

19. S. H. Liebson and J. W. Keller, Phys. Rev. **78**, 305 (1950).
- 19a. S. H. Liebson and R. T. Farrar, Phys. Rev. **79**, 733 (1950)
(относительная светоотдача и температурная зависимость светоотдачи для нафталина и антрацена и для нафталина с различным содержанием примеси антрацена).
20. S. H. Liebson and J. O. Elliot, Phys. Rev. **78**, 65 (1950).
21. J. O. Elliot, S. H. Liebson and C. F. Ravillious, Phys. Rev. **79**, 393 (1950).
22. O. Martinson, P. Isaak, H. Brown and Rudernau, Phys. Rev. **79**, 178 (1950).
23. R. F. Post, Phys. Rev. **79**, 735 (1950).
24. F. B. Harrison and G. T. Reynolds, Phys. Rev. **79**, 732 (1950)
(изучение спектрального состава излучения терфенила и антрацена).

ГАММА-СПЕКТРОСКОПИЯ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЁТЧИКОВ

С момента открытия радиоактивности и до настоящего времени гамма-спектроскопия является одним из наиболее важных и точных методов исследования строения ядер. Известно, что измерение энергии γ -квантов, испускаемых ядрами, а также изучение γ - γ - и γ - β -совпадений позволяет установить энергетические уровни ядра, а исследование угловой корреляции между γ -квантами, последовательно испускаемыми возбуждённым ядром, даёт сведения об электрическом моменте ядра. К сожалению, до недавнего времени возможности гамма-спектроскопии были ограничены недостаточной эффективностью счётчиков Гейгера-Мюллера к γ -квантам (эффективность счётчика Гейгера-Мюллера к γ -квантам лежит в пределах от десятых процента до нескольких процентов в зависимости от энергии γ -квантов и материала цилиндра счётчика). Развитие метода счёта ядерных частиц и γ -квантов с помощью сцинтилляционных счётчиков из плотных кристаллов, дающих большой выход световых квантов на поглощённую частицу или поглощённый γ -квант, открывает новые возможности для гамма-спектроскопии. В этом кратком обзоре будет рассмотрено несколько работ, в которых детектирование и измерение энергии γ -квантов, испускаемых радиоактивными веществами, производилось с помощью сцинтилляционных счётчиков. Преимущества этого нового и весьма быстро развивающегося метода детектирования γ -квантов связано в первую очередь с тем, что эффективность сцинтилляционных счётчиков по отношению к γ -излучению в десятки раз превосходит эффективность счётчиков Гейгера-Мюллера. Кроме того доказано, что сцинтилляционный счётчик в соединении с фотоумножителем является линейным прибором, в котором импульс на выходе фотоумножителя пропорционален энергии электрона, образованного γ -квантом в веществе сцинтилляционного счётчика. Именно это качество сцинтилляционного счётчика делает возможным измерение энергии поглотившихся в нём γ -квантов. Сцинтилляционный счётчик обладает также всеми преимуществами быстрого счётчика, практическое мёртвое время которого в сотни раз меньше мёртвого времени счётчиков Гейгера-Мюллера. При измерении с помощью сцинтилляционного счётчика γ - γ - и β - γ -совпадений разрешающее время может быть значительно уменьшено по сравнению со счётчиками Гейгера-Мюллера, что сильно увеличивает отношение измеряемого эффекта к фону случайных совпадений. Механизм работы сцинтилляционного счётчика, облучаемого γ -квантами, заключается в том

(см. УФН 39, вып. 3, 419 (1950)), что вторичный электрон, созданный поглотившимся или рассеявшимся в счётчике γ -квантом, тормозится в счётчике (если размеры кристалла достаточно велики), тратя свою энергию на вырывание электронов из кристаллической решётки и на возбуждение центров флуоресценции. При этом часть энергии возбуждения в течение времени порядка $10^{-8} - 10^{-9}$ сек. высвечивается в виде световых квантов, которые, попадая на катод фотоумножителя, расположенного рядом со счётчиком, вызывают на его выходе импульс, пропорциональный числу попавших на фотокатод световых квантов, т. е.

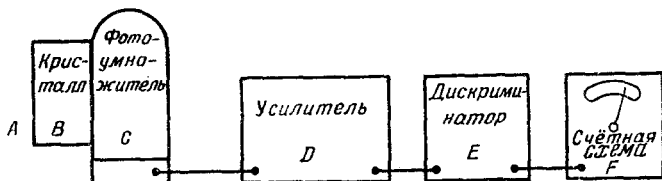


Рис. 1.

пропорциональный энергии вторичного электрона. В качестве примера укажем, что квант с энергией 1 Мэв, поглощаясь в кристалле NaJ, освобождает в среднем около 20 000 фотонов видимого света. Простейшая установка¹ для счёта

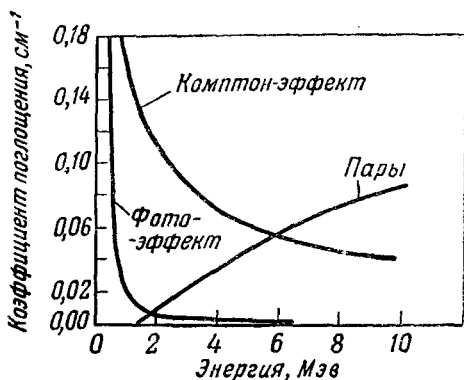


Рис. 2.

