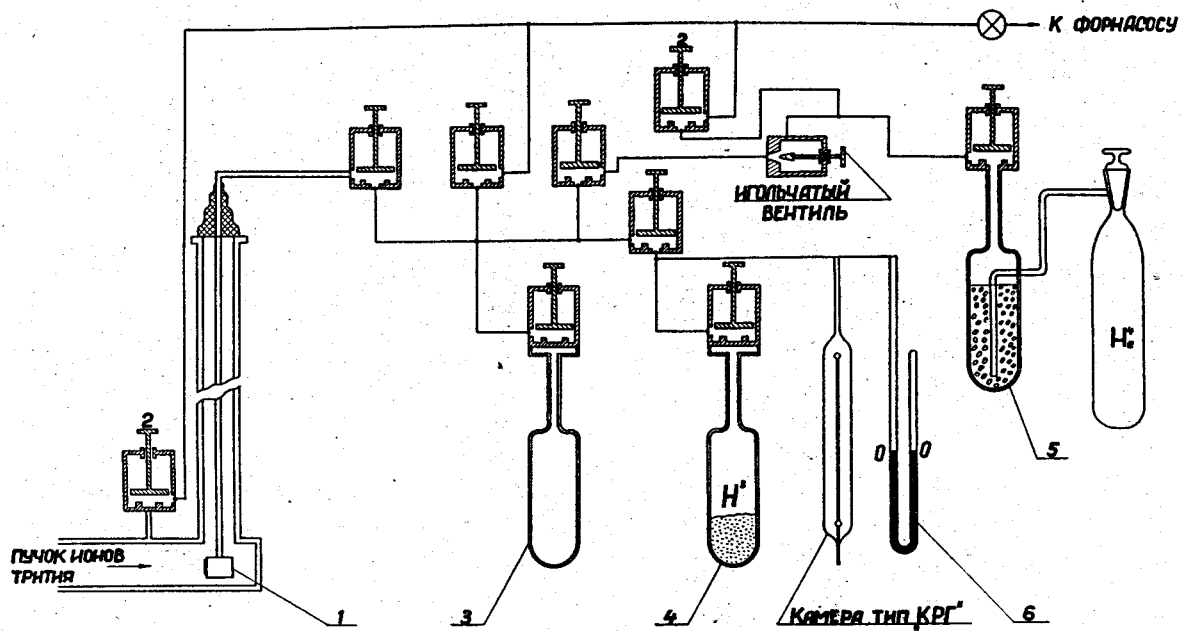


Рис. 1 Система наполнения тритием.

1. Газовая мишень. 2. Вакуумные вентили. 3. Баллон с тритием. 4. Баллон с тритидом урана. 5. Ловушка с активированным углём. 6. Ртутный манометр.

