

3. U. Schmitt, I. Nelar. Phys. Rev. Lett., 9, 427 (1962).  
 4. И. А. Перфилов, Ю. Ф. Романов, З. И. Соловьева. «Усп. физ. наук», XXI, 471 (1960).

5. И. А. Перфилов и др. ЖЭТФ, 44, 1833 (1963).  
 6. R. Nobles. Phys. Rev., 126, 1508 (1962).  
 7. I. Halpern. Preprint, CERN, Geneva, 1963.



УДК 539.473.4

## О временах испускания $\gamma$ -квантов при делении\*

Г. В. Вальский, Д. М. Каминкер, Г. А. Петров, Л. А. Попеко

Измерены времена испускания  $\gamma$ -квантов при делении  $U^{235}$  на тепловых нейтронах по методу геометрического выделения отдельных участков пути осколков деления.

Регистрировались совпадения осколков и  $\gamma$ -квантов деления в зависимости от расстояния оси коллиматора от мишени.

В отличие от данных некоторых ранних работ сделан вывод, что основная масса  $\gamma$ -излучения при делении испускается за время меньше  $5 \cdot 10^{-11}$  сек. Получено, что в интервале  $3 \cdot 10^{-10}$ — $2 \cdot 10^{-8}$  сек испускается не более (5 ÷ 10)%  $\gamma$ -излучения, сопровождающего деление.

Исследование времени жизни возбужденных состояний осколков, образующихся при делении тяжелых ядер, представляет значительный интерес для теории деления. Этот вопрос освещался в ряде работ, результаты которых не всегда хорошо согласуются между собой. В работе [1] при использовании газового сцинтиллятора для регистрации осколков и пластического сцинтиллятора для регистрации  $\gamma$ -квантов по методу запаздывающих совпадений найдено, что при спонтанном делении  $Cf^{252}$  в интервале 1—3 нсек испускается не более 15%, в интервале 3—5 нсек не более 3%, в интервале 5—10 нсек не более 3%, в интервале 10—50 нсек не более 10% всех фотонов, сопровождающих деление. Для доли фотонов, испускаемых с временами, большими  $5 \cdot 10^{-8}$  сек, авторы работы [1] нашли верхний предел, равный 50%. Авторы других работ исследовали временное распределение  $\gamma$ -излучения при делении  $U^{235}$  на тепловых нейтронах.

В работе [2] исследовались спектры  $\gamma$ -излучения в запаздывающих совпадениях с осколками деления в интервале  $5 \cdot 10^{-8}$ — $10^{-5}$  сек. Было найдено, что в указанном интервале испускается 5,7%  $\gamma$ -квантов с энергиями до 2 Мэв; основная же доля излучения испускается более быстро. В работе [3] исследовались спектры

$\gamma$ -излучения деления в совпадениях с импульсами от камеры деления. Внутри камеры можно было устанавливать свинцовый поглотитель толщиной 15 мм так, что детектор  $\gamma$ -квантов оказывался экранированным от активного слоя. В этом случае регистрировались только  $\gamma$ -кванты, испущенные осколками, пролетевшими определенное расстояние от мишени. Из сравнения интенсивностей совпадений с поглотителем и без поглотителя авторы работы [3] нашли, что в интервале энергий фотонов 30—250 кэв время жизни лежит в пределах 0,5—2,5 нсек. В работе [4] использовалась камера деления с передвижным собирающим электродом. Слой  $U^{235}$  наносился на неподвижную стенку камеры, непосредственно за которой располагался детектор  $\gamma$ -квантов. При достаточно больших временах жизни ( $\tau$ ) интенсивность совпадений должна была зависеть от положения собирающего электрода. В результате получено, что  $\tau = (0,5 \div 2,0) \cdot 10^{-9}$  сек. Наконец, в работе [5] из измерений по методу запаздывающих совпадений найдено, что для  $\gamma$ -квантов деления в интервале энергий 25—100 кэв значение  $\tau$  ограничивается пределами  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  сек, причем отмечена тенденция роста  $\tau$  с уменьшением энергии  $\gamma$ -излучения.

В настоящей работе предпринята попытка прямой оценки времени испускания  $\gamma$ -квантов из летящих осколков методом геометрического выделения, аналогичным методу, который неоднократно использовался для определения времени жизни возбужденных состояний продуктов ядерных реакций. При этом не ставилась задача исследования зависимости времени испускания  $\gamma$ -квантов от их энергии. Схема опыта показана на рис. 1. Слой окиси  $U^{235}$  плотностью  $100 \text{ мкг/см}^2$  наносили на металлизированную пленку из поливинилхлоридацетата толщиной около 30  $\text{мкг/см}^2$ . Диаметр пятна составлял 14 мм. Осколки деления регистрировались кремниевым детектором с рабочей площадью  $10 \times$

\* Статья получена из редакции ЖЭТФ, куда она была представлена 26/VII 1963 г.



$\times 10 \text{ мм}^2$ , расположенным на расстоянии 14 мм от плоскости мишени. Мишень и детектор осколков располагались вдоль оси вакуумной тонкостенной (толщиной 0,5 мм) алюминиевой трубки диаметром 25 мм. Ось камеры располагалась горизонтально, перпендикулярно оси падающего из горизонтального канала реактора пучка нейтронов диаметром около 25 мм.

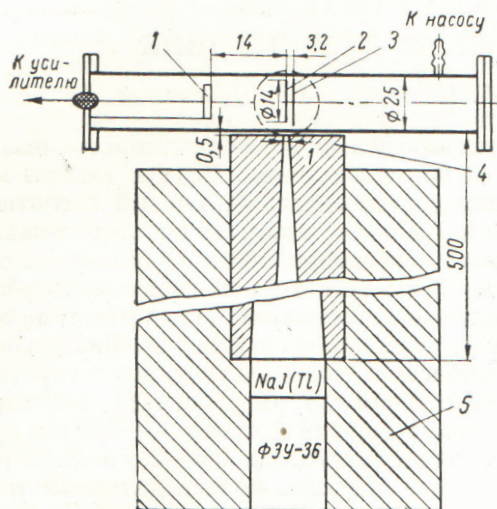


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  
1 — полупроводниковый детектор; 2 — мишень  $U^{235}$ ; 3 — коллектор осколков; 4 — свинцовый коллиматор; 5 — защита  $\gamma$ -детектора.

Гамма-кванты регистрировались сцинтилляционным счетчиком, расположенным под камерой на специальной тележке. Был использован кристалл NaJ(Tl) высотой и диаметром 60 мм с ФЭУ-36. Расстояние от оси камеры до центра кристалла примерно 55 см. Счетчик  $\gamma$ -излучения для уменьшения фона был окружен свинцовой защитой. Гамма-лучи деления попадали на кристалл через свинцовый коллиматор, входная щель которого шириной 1 мм и длиной 20 мм располагалась почти вплотную к камере, перпендикулярно ее оси, а выходное отверстие представляло собой круг диаметром 60 мм. При измерениях камера оставалась неподвижной, а детектор  $\gamma$ -излучения вместе с защитой мог перемещаться вдоль оси камеры. В совпадениях с импульсами от осколков могли участвовать только те  $\gamma$ -кванты, которые испускались летящим осколком в пределах небольшого участка его пути, спустя  $x/v$  секунд после деления, где  $x$  — расстояние от мишени до оси коллиматора, а  $v$  — скорость осколка. Измеряя зависимость интенсивности совпадений

от  $x$ , можно получить данные о времени жизни  $\gamma$ -излучения, испускаемого летящим осколком.

Электронная аппаратура представляла собой быстро-медленную схему совпадений с преобразованием времени задержки в амплитуду импульса. Такой способ регистрации совпадений позволял надежно отделять истинные совпадения от случайных, что было важно в условиях большой и переменной загрузки  $\gamma$ -счетчика, особенно при наличии геометрических факторов, сильно ослабляющих интенсивность  $\gamma$ -лучей деления. С помощью дискриминатора в канале регистрации осколков исключались импульсы от  $\alpha$ -частиц, при этом интенсивность счета осколков не снижалась, что было проверено снятием спектра импульсов от детектора осколков при помощи анализатора без управления и с управлением импульсами дискриминатора. Аналогичным способом был установлен такой уровень регистрации  $\gamma$ -излучения, при котором  $\gamma$ -спектр источника Hf  $^{181}$  ( $E_{\text{мин}} = 56 \text{ кэв}$ ) практически не искажался, в то время как шумы ФЭУ были надежно подавлены. Специальными опытами с регистрацией кривой  $\gamma$ -самосовпадений для линии Au  $^{198}$ , когда в один из каналов вводилось известное ослабление, было установлено, что практически 100%-ная эффективность регистрации совпадений достигалась при энергии  $\gamma$ -квантов около 60 кэв. Такой же результат был получен при сравнении спектров импульсов  $\gamma$ -квантов от источника Co  $^{60}$ , полученных на анализаторе с управлением импульсами от схемы совпадений и без управления. В этом эксперименте детектор осколков с предусилителем заменялся вспомогательным  $\gamma$ -счетчиком, и регистрировались  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадения. Разрешающее время электронной схемы составляло 6—8 нсек. Интенсивность счета совпадений для различных положений коллиматора относительно мишени определялась по площадям кривых совпадений за вычетом фона случайных совпадений, который подсчитывался по каналам анализатора, соответствующим времени «до деления». Ширина канала анализатора соответствовала 1,25 нсек.

Все совпадения, зарегистрированные в интервале времени  $t \geq 20 \text{ нсек}$  после момента деления, не принимались в расчет. При этом практически полностью устранялись отсчеты, вызванные совпадениями с импульсами от захвата нейтронов деления в кристалле NaJ(Tl). В то же время не учитывались  $\gamma$ -кванты, испущенные осколками деления, но запаздывающие более чем на 20 нсек.



Полученные интенсивности совпадений, приведенные к одинаковому числу зарегистрированных осколков, наносились на график в зависимости от расстояния  $x$  от оси коллиматора до плоскости мишени. Эта зависимость, усредненная по шести сериям измерений, представлена на рис. 2 (кривая 2).

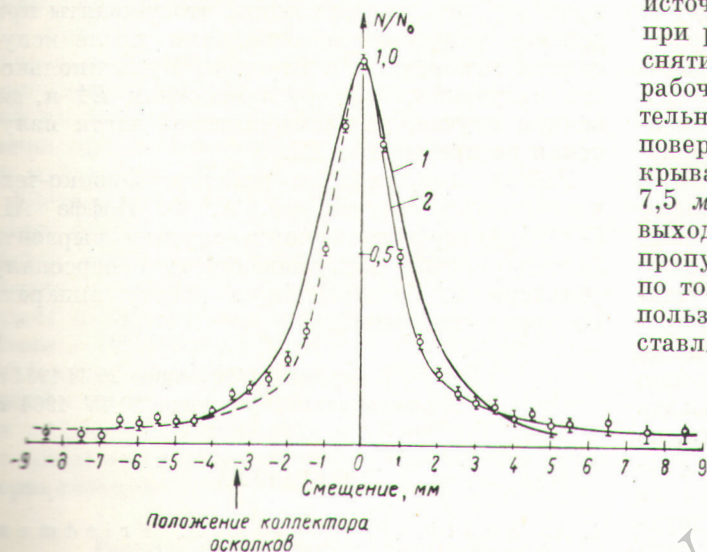


Рис. 2. Зависимости скорости счета совпадений от смещения коллиматора:  
1 — расчетная кривая для  $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$  сек; 2 — экспериментальная кривая.

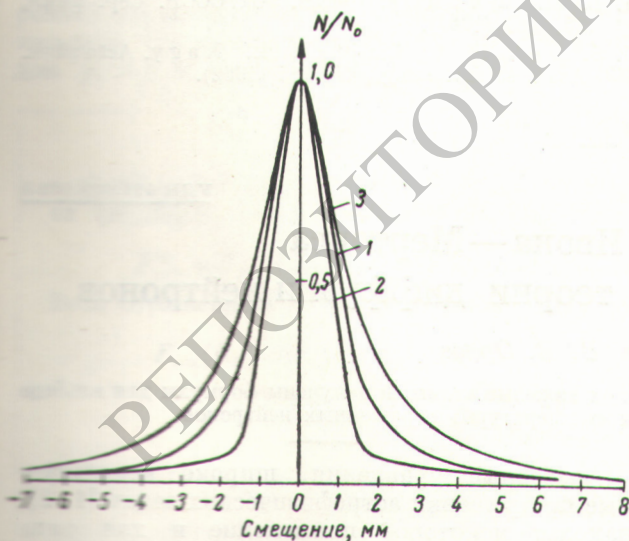


Рис. 3. Кривые пропускания коллиматора:  
1 — для спектра  $\gamma$ -квантов деления; 2 — для источника  $\text{Hf}^{181}$ ; 3 — для источника  $\text{Co}^{60}$ .

Для получения количественных данных были сняты характеристики пропускания коллиматора для излучений  $\text{Hf}^{181}$ ,  $\text{Co}^{60}$  и для спектра  $\gamma$ -излучения деления, представленные на рис. 3.

Характеристики пропускания для источников  $\text{Hf}^{181}$  и  $\text{Co}^{60}$  были получены путем измерения скоростей счета  $\gamma$ -квантов от соответствующих источников, установленных на месте мишени, при различных положениях коллиматора. Для снятия характеристики со спектром деления рабочая мишень накладывалась на вспомогательный детектор осколков с диаметром рабочей поверхности 15 мм, а с другой стороны прикрывалась алюминиевой фольгой толщиной 7,5 мг/см<sup>2</sup>, так что осколки практически не выходили за пределы мишени. Характеристика пропускания со спектром деления снималась по той же схеме, что и рабочие кривые, и использовалась нами для расчетов. Значение составляющей скорости вдоль оси камеры при расчетах для осколков принималось равным  $10^9$  см/сек. Реальный источник  $\gamma$ -излучения (летающие осколки) представлялся в виде суммы плоских неподвижных источников, отстоящих друг от друга на расстоянии 0,25 мм, с интенсивностями, пропорциональными площадям соответствующих участков экспоненты  $\exp\left(-\frac{x}{vt}\right)$ . Предполагая, что для всех этих источников характеристика коллиматора описывается одной и той же кривой (кривая 1 на рис. 3), численным интегрированием рассчитывали формы кривых при различных значениях  $\tau$  для всех фотонов ( $2 \cdot 10^{-11}$ ;  $5 \cdot 10^{-11}$ ;  $10^{-10}$  сек и т. д.).

Полученные расчетные кривые сравнивались с экспериментом. На рис. 2 приведена расчетная кривая (1) для  $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$  сек. Из сравнения с экспериментальными точками видно, что основная масса регистрируемого излучения соответствует  $\tau < 5 \cdot 10^{-11}$  сек.

Для определения доли примеси более «медленного» излучения был использован коллектор осколков, расположенный на расстоянии около 3,2 мм от мишени (см. рис. 1). На рис. 2 видно, что в районе 3—3,5 мм наблюдается некоторое возвышение экспериментальных точек над пунктирной кривой, представляющей зеркальное отображение противоположного склона экспериментальной кривой. Величина этого возвышения позволяет заключить, что в интервале времен  $3 \cdot 10^{-10}$ — $2 \cdot 10^{-8}$  сек, где успешно применяется метод коллектора, испу-