соль или шеелит (CaWO_4) и иодистый натрий (NaJ(Tl)). Поглощение γ -квантов в сцинтилляционном счётчике приводит к образованию вторичных электронов за счёт следующих процессов: 1) комптоновское рассеяние; 2) фотоэффект; 3) образование пар, если энергия γ -кванта больше 1,02 Мэв. На рис. 2 приведены вычисленные сечения этих трёх процессов для иода, входящего в состав кристалла NaJ. Чтобы учесть влияние поглощения γ -квантов в Na, надо ординаты кривой комптон-эффекта увеличить на 21%, а кривой пар—на 4%. В соответствии с этими тремя видами электронов, образуемых γ -квантами, следует ожидать появления в измеренном с помощью установки, изображённой на рис. 1, распределении импульсов по амплитуде трёх линий, отвечающих электронам пар, комптоновским электронам и фотоэлектронам. Так как энергия электронов отдачи в комптон-эффекте меняется в больших пределах, то комптоновские электроны дадут наиболее широ-

кую установку¹ для счёта γ -квантов с помощью кристаллического счётчика показана на рис. 1. Здесь А—радиоактивный источник γ -излучения, В—кристаллический счётчик, расположенный вблизи фотокатода фотоумножителя, D—усилитель, E—дискриминирующая схема (она необходима для того, чтобы отсеять так называемые темновые импульсы фотоумножителя, вызванные термоэмиссией с электродов), F—счётная и регистрирующая схема. Наиболее часто применяемыми в настоящее время кристаллами являются сернистый цинк, антрацен, вольфрамисто-кальциевая палатин, активированный тал-лием.

кое распределение импульсов, а фотоэлектроны и электроны пар дадут почти монохроматические линии, отвечающие энергии электронов

$h\nu - E_K$, в случае фотоэффекта с K -оболочки, и энергии $\frac{1}{2}(h\nu - 1,02)$ Мэв

при образовании пар. Авторы реферируемых работ² действительно наблюдали все три распределения. На рис. 3 приведён γ -спектр Co^{60} , полученный в кристалле $NaJ(Tl)$ размерами $1,2 \times 1,2 \times 1,2$ см³ при коллимации пучка, равном 1° . Хорошо известно, в частности, из весьма

точных измерений, выполненных на спектрографе с вогнутым кристаллом³, что Co^{60} испускает две линии с энергией $h\nu_1 = 1,17$ и $h\nu_2 = 1,33$ Мэв. Первый большой максимум слева на рис. 3 отвечает комptonовским электронам от этих двух линий. Два следующих максимума соответствуют фотоэлектронам от тех же линий. Так как энергия γ -квантов недостаточно велика, присутствие электронов пар

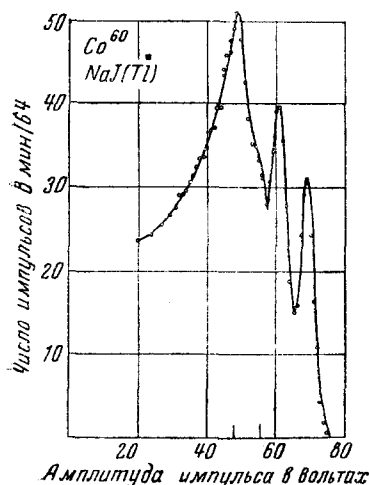


Рис. 3.

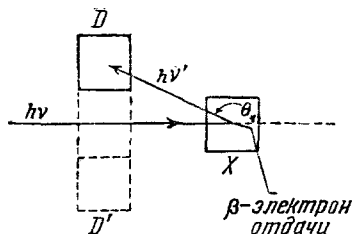


Рис. 4.

не проявилось в спектре заметным образом. Очевидно, что то обстоятельство, что каждая линия может быть представлена тремя линиями в спектре, чрезвычайно затрудняет расшифровку сложных γ -спектров. Поэтому, а также для того, чтобы увеличить разрешающую способность этого метода гамма-спектроскопии, был разработан способ исследования γ -спектров с помощью измерения совпадений световых вспышек в двух кристаллах. Идея этих измерений γ -спектров ясна из рис. 4. Квант, попадая в кристалл, рассеивается и создаёт электрон отдачи β и квант $h\nu'$ (идущий на рис. 4 назад). Из теории комптон-эффекта известно, что энергия первичного γ -кванта определяется углом, под которым рассеялся вторичный квант, и энергией электрона отдачи. Поэтому если фиксировать каким-то образом рассеянные под определённым углом γ -кванты, то при этом в кристалле x будут регистрироваться монохроматические электроны отдачи, и каждой γ -линии в спектре будет соответствовать своя группа электронов отдачи, степень монохроматичности которых зависит от точности выделения угла θ . Для выделения рассеянных под этим углом квантов служит второй кристалл D . Радиотехническая схема измеряет совпадение световых вспышек в кристаллах x и D и величину импульса на выходе фотоумножителя, соединённого с кристаллом x . В случае необходимости увеличения светосилы, которая может возникнуть при работе с малыми интенсивностями радиоактивных веществ, кристалл D может быть выполнен в виде кругового кольца. В опыте, соответствующем рис. 4, угол был выбран равным 150° . Выбор такого угла объясняется тем, что, