

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

24  $\frac{53}{A-92}$

п БИБЛИОТЕКА

# Атомная энергия

147612

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ,  
Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН,  
Н. А. ДОЛЖЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН,  
И. Ф. КВАРЦАВА, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора),  
А. К. КРАСИН, А. В. ЛЕБЕДИНСКИЙ, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ,  
М. Г. МЕШЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор),  
И. И. НОВИКОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО,  
К. Э. ЭРГИС, М. В. ЯКУТОВИЧ

МАРТ  
ТОМ 14 1963 ВЫП. 3





## Сечения радиационного захвата изотопов теллура в зависимости от энергии нейтронов до 1,5 кэв\*

Л. С. Данелян, Б. В. Ефимов

Измерены зависимости сечений радиационного захвата изотопов теллура от энергии нейтронов до 1,5 кэв. Для четно-нечетных изотопов  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$  определены величины  $\sigma_{0\gamma}\Gamma$  и спины уровней, а также  $\bar{\Gamma}_n^0/D$ .

### Введение

Парциальные сечения захвата и рассеяния нейтронов значительно менее изучены, чем полные сечения. Однако создание мощных импульсных источников нейтронов позволило во многих лабораториях провести измерения сечений захвата и рассеяния до энергий в несколько сот электронвольт и получить ценную информацию о параметрах уровней ядер [1], существенную как для теории ядра, так и для расчета и проектирования ядерных реакторов.

Для изучения зависимости сечения захвата от энергии нейтронов в области до 10 кэв нами создана установка, основанная на регистрации  $\gamma$ -лучей захвата. В качестве источника нейтронов используется линейный ускоритель электронов Института атомной энергии им. И. В. Курчатова [2]. Большая эффективность и малый относительный фон позволяют идентифицировать уровни на небольших количествах разделенных изотопов.

Цель работы — обнаружение слабых нейтронных резонансов, не проявляющихся при измерениях полных сечений, и определение величин  $\sigma_{0\gamma}\Gamma$  (здесь  $\sigma_{0\gamma}$  — сечение захвата в максимуме резонанса,  $\Gamma$  — полная ширина), значения которых в сочетании с результа-

тами измерений полных сечений ( $\sigma_0\Gamma$  и  $\sigma_0\Gamma^2$ ) позволяют определить радиационные ширины  $\Gamma_\gamma$  и спины уровней вплоть до энергий в несколько килоэлектронвольт (в тех случаях, когда  $\Gamma_n$  не менее  $\sim 0,2 \Gamma_\gamma$ ).

Область ядер с атомными весами  $80 < A < 130$  интересна с точки зрения исследований средней характеристики взаимодействия нейтронной  $s$ -волны — силовой функции  $\bar{\Gamma}_n^0/D$ , — так как в этом интервале результаты вычислений, проведенных различными авторами на основе оптической модели ядра, заметно расходятся [3].

Объектом первого исследования были выбраны разделенные изотопы теллура. В литературе имеются только результаты измерения полных сечений некоторых изотопов теллура [4, 5]. Теллур интересен как объект исследования, поскольку он имеет большое число изотопов, нейтронная ширина многих уровней сравнима с радиационной шириной, у  $\text{Te}^{123}$  при энергии 2,334 эв имеется сильный резонанс, у четно-нечетных изотопов спин равен 1/2. Предварительные результаты работы докладывались на совещании по низким энергиям 7–12 декабря 1961 г. в Дубне [6].

### Аппаратура

Измерения зависимости сечения захвата от энергии проводились методом времени пролета. Источник нейтронов — урановая мишень линейного ускорителя — был окружен водяным замедлителем толщиной  $\sim 4$  см.

\* Эта работа является второй в серии работ по изучению нейтронных сечений разделенных изотопов (первую работу, посвященную изучению изотопов молибдена, см. в «Ж. эксперим. и теор. физ.», 44, вып. 4 (1963).



Частота следования импульсов ускорителя составляла 70 или 100 гц, длительность нейтронного импульса 0,9 или 0,6 мксек. Для отбора нейтронов по времени пролета использовался 2048-канальный временной анализатор с памятью на потенциалоскопе и магнитном барабане. Ширина временного канала составляла 0,571 мксек. При пролетном пути нейтронов от мишени ускорителя до исследуемых образцов 15,1 м полуширина функ-

ции разрешения составляла примерно 0,05 мксек/м.

Схема системы коллимации нейтронного пучка приведена на рис. 1. Детектор  $\gamma$ -лучей состоял из четырех сцинтилляционных кристаллов NaJ(Tl) с фотоумножителями, расположенных симметрично вне пучка вокруг образца на расстоянии 75 мм от его центра (диаметр кристаллов 70–80 мм, высота 55–60 мм) (рис. 2). Для предотвращения

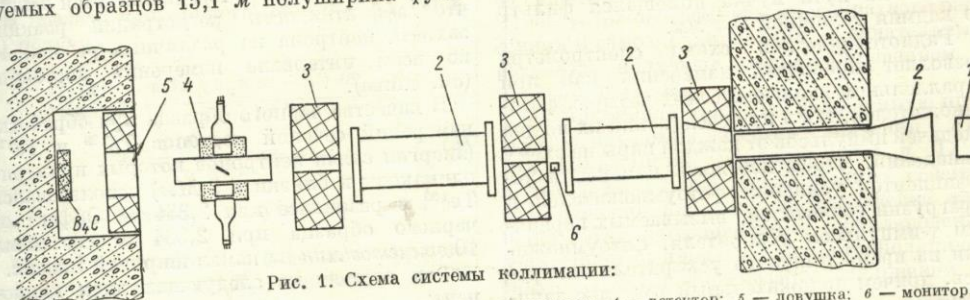
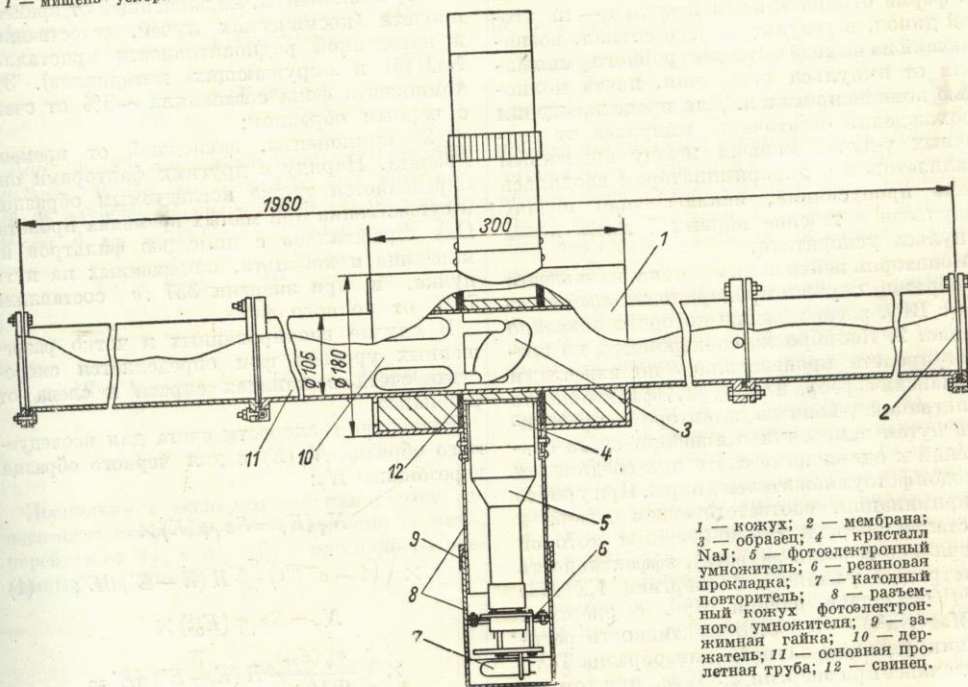


Рис. 1. Схема системы коллимации:

1 — мишень ускорителя; 2 — вакуумные трубы; 3 — коллиматоры; 4 — детектор; 5 — ловушка; 6 — монитор.



1 — кожух; 2 — мембрана; 3 — кристалл NaJ; 4 — образец; 5 — фотоэлектронный умножитель; 6 — резиновая прокладка; 7 — катодный повторитель; 8 — разъемный кожух фотоэлектронного умножителя; 9 — зажимная гайка; 10 — держатель; 11 — основная пролетная труба; 12 — свинец.

Рис. 2. Конструкция детектора.



активации кристаллов и попадания на них рассеянных нейтронов между образцом и кристаллами помещались диски из смеси карбида бора и парафина толщиной 20 мм. Для уменьшения фона, обусловленного рассеянными быстрыми нейтронами, кристаллы были окружены карбидом бора. От внешнего излучения детектор защищался слоем свинца толщиной 10 см, поверх которого располагалась смесь карбида бора и парафина. При измерениях сечений на пути пучка помещался фильтр из кадмия толщиной 0,5 мм.

Радиотехническая схема спектрометра позволяет проводить измерения как при параллельном включении всех четырех фотоумножителей, так и при соединении их по два с подачей импульсов от каждой пары на схему совпадений. Чтобы избежать изменения коэффициентов усиления фотоумножителей и перегрузки усилителей, вызываемых первичным  $\gamma$ -импульсом ускорителя, фотоумножители на время импульса ускорителя запирались, причем положительный импульс записания подавался на первый диод, а близкий по форме отрицательный импульс — на второй диод, в результате чего сигнал, возникающий на выходе фотоэлектронного умножителя от импульса записания, почти полностью компенсировался. Для предотвращения прохождения остаточного импульса от первичных  $\gamma$ -лучей мишени между временным анализатором и дискриминатором вводилась схема пропускания, исключающая подачу импульсов в течение первых 7 мксек после импульса ускорителя.

Монитором нейтронного потока, падающего на образец, служил пропорциональный счетчик с  $\text{BF}_3$ , расположение которого показано на рис. 1. Калибровка спектрометра по времени пролета производилась по известным резонансам серебра и теллура. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов детектором определялась путем измерения отношения счета совпадений к одиночному счету при соединении выходов фотоумножителей в пары. При уровне дискриминации, соответствующем потере в кристалле энергии  $\sim 600$  кэв (при которой измерялись сечения захвата), эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 1,2 Мэв ( $\text{Co}^{60}$ ) оказалась равной 6%, с энергией 2,8 Мэв ( $\text{Na}^{24}$ ) — 5,5%. Эффективность регистрации реакции захвата для образца  $\text{Te}^{123}$  в резонансе при энергии 2,334 эв, при том же уровне дискриминации равнялась 15%.

#### Метод измерений и обработка экспериментальных данных

Для обработки экспериментальных данных методом «черного» образца [1] необходим образец, который поглощал бы все падающие нейтроны в пределах нескольких временных каналов вблизи максимума сильного резонанса, расположенного при низких энергиях и имеющего  $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ . Предполагается также, что эффективность регистраций реакции захвата нейтрона на различных резонансах во всем интервале измерений постоянна (см. ниже).

В качестве черного образца при обработке измерений сечений изотопов  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$  (энергии связи нейтронов которых примерно одинаковы и близки к 9 Мэв) использовался  $\text{Te}^{123}$  в резонансе при 2,334 эв. Эффект от черного образца при 2,334 эв составлял 10 отсчетов/мин на канал шириной 1 мксек.

Фон состоит из следующих двух компонент:

1) компоненты, не зависящей от времени пролета (космических лучей, естественной и наведенной радиоактивности кристаллов  $\text{NaJ(Tl)}$  и окружающих материалов). Эта компонента фона составляла  $\sim 3\%$  от счета с черным образцом;

2) компоненты, зависящей от времени пролета. Наряду с другими факторами она определяется также исследуемым образцом и существенна при малых временах пролета. Она оценивалась с помощью фильтров из марганца и кобальта, помещаемых на пути пучка, и при энергии 337 эв составляла 75% от полного фона.

В случае изолированных и четко разрешенных уровней фон определяется скоростью счета в каналах справа и слева от резонанса.

Рассмотрим скорости счета для исследуемого образца  $N_\gamma(E)$  и для черного образца в резонансе  $N_r$ :

$$N_\gamma(E) = S\varepsilon_\gamma\Phi(E) \times \int (1 - e^{-n\sigma t}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_t} R(E - E') dE'; \quad (1)$$

$$N_r = S\varepsilon_\gamma\Phi(E_{or}) \times \int \frac{\sigma_\gamma(E_{or})}{\sigma_t(E_{or})} R(E - E') dE' = S\varepsilon_\gamma\Phi(E_{or}) \Delta E_{or}, \quad (2)$$



где  $S$  — площадь образца;  $n$  — число ядер образца, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$ ;  $\varepsilon_\gamma$  — эффективность регистрации реакции захвата;  $\varphi(E)$  — поток падающих нейтронов при энергии  $E$  в единичном интервале энергии;  $\sigma_t$  и  $\sigma_\gamma$  — полное сечение и сечение захвата;  $R(E-E')$  — функция разрешения;  $\Delta E_{0r}$  — ширина функции разрешения при энергии  $E_{0r}$ .

В пределе для тонкого образца из (1) и (2) получим

$$\frac{N_\gamma(E)}{nN_r} = \frac{\varphi(E) \int \sigma_\gamma R(E-E') dE'}{\varphi(E_{0r}) \Delta E_{0r}} = \frac{\varphi(E) \Delta E}{\varphi(E_{0r}) \Delta E_{0r}} \sigma_{\gamma \text{эксп}}, \quad (3)$$

где  $\sigma_{\gamma \text{эксп}}$  — сечение, получаемое в эксперименте.

Введем величину  $A_{E_0}$  (площадь под резонансом при энергии  $E_0$ ), деленную на  $n$ :

$$A_{E_0} = \sum_{E_1}^{E_2} \frac{N_\gamma}{nN_r} \delta E = \frac{\varphi(E_0) \Delta E_0}{\varphi(E_{0r}) \Delta E_{0r}} \int_{E_1}^{E_2} \sigma_\gamma dE = \frac{E_0^{3/2-p}}{E_{0r}^{3/2-p}} \sigma_{0\gamma} \Gamma \operatorname{arctg} x. \quad (4)$$

Для получения последнего выражения следует учесть, что площадь под резонансом не зависит от разрешения, если пределы  $E_1$  и  $E_2$  достаточно удалены от  $E_0$ ,

$$\varphi(E) \sim \frac{1}{E^p}, \quad \Delta E \sim E^{3/2}$$

и

$$\int_{E_1}^{E_2} \sigma_\gamma dE = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{0\gamma} \psi(x, \eta) dE \simeq \sigma_{0\gamma} \Gamma \operatorname{arctg} x. \left( x = \frac{2(E-E_0)}{\Gamma} \right).$$

Поскольку в эксперименте измеряется зависимость скорости счета от времени пролета, перейдем от  $A_{E_0}$  к  $A_{t_0}$  ( $A_{t_0}$  — площадь во временных единицах):

$$A_{t_0} = \frac{\tau \sum_{t_1}^{t_2} N_\gamma}{nN_r} \simeq A_{E_0} \frac{t_0}{2E_0} = \frac{36,15L}{E_0^p E_{0r}^{3/2-p}} \sigma_{0\gamma} \Gamma \operatorname{arctg} x. \quad (5)$$

Подставляя значения величин  $L$ ,  $E_{0r}$  и  $p = 0,81^*$ , получим

$$\sigma_{0\gamma} \Gamma = \frac{\tau \left( \sum_{t_1}^{t_2} N_\gamma \right) E_0^{0,81}}{320nN_r \operatorname{arctg} x}. \quad (6)$$

Величина  $A_{t_0}$ , определенная для нескольких образцов различной толщины, наносится на график в зависимости от толщины образца. Чтобы устранить эффекты многократного рассеяния и самоэкранирования, окончательный результат получают экстраполированием к нулевой толщине.

Мы применяли также несколько иную процедуру: исходя из известных значений  $2 g \Gamma_n$  для большинства уровней  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$  и величины  $\Gamma_\gamma$  (измерения полных сечений [4]), вносили поправку на увеличение площади  $A_{t_0}$ , обусловленное доплеровским уширением, и производили экстраполяцию к  $n\sigma_0 = 0,1$  согласно графику отклонения от единицы функции  $\frac{4E_0 A}{\pi n \sigma_0 \Gamma} = G(n\sigma_0)$ , приведенному в работе [7].

Величина  $\sum_{t_1}^{t_2} N_\gamma$  определялась путем составления «нарастающей» суммы  $F(i) = \sum_i N_\gamma$  в функции от номера канала  $i$  [8]. Для изолированных уровней расстояние между двумя параллельными прямыми, проведенными в соответствии с наклоном функции  $F(i)$  справа и слева от резонанса, равно сумме  $\sum N_\gamma$ .

Изменение эффективности  $\Delta \varepsilon_\gamma$  регистрации реакции захвата при переходе от резонанса к резонансу было определено измерением отношений счета совпадений к одиночному счету в резонансах  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$  при дискриминации  $\sim 600$  кэв (табл. 1).

Спектр нейтронов измерялся с использованием тонкого образца из  $\text{V}_4\text{C}$ . Гамма-лучи захвата в боре с энергией 480 кэв выделялись одноканальным амплитудным анализатором (в этих измерениях защита кристаллов из  $\text{V}_4\text{C}$  удалялась). Спектр нейтронов измерялся также на пролетном расстоянии  $L = 109 \text{ м}$  с помощью бака с борными счетчиками. Для потока нейтронов с энергией до 400 эв получили зависимость вида  $\varphi(E) dE \sim \frac{dE}{E^{0,81}}$ .

\* Определение  $p$  рассматривается ниже.



Таблица 1  
Отношение скорости счета совпадений к скорости счета, полученного при параллельном соединении двух кристаллов

E <sub>0</sub> , эв	Te <sup>123</sup>		Te <sup>135</sup>	
	23,9	35,5	132	157
0,060±0,002	0,058±0,003	0,067±0,005	0,074±0,005	0,065±0,006
		0,076±0,006	0,073±0,005	0,080±0,008
		25,9	133,5	213
				260
				289

Таблица 2  
Вес и изотопный состав использованных образцов теллура

Образец	Полный вес, г	1/ <sup>n</sup> , бэрн/атом изотопа	Содержание изотопов в образце, %							
			Te <sup>120</sup>	Te <sup>122</sup>	Te <sup>123</sup>	Te <sup>124</sup>	Te <sup>125</sup>	Te <sup>126</sup>	Te <sup>128</sup>	Te <sup>130</sup>
Te <sup>122</sup>	1,437	4190	0,07	83,57	2,94	3,36	1,59	2,82	3,03	2,65
Te <sup>123</sup>	0,268	8850	0,3	4,2	60,9	20,2	4,7	6,1	6,1	3,4
Te <sup>124</sup>	3,226	535	<0,08	<0,1	0,42	83,7	7,39	5,37	4,80	3,1
Te <sup>125</sup>	0,940	4800	<0,1	<0,1	<0,1	1,26	86,87	9,48	4,53	1,01

При этом скорость счета на канал с шириной  $\tau$  для детектора с постоянной чувствительностью меняется по закону  $E_0^{0,69} \tau$ . Справедливость этой зависимости была подтверждена на первых двух резонансах серебра и  $Te^{123}$ .

Чувствительность кристаллов к нейтронам, рассеянным образцом, определялась при энергиях  $E_0$ , равных 337 и 132 эв. Измерялась скорость счета по каналам с образцами из свинца толщиной 4 и 9 мм при помещении на пути пучка фильтров из марганца и кобальта. Затем вычислялись скорость счета  $N_n$  (при энергиях 337 и 132 эв), соответствующая рассеянию в данной геометрии всех падающих в пределах определенного временного канала нейтронов, и скорость счета  $N_{0\gamma}$ , соответствующая захвату всех нейтронов образцом теллура:  $N_{0\gamma} = N_r \left( \frac{E_0}{E_{0r}} \right)^{0,69}$ .

Отношения  $N_{0\gamma}/N_n$  (эффективности регистрации захвата нейтрона  $\epsilon_\gamma$  к эффективности регистрации рассеянного нейтрона  $\epsilon_n$ ) оказались равными  $21 \pm 3$  при энергии 337 эв и  $43 \pm 7$  при энергии 132 эв. При других энергиях отношения  $\epsilon_\gamma/\epsilon_n$  определялись путем линейной экстраполяции.

Отношение  $\epsilon_\gamma/\epsilon_n$  при 337 эв совпало с приближенной оценкой этой величины с помощью толстого образца марганца ( $n, \sigma_{\text{эксп}} \approx 6$ ) с учетом параметров резонанса при 337 эв [9] и поправки на нейтроны, захваченные после однократного рассеяния. Поправочный множитель на зарегистрированные рассеянные нейтроны  $f_n = \frac{1}{1 + (\Gamma_n/\Gamma_\gamma)(\epsilon_n/\epsilon_\gamma)}$ .

Величины  $2g\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$  взяты из работы [4]. Например, для резонанса  $Te^{123}$  при 157 эв ( $2g\Gamma_n = 270$  мэв) величина  $f_n = 0,94 \pm 0,035$ , в остальных же случаях она ближе к единице и ошибка в ней меньше.

В случае толстых образцов в резонансах, где  $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ , вводилась поправка  $f_1$  на нейтроны, захваченные в образце после однократного рассеяния [10]. Следует отметить, что для резонансов при энергиях выше 50 эв захват нейтронов, рассеянных в образце, становится незначительным, так как их энергия после рассеяния сдвигается в область вне резонанса.

Окончательно с учетом поправок получим

$$\left( \sum_{i_1}^{i_2} N_\gamma \right) = \left( \sum_{i_1}^{i_2} N_\gamma \right)_{\text{эксп}} \Delta \epsilon_\gamma f_n f_1.$$

**Образцы**

Разделенные изотопы в виде порошков засыпались в специальные алюминиевые контейнеры диаметрами 30 и 50 мм. Производился спектральный анализ некоторых

образцов, а также определялся процент металлического теллура (анализ на окисление). Найдены незначительные примеси  $Fe_2O_3$  (0,05%) и  $CuO$  (0,01%).

В табл. 2 приведены веса самых тонких из использованных образцов  $Te^{123}$  и  $Te^{125}$  (применялось по три образца  $Te^{123}$  и  $Te^{125}$ ), а также образцов  $Te^{122}$  и  $Te^{124}$ .

**Ошибки**

Перечислим основные неопределенности, вносящие вклад в ошибку величины  $\sigma_{0\gamma\Gamma}$ :

- а) статистическая ошибка величины  $(\sum_{i=1}^{i_2} N_{\gamma})_{ансп}$ , составляющая от 2 до 5% (в слабых резонансах до 10%);
- б) ошибка  $n$  порядка 2—3% (в основном из-за окисления теллура);

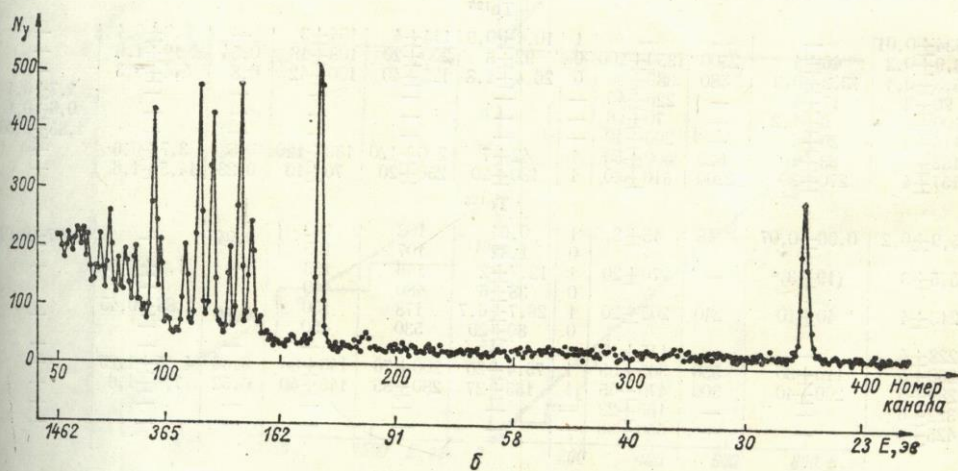
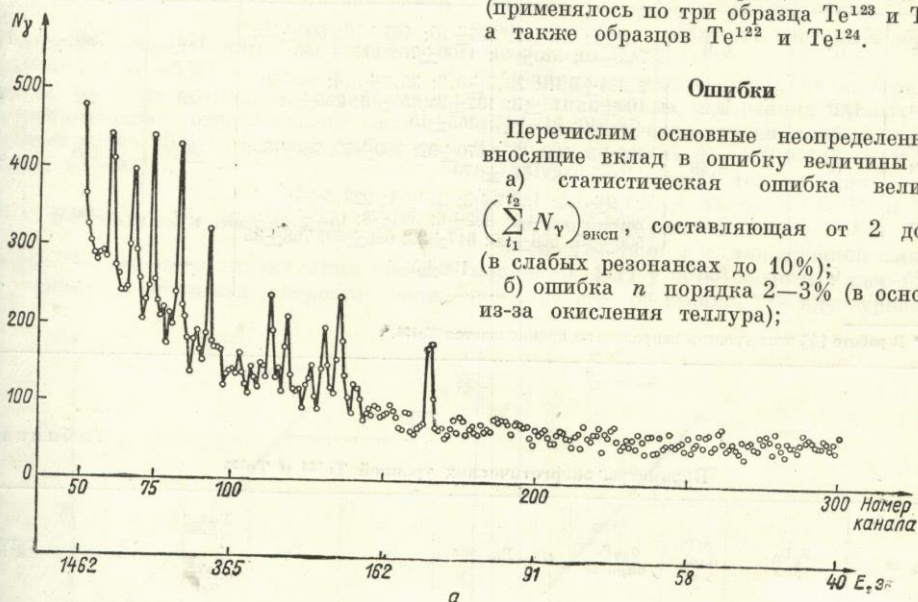


Рис. 3. Зависимость скорости счета  $\gamma$ -лучей от энергии для различных изотопов теллура: а —  $Te^{124}$ ; б —  $Te^{126}$ .



Таблица 3

Характеристики наблюдавшихся уровней изотопов теллура

Изотоп	Спин мшени $I$	Энергия связи нейтрона ядра-продук- та, Мэв	Энергии резонансов, эв	$D_{\text{эксп}}, \text{эв}$	$D_0 = D_{\text{эксп}} \times$ $\times 2(2I+1)$	$D_J$
Te <sup>122</sup>	0 <sup>+</sup>	6,8	72±1; 230±7; 325±10; 445±20; 600±30; 745±40; 920±60; 1100±70; 1770±150	140	280	140
Te <sup>123</sup>	1/2 <sup>+</sup>	9,2	2,334±0,01; 23,9±0,2; 35,5±0,4; 96±2; 109±2; 118±2; 132±3; 157±5; 235±7; 276±10; 340±14; 365±15	23	92	46
Te <sup>124</sup>	0 <sup>+</sup>	6,48	198±5; 530±25; 670±32; 790±45; 980±60; 1460±100; 1890±170	220	440	220
Te <sup>125</sup>	1/2 <sup>+</sup>	8,9	25,9±0,2; 133,5±3; 213±4; 228,5±4; 260±5; 289±5; 322±6; 394±8; (425±9)*; 506±15; 568±20; 617±23; 686±30; 768±35	50	200	100
Te <sup>126</sup>	0 <sup>+</sup>	6,3	198±5	—	—	—

\* В работе [4] этот уровень неправильно приписывается Te<sup>124</sup>.

