

слоя плазмы. Из этого соотношения находим концентрацию электронов

$$n = \frac{mc^2}{e^2} \cdot \frac{\delta\varphi}{2\lambda d},$$

где m — масса электрона. Сдвиг фазы измерялся с помощью перестройки частоты генератора, которая регистрировалась стандартным волномером. При расстоянии между зеркалами h разность фаз связана с изменением частоты $\delta\omega$ соотношением $\delta\varphi = \frac{2h}{c} \delta\omega$. Исходя из этих соотношений, можно получить расчетную формулу

$$n = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2} \cdot \frac{2h}{d} \cdot \frac{\delta\omega}{\omega}.$$

Проверка интерференционного метода проводилась с помощью зондовых измерений. Двойной электрический зонд с диаметром электродов 0,2 мм помещали внутрь столба плазмы вблизи интерферометра. В каждом опыте снимали вольт-амперные характеристики зонда, откуда определяли n и температуру электронов.

Ниже приводятся результаты измерений с помощью многолучевого интерферометра Фабри — Перо ($n_{\Phi-П}$) и зондовых измерений (n_z):

$n_{\Phi-П}$	$7 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$4,5 \cdot 10^{10}$	$5,5 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$
n_z	10^{10}	$3,5 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$	$8,5 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{11}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$4,4 \cdot 10^{11}$
\bar{n}_z	$8 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{10}$	$6,5 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	$3,5 \cdot 10^{11}$

В третьей строке указаны усредненные зондовые значения \bar{n}_z с учетом распределения концентрации электронов поперек плазменного шнура. Следует отметить, что во всех случаях $n_z > n_{\Phi-П}$. Это связано с тем, что концентрация электронов распределена неравномерно по радиусу столба плазмы. Усредненное значение \bar{n}_z , как и следовало ожидать, ближе к значению $n_{\Phi-П}$. Диапазон концентраций электронов, измеренных в наших опытах, ограничивался сверху максимальной концентрацией в данном типе разряда. Минимальная концентрация определялась чувствительностью аппаратуры (в частности, точностью определения сдвига частоты волномером). Точность определения концен-

трации интерферометром Фабри — Перо составляла $\pm 10\%$. Основной вклад в эту ошибку вносит погрешность определения диаметра плазмы, который измерялся зондом. Точность измерения концентрации электронов зондовым методом составляла $\pm 25\%$.

Ширина резонансной кривой в нашем случае не могла быть связана с диссипацией за счет столкновений, так как экспериментальное значение превышало эту величину почти на два порядка. Это можно объяснить тем, что в данном приборе возможно «рассеяние» энергии электромагнитных волн за счет дифракции на плазменном шнуре; к такому же эффекту приводит искажение границы раздела плазма — вакуум относительно зеркал интерферометра.

На основании проведенного эксперимента мы считаем, что чувствительность интерферометра Фабри — Перо превышает чувствительность обычного двухлучевого интерферометра. Следует отметить также, что данная схема измерений может работать в импульсном режиме, если генератор позволяет получать частотно-модулированный сигнал с малым характерным временем изменения частоты.

В заключение авторы выражают признательность Е. К. Завойскому за интерес к работе, искреннюю благодарность В. Л. Вдовину за помощь в работе при

испытании прибора на созданной им плазменной установке, а также Ф. А. Королеву и В. И. Гридневу за ценные советы.

Поступило в Редакцию 13/VIII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Я. Балаханов, В. Д. Русанов, А. Р. Стриганов. «Ж. техн. физ.», XXXV, 127 (1965).
2. В. Д. Русанов. Современные методы исследования плазмы. М., Госатомиздат, 1962.
3. Ф. А. Королев, В. И. Гридnev. «Радиотехника и электроника», VIII, 1480 (1963).

УДК 539.121.75

Спектр тормозного и характеристического излучения цирконий-тритиевого источника

Ю. П. Бетин

Известны два типа тритиевых источников излучения: титан-тритиевые и цирконий-тритиевые. В материале источника под действием β -частиц, испускаемых тритием ($E_{\max} = 18 \text{ кэВ}$), возникает тормозное излучение с непрерывным спектром и характеристическое излучение элементов, входящих в состав активного слоя источника и материала подложки.

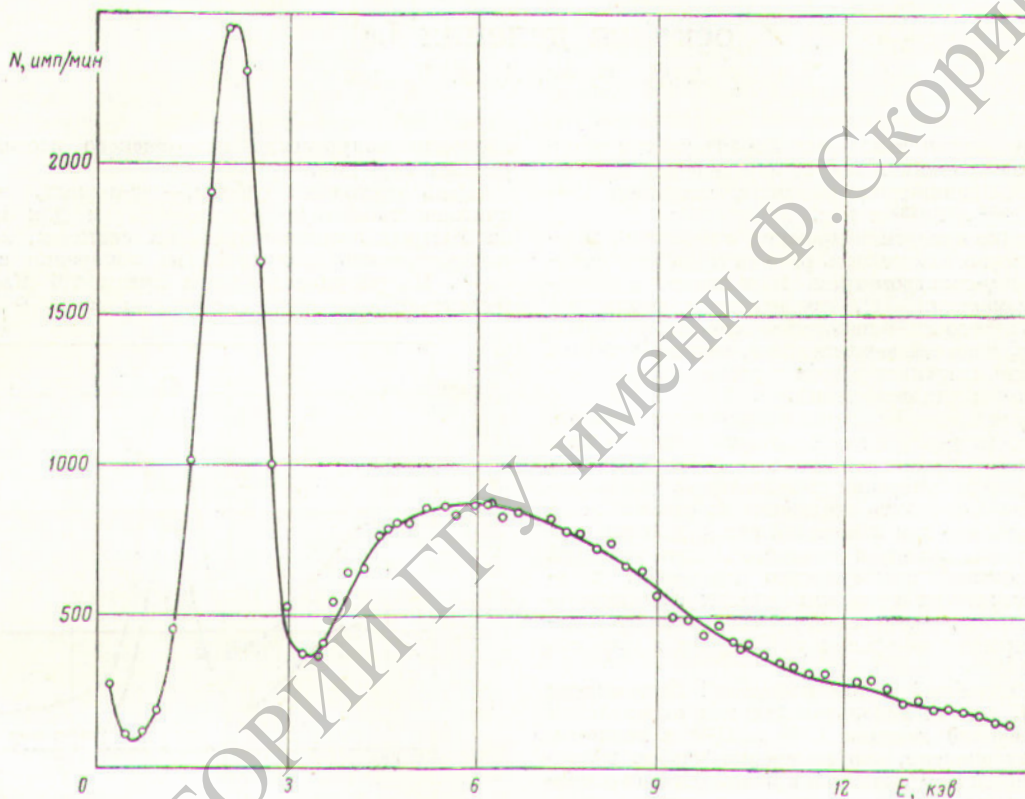
В работах [1, 2] описаны спектры вторичного излучения тритиевых источников, измеренные с помощью пропорционального счетчика с бериллиевым окном толщиной 0,2 и 0,5 мм. При такой толщине входного окна счетчика неизбежно вносятся искажения в длинноволновую часть спектра из-за поглощения излучения в материале окна; кроме того, в мягкой области замет-

ное влияние оказывает поглощение в слое воздуха, отделяющем источник от счетчика.

В настоящей работе были проведены измерения спектрального состава излучения цирконий-третиевого источника с помощью отпаянного пропорционального счетчика мягкого рентгеновского излучения с боковым окном из териленовой пленки толщиной около 20 мк [3]. Входное окно счетчика представляет собой щель шириной 1,5 мм и длиной 20 мм. Внутренний диаметр счетчика 18 мм. Заполнение — смесь аргона с изопентаном; общее давление около 600 мм рт. ст. Спектр

рывает часть, соответствующая тормозному излучению с максимумом интенсивности в области 6 кэв, и ярко выраженная линия характеристического L -излучения циркония с энергией около 2,0 кэв. В спектрах излучения, приведенных в работах [1, 2], эта линия отсутствует, что объясняется практически полным ее поглощением в материале окна счетчика и в слое воздуха.

Истинная кривая спектра электромагнитного излучения цирконий-третиевого источника должна отличаться от кривой, приведенной на рисунке, так как имеет место ослабление L -излучения циркония в тери-



Спектр излучения цирконий-третиевого источника.

импульсов пропорционального счетчика регистрировался 100-канальным амплитудным анализатором.

На рисунке приведен амплитудный спектр импульсов пропорционального счетчика, полученный при измерениях с толстым цирконий-третиевым источником с вольфрамовой подложкой (толщина активного слоя циркония 16 мг/см², диаметр активной части источника 14 мм). Активность источника около 12 кюри. Источник помещали на расстоянии 1 см от входного окна пропорционального счетчика; между ними устанавливали свинцовую диафрагму с отверстием диаметром 0,5 мм.

Калибровка спектрометра по энергиям проводилась с источником Fe⁵⁵ (энергия излучения, сопровождающего захват электрона, $E_K = 5,9$ кэв).

Из рисунка видно, что в спектре вторичного излучения цирконий-третиевого источника имеется непре-

ренок пленке входного окна счетчика (по нашим измерениям примерно трехкратное) и в слое воздуха (при толщине 1 см примерно двукратное). Измерение пропускания бериллия толщиной 0,22 мм показало по меньшей мере 30-кратное ослабление излучения с энергией 2,0 кэв.

Полученные данные о спектре электромагнитного излучения цирконий-третиевого источника свидетельствуют о том, что такие источники можно успешно использовать для возбуждения характеристического рентгеновского K -излучения легких элементов и элементов со средними атомными номерами, начиная от алюминия ($E_K = 1,5$ кэв) и кончая германием ($E_K = 9,9$ кэв), а также L -серий более тяжелых элементов, начиная от ниобия ($E_L = 2,3$ кэв) и кончая вольфрамом ($E_L = 9$ кэв).

Поступило в Редакцию 20/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Kühn. Nukleonik, 4, 30 (1962).
2. Дж. Камерон, Дж. Роудс. В кн. «Труды Международной конференции по применению радио-

- изотопов в физических науках и промышленности (Копенгаген, 1960)». Избр. докл. иностр. ученых. М., Атомиздат, 1962.
3. В. Н. Баронин и др. «Заводск. лаборатория», № 4, 498 (1964).

УДК 539.172.4

Определение относительных скоростей реакции деления для различных изотопов путем регистрации γ -излучения

осколка деления La^{140}

Л. Н. Юрова, А. В. Бушнев

При исследовании некоторых характеристик ядерных реакторов возникает задача определения относительных сечений деления двух изотопов, например U^{238} и U^{235} или Th^{232} и Pu^{239} и т. д.

Обычно такие измерения проводят с камерами деления, однако задача может быть решена и методом сцинтилляционной γ -спектроскопии. Как показали многочисленные измерения [1], при делении различных изотопов от Th^{232} до Pu^{239} некоторые осколки образуются с почти одинаковой вероятностью, причем часть из них интенсивно испускает γ -лучи и распадается с периодами, удобными для измерений.

Облучив в реакторе фольгу из исследуемого изотопа, по интенсивности γ -излучения одного из этих осколков можно судить о скорости реакции деления для данного изотопа, а проведя измерения параллельно с двумя изотопами, можно определить отношение их сечений деления. Использование для измерений камер деления требует градуировки камер в конверторе или тепловой колонне. Основное преимущество измерений с γ -спектрометром состоит в том, что никаких дополнительных градуировочных измерений проводить не требуется, поэтому процесс измерения упрощается, а точность повышается.

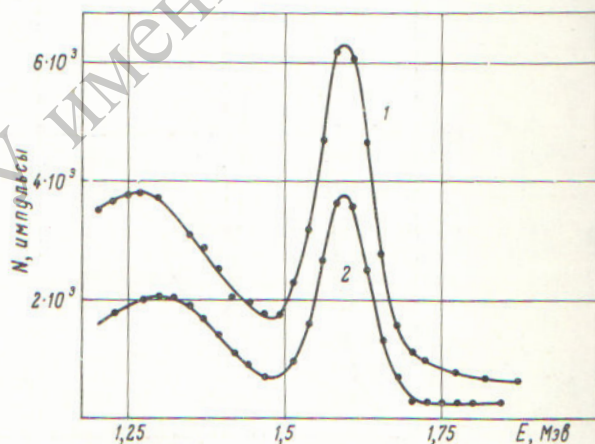
Впервые подобный метод измерений был описан в работе [2], где он использовался для определения отношения сечений деления U^{235} и U^{238} в тепловом реакторе. Установлено, что измерения удобно проводить с излучением La^{140} , который в распределении осколков деления по массам располагается на вершине правого горба. Поэтому выход осколка с массой 140 при делении нейтронами с энергией от тепловой до 10 Мэв не изменяется [1]. Ниже приведены имеющиеся в литературе сведения о выходе La^{140} при делении разных изотопов:

Изотоп	Выход на одно деление, %
U^{235}	6,44 [3]
U^{238}	5,8 [4]
U^{233}	6,1 [3]
Th^{232}	6,2 [3]
Pu^{239}	6,0 [5]

Изотоп La^{140} испускает жесткое ($E_\gamma = 1,6 \text{ Мэв}$) γ -излучение в количестве 0,95 кванта на распад [6]. Скорость радиоактивного распада La^{140} определяется

периодом полураспада материнского изотопа Ba^{140} , равным 12,8 дня.

Цель настоящей работы, во-первых, определить пригодность метода γ -спектроскопии для измерений на быстрых экспериментальных системах, во-вторых, распространить этот метод на измерения с Th^{232} и Pu^{239} . На рисунке показана линия 1,6 Мэв La^{140} в γ -спектрах облученных образцов из U^{238} и Pu^{239} .



Спектр γ -излучения осколков деления Pu^{239} (1) и U^{238} (2) в диапазоне 1,2—2 Мэв через четыре дня после облучения, длившегося 10 ч.

Измерения проводились с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaJ (Tl) размером $40 \times 40 \text{ мм}$ и 100-канального амплитудного анализатора. Проведенные исследования показали, что через пять — шесть дней после облучения, длившегося десятки часов, никакой посторонней активности под фотопиком 1,6 Мэв La^{140} в γ -спектре осколков деления всех отмеченных изотопов не наблюдалось. Мерой интенсивности γ -линии служит площадь под ее фотопиком. Поэтому процесс измерения отношения сечений деления двух изотопов сводился к определению отношения площадей под фотопиками 1,6 Мэв в спектрах облученных в реакторе образцов из этих изотопов. Предварительно определяли веса, химический и изотопный составы образцов. Образцы облучались одновременно в одной точке реактора. Измерения с излучением La^{140} продолжались две — три недели; по их результатам строились кри-