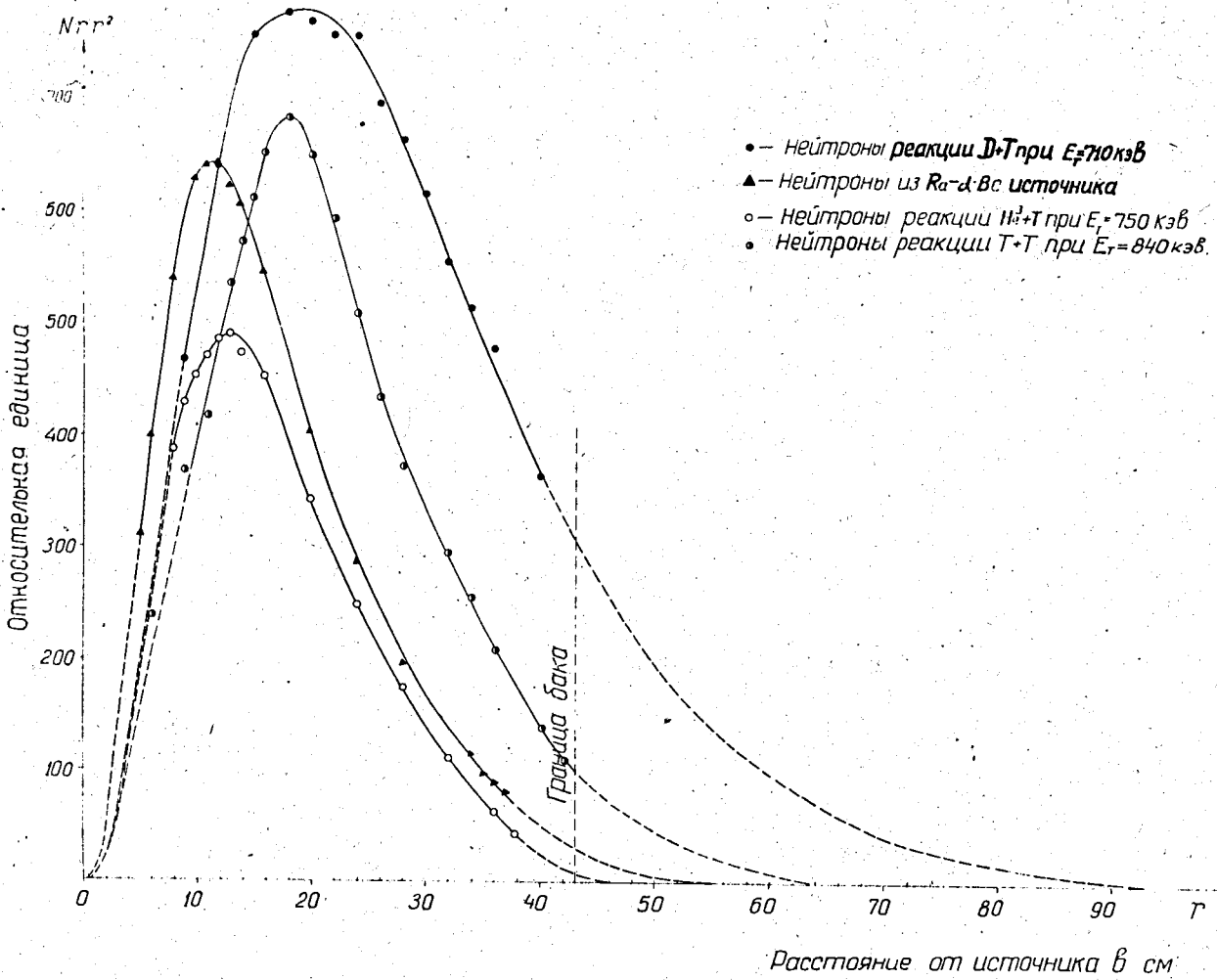


Рис. 2 Распределение нейтронов в растворе  $KMnO_4$  для различных источников нейтронов

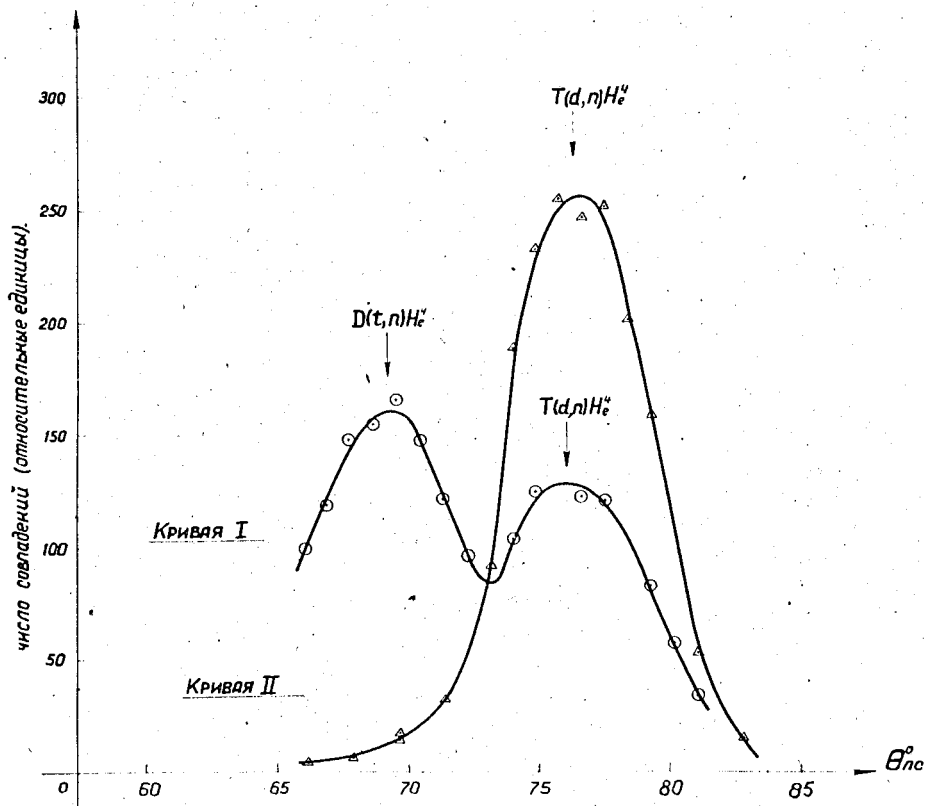


Рис. 3 Типичные кривые  $n$ - $\alpha$  совпадений реакции  $T(d,n)He^4$ ,  $D(t,n)He^4$  при  $E_t = 636$  кэВ,  $E_d = 424$  кэВ.

Кривая I —  $n$ - $\alpha$  совпадений на пучке с массой 3 ( $T^+$ ,  $DH^+$ )

Кривая II —  $n$ - $\alpha$  совпадений на пучке с массой 2 ( $D^+$ )

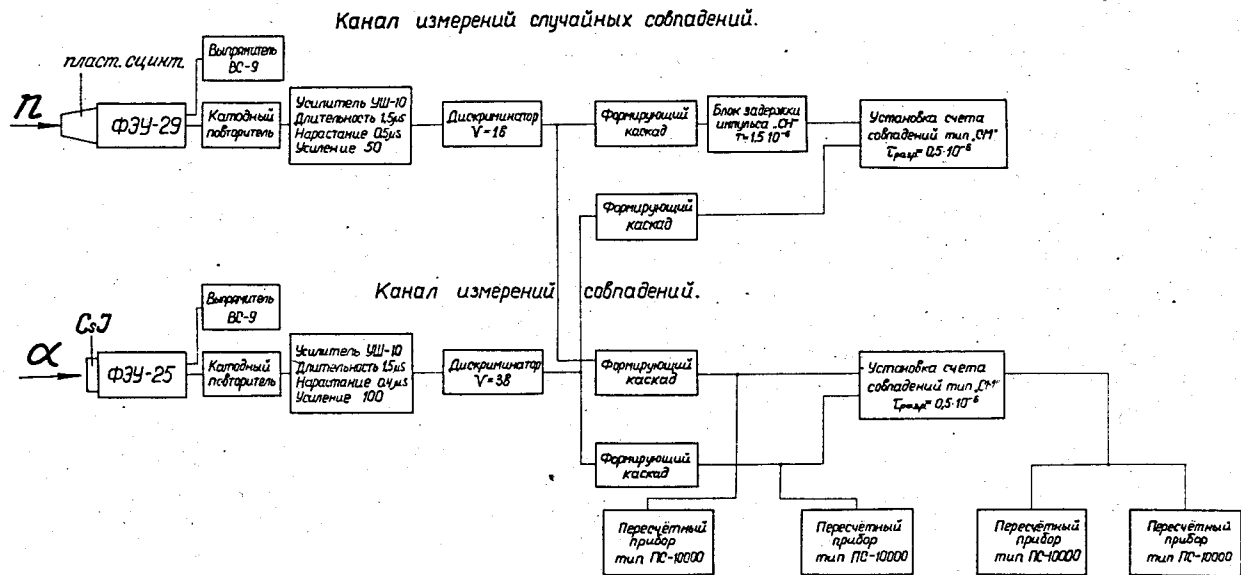


Рис. 4. Блок-схема измерений  $n$ - $\alpha$  совпадений и фона случайных совпадений.