Таблица 4

Параметры энергетических уровней Te<sup>123</sup> и Te<sup>125</sup>

$E_0, \text{эв}$	$2_g \Gamma_n,$ Мэв	$\sigma_0 \Gamma,$ барн $\times$ $\times \text{эв}$	$\sigma_0 \nu \Gamma,$ барн $\cdot \text{эв}$	$J$	$\Gamma_n, \text{Мэв}$	$\Gamma$	$\Gamma_\nu$	$\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma} =$ $\frac{\sigma_0 \nu \Gamma}{\sigma_0 \Gamma}$	$\Gamma_n^0$	$2_g \Gamma_n^0$
Te <sup>123</sup>										
2,334±0,01	—	—	—	1	10,4±0,6	114±4	104±3	—	6,8±0,4	—
23,9±0,2	46±4	2500	1350±100	0	92±8	200±20	108±18	0,54	19±1,6	—
35,5±0,4	13,2±0,9	480	380±30	0	26,4±1,8	125±40	100±42	0,8	4,4±0,3	—
96±2	17±4	—	220±45	—	—	—	—	—	—	1,7±0,4
109±2	6±1,2	—	70±16	—	—	—	—	—	—	0,6±0,1
118±2	20±4	—	200±40	—	—	—	—	—	—	1,85±0,36
132±3	63±10	625	500±50	1	42±7	220±120	180±120	0,8	3,7±0,6	—
157±4	270±30	2200	610±60	1	180±20	250±20	70±10	0,28	14,5±1,6	—
Te <sup>125</sup>										
25,9±0,2	0,96±0,07	48	45±2,5	1	0,64	103	102	0,94	—	0,187±0,014
				0	1,82	107	105	—	—	—
133,5±3	(19±3)*	—	170±20	1	12,7±2	146	133	—	1,1±0,16	—
				0	38±6	480	440	—	—	—
213±4	40±10	240	205±20	1	26,7±6,7	178	150	0,85	1,83±0,45	—
				0	80±20	530	450	—	—	—
228±4	—	—	115±16	—	—	—	—	—	—	—
260±5	110±30	550	365±35	1	73,4±20	200±70	146±80	0,66	4,55±1,25	—
289±5	200±40	900	470±45	1	133±27	280±35	145±40	0,52	7,8±1,6	—
322±6	—	—	165±22	—	—	—	—	—	—	—
425±9	—	—	550±90	—	—	—	—	—	—	—

\* Для получения непротиворечивых результатов взято значение (19±3), а не (16±3), как в работе [4].



- в) изменение эффективности регистрации от резонанса к резонансу (5%);
- г) ошибка  $f_n$  (максимальная до 4%);
- д) ошибка, обусловленная многократным рассеянием (до 3%);
- е) ошибка в величине  $N_r$  (2%);
- ж) точность определения спектра нейтронов (2%);
- з) ошибка определения  $\sigma_0 \gamma \Gamma$  методом экстраполяции (3—5%).

При условии, что все ошибки независимы, среднеквадратичная относительная ошибка составляет около 10% (в случае слабых резонансов 15—20%).

### Результаты и обсуждение

На рис. 3 в качестве иллюстрации приведены кривые зависимости скорости счета

$\gamma$ -лучей от номера канала анализатора для образцов  $Te^{124}$  и  $Te^{125}$ . Результаты идентификации уровней и среднее расстояние между ними, приходящееся на одно спиновое состояние  $J$  составного ядра  $D_J$ , приведены в табл. 3 и на рис. 4.

Идентифицировать уровни  $Te^{120}$  не удалось, так как содержание изотопа в образце составляло 5,9%.

Обнаружен ряд уровней, не выявленных в опубликованных измерениях полных сечений, например, относительно слабые  $s$ -уровни  $Te^{123}$  при энергиях 96; 109 и 118 эв. У  $Te^{126}$  до 1500 эв обнаружен только один уровень ( $198 \pm 5$  эв), а у изотопов  $Te^{128}$  и  $Te^{130}$  не обнаружено ни одного.

В соответствии с установленной закономерностью [11] у четно-нечетных ядер-мишеней среднее расстояние между уровнями

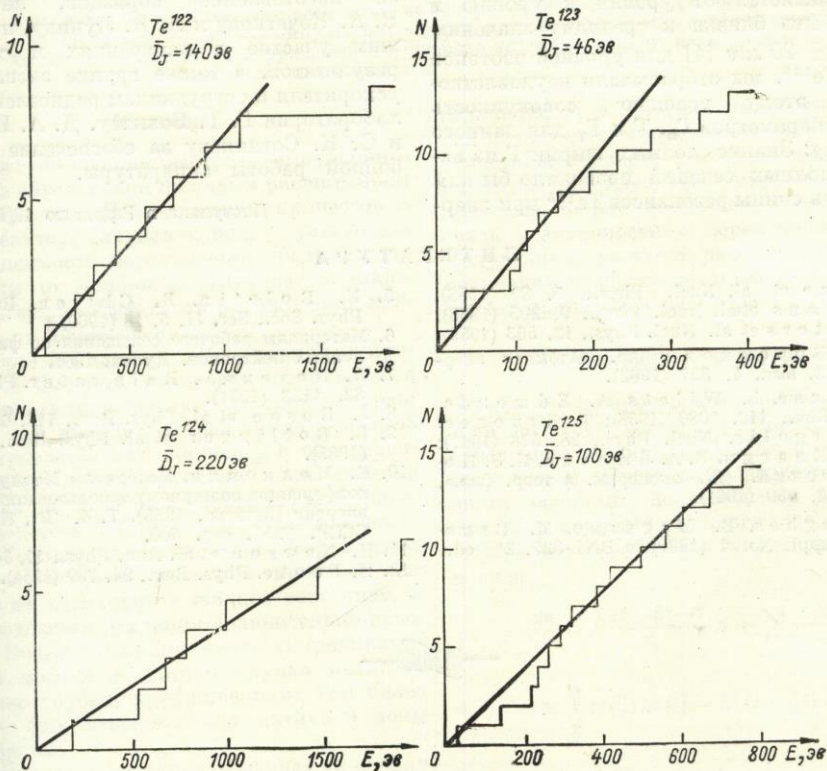


Рис. 4. Зависимость числа уровней от энергетического интервала (графики для определения  $\bar{D}_J$ ).