скается 5—10% всего регистрируемого излучения. Принимая интегральную эффективность нашего  $\gamma$ -счетчика по отношению ко всему спектру деления равной  $\sim 80\%$  и учитывая, что большая часть запаздывающего излучения, вероятно, лежит в мягкой области спектра, где эффективность еще выше, можно оценочно показать, что полученные данные соответствуют 10—20% переходов с  $\tau$ , находящимися в пределах  $5 \cdot 10^{-10} - 3 \cdot 10^{-8}$  сек. Наши экспериментальные данные допускают возможность примеси порядка 20% излучения с временами жизни в интервале  $5 \cdot 10^{-11} - 5 \cdot 10^{-10}$  сек. Расчет показывает, что примесь  $\geq 20\%$  переходов с  $5 \cdot 10^{-11} < \tau < 5 \cdot 10^{-10}$  привела бы к заметному изменению формы экспериментальной кривой. Верхний предел  $5 \cdot 10^{-11}$  сек для основной доли испускаемых при делении фотонов надежно устанавливается и из других серий измерений, проведенных с мишенью. Одна сторона мишени была закрыта, так что запаздывающее излучение вылетающих осколков должно было вызвать асимметрию экспериментальной кривой или, по крайней мере, ее уширение. Ни того, ни другого в пределах ошибок опыта обнаружено не было. В одном из вариантов расчета для двухсторонней мишени за основу была принята более узкая характеристика коллиматора, снятая с  $\text{Nf}^{181}$  (кривая 2 на рис. 3). Полученная расчетная кривая для  $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$  сек оказалась несколько шире экспериментальной кривой. Все это, по-видимому, свидетельствует о надежном установлении верхнего предела времени жизни для основной доли переходов. Таким образом, проведенные эксперименты позволяют считать установленным, что основная

доля переходов с энергиями выше 60 кэв происходит с временами  $\tau \leq 5 \cdot 10^{-11}$  сек, что противоречит данным работы [4]. Верхний предел примеси переходов с временами  $5 \cdot 10^{-11} \leq \tau \leq 5 \cdot 10^{-10}$  составляет примерно 20%. Время жизни (10—20)% переходов лежит в пределах  $5 \cdot 10^{-10} \leq \tau \leq 3 \cdot 10^{-8}$ . Полученные данные не противоречат представлению, что  $\gamma$ -кванты при делении испускаются осколками после испускания мгновенных нейтронов. Мультипольности излучения, видимо, в основном  $E1$  и, во всяком случае, для подавляющей части излучения не превышают  $E2$ .

Работа выполнена на реакторе Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Авторы пользуются случаем выразить благодарность обслуживающему персоналу реактора за бесперебойную работу аппарата во время измерений.

Поступила в Редакцию 26/II 1964 г.  
В окончательной редакции 20/IV 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Smith, P. Fields, A. Friedman, Phys. Rev., 104, 699 (1956).
2. Ф. Майенштейн и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 297.
3. В. В. Скляревский, Д. Е. Фоменко, Е. П. Степанов. ЖЭТФ, 32, 256 (1957).
4. Б. М. Ширяев. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 25, 143 (1961).
5. S. De'si, A. Lajtai, L. Nagy. Acta phys. Acad. scient. hung., 15, 185 (1962).



УДК 621.039.512.4

## Применение метода Ивона—Мертенса для решения альбедных задач теории диффузии нейтронов

Ю. Н. Казаченков, В. В. Орлов

Сформулированы приближенные альбедные уравнения, в которых в отличие от обычно используемого диффузионного приближения применен приближенный метод Ивона—Мертенса, связанный с разложением угловой зависимости потока нейтронов на границе двух сред для нейтронов, влетающих в среду и вылетающих из нее. Результаты расчетов указывают на значительно более высокую точность этого метода по сравнению с диффузионным приближением.

Сформулированы альбедные уравнения для спектра медленных нейтронов, отраженных от сред, содержа-

щих тяжелые атомы, и получены формулы для альбеда и «температуры» отраженных нейтронов.

Альбедные уравнения, широко используемые при решении астрофизических задач [1, 2], находят некоторое применение и для ряда задач нейтронной физики [3, 4]. Представляет интерес написать приближенные альбедные уравнения, используя метод, предложенный