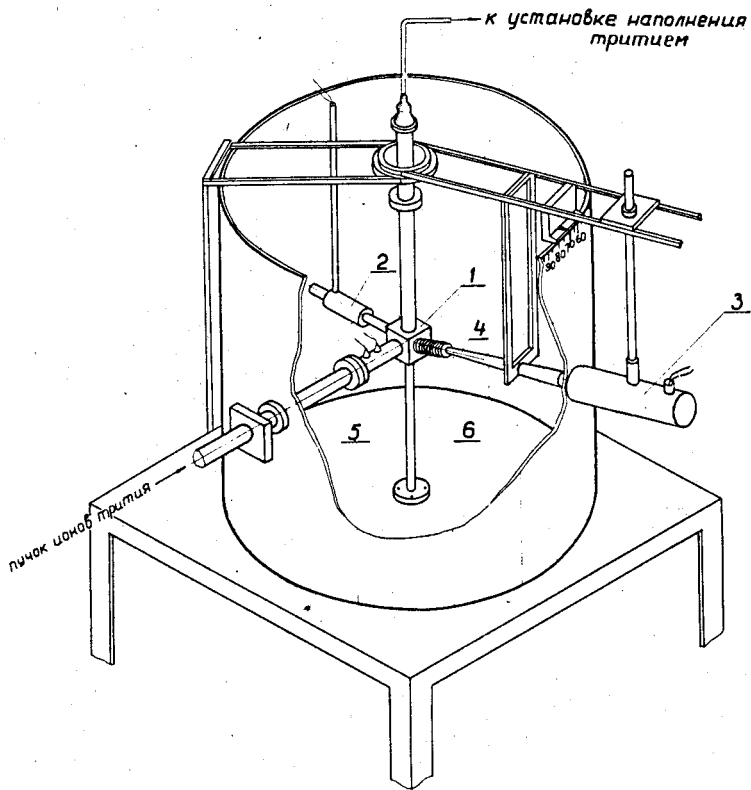


Рис. 5 Общий вид установки для измерения полных сечений реакции T+T.

1. Камера газовой мишени.
2. Детектор  $\alpha$ -частиц.
3. Детектор нейтронов.
4. Канал вывода нейтронов.
5. Корпус коллиматора.
6. Сильфон.



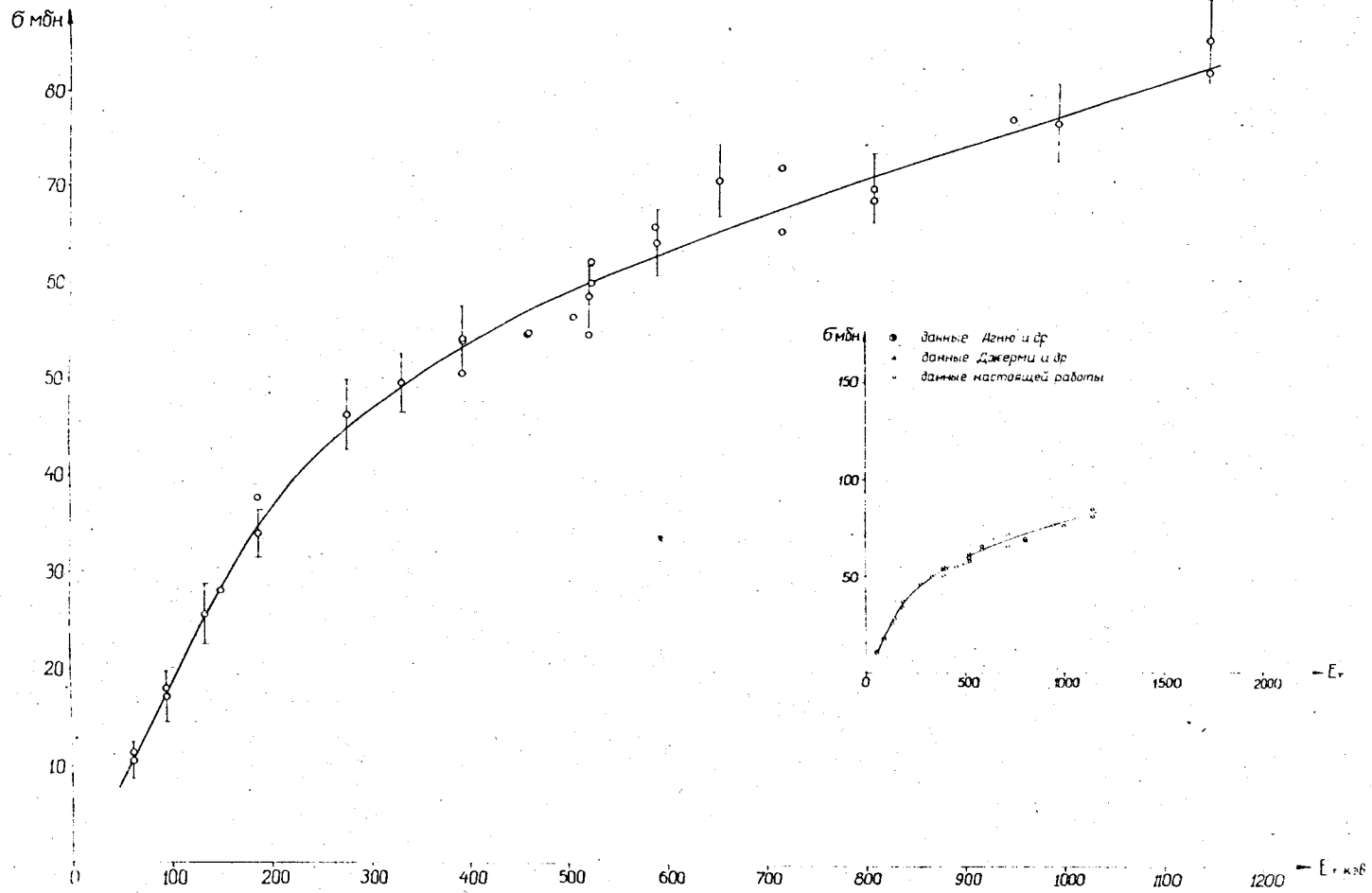


Рис. 6 Сечение реакции  $T+T$  как функция энергии тритонов  $E_T$ .

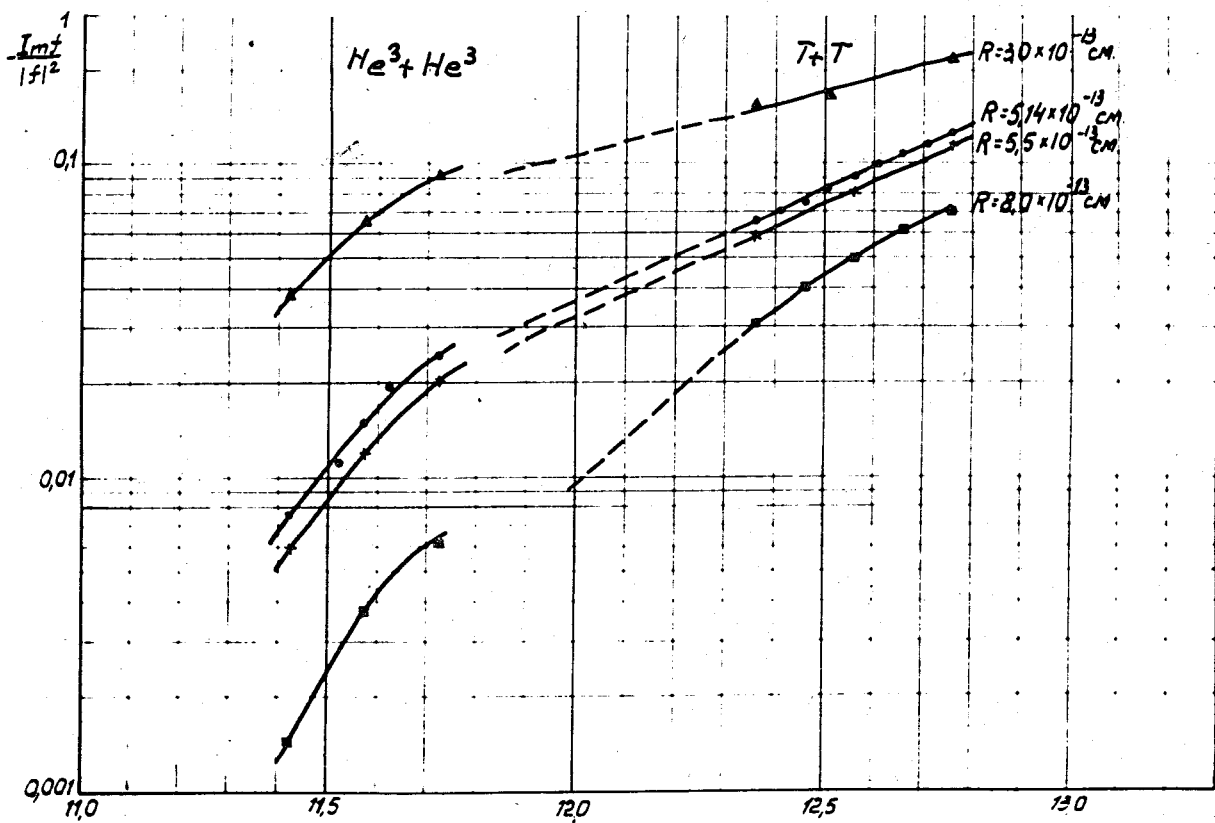


Рис. 7.

МэВ Энергия возбуждения.