меньше, чем у четно-четных, причем у четно-четных изотопов с увеличением числа нейтронов плотность уровней уменьшается, что нельзя объяснить изменением энергии связи нейтрона (энергия связи у  $\text{Te}^{128}$  равна  $6,3 \text{ Мэв}$  у  $\text{Te}^{130}$  составляет  $6,6 \text{ Мэв}$ ). Очевидно, падение плотности обусловлено приближением к замкнутой нейтронной оболочке ( $N = 82$ ).

В табл. 4 приведены параметры уровней  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$ . Значения величин  $2g\Gamma_n$  и параметры резонанса  $\text{Te}^{123}$  при  $2,334 \text{ эв}$  взяты из работ [4, 12]. Величина  $2g\Gamma_n$  для впервые обнаруженных уровней определялась в предположении малости  $\Gamma_n$ . Значения спинов и  $\Gamma_n$  вычислялись следующим образом: используя величины  $2g\Gamma_n$  и соотношение  $\sigma_{0\nu}\Gamma = 4\pi\lambda^2 g\Gamma_n \left(1 - \frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)$ , для двух возможных значений спинов (1 или 0) вычисляли ширины  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma$  и  $\Gamma_\nu$ . Считая, что ширина  $\Gamma_\nu$  мало изменяется от уровня к уровню и должна быть близка к среднему значению  $\bar{\Gamma}_\nu = 110 \pm 20 \text{ мэв}$  [4] для уровней изотопов  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$ , мы отбрасывали неудовлетворяющую этому условию совокупность значений параметров  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma$  и  $\Gamma_\nu$  для данного значения  $g$ . Знание полных ширин  $\Gamma$  из измерений полных сечений позволило бы нам определить спины резонансов  $\text{Te}^{125}$  при энер-

гиях  $133,5$  и  $213 \text{ эв}$  с большей достоверностью ( $J = 1$  для них более приемлемо).

Уточнив величины спинов, мы вычислили  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_n^0$  и  $\bar{\Gamma}_n^0/\bar{D} = (\Delta E)^{-1} \sum_{\Delta E} \Gamma_n^0$ . Значения  $\bar{\Gamma}_n^0/\bar{D} (\times 10^{-4})$  для изотопов  $\text{Te}^{123}$  и  $\text{Te}^{125}$  равны соответственно  $1,6 \pm 0,7$  и  $0,55 \pm 0,4$ .

Величина  $\bar{\Gamma}_n^0/\bar{D}$  в пределах экспериментальной точности согласуется с вычислениями, выполненными на основе оптической модели [3].

Приведенных данных недостаточно для того, чтобы сделать определенные выводы относительно зависимости параметров от спина и изотопа. Можно констатировать небольшое различие в величине  $\bar{\Gamma}_n^0/\bar{D}$ .

В заключение выражаем благодарность М. И. Певзнеру за постоянный интерес к работе и ценные указания, Ю. В. Адамчуку за изготовление образцов, лаборантам В. А. Кочеткову и А. Я. Лунину, принимавшим участие в измерениях и обработке результатов, а также группе эксплуатации ускорителя и сотрудникам радиоэлектронной лаборатории Г. Т. Бочкову, Д. А. Истомину и С. К. Сотникову за обеспечение бесперебойной работы аппаратуры.

Поступила в Редакцию 19/IV 1962 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Rae et al. Nucl. Phys., 5, 89 (1958); J. Evans et al. Nucl. Phys., 9, 205 (1958); J. Waters et al. Nucl. Phys., 12, 563 (1959).
2. Р. М. Воронков и др. «Атомная энергия», 13, вып. 4, 327 (1962).
3. D. Chase, L. Wilets, A. Edmonds. Phys. Rev., 110, 1080 (1958); T. Krueger, V. Margolis. Nucl. Phys., 28, 578 (1961); Ю. П. Елагин, В. А. Люлька, П. Э. Немировский. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, № 3, 959 (1961).
4. D. Hughes, B. Magurno, M. Brusel. Suppl. No. 1 (1960) to BNL-325, 2<sup>nd</sup> ed., 1958.
5. H. Volotin, R. Chrien. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 5, 18 (1960).
6. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Дубна, 1961.
7. W. Havens, L. Rainwater. Phys. Rev., 83, 1123 (1951).
8. J. Rosen et al. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
9. L. Bollinger et al. Phys. Rev., 100, 126 (1955).
10. Е. Мелкоян. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 400.
11. H. Newson et al. Ann. Phys., 14, 346 (1961).
12. H. Foote. Phys. Rev., 94, 790 (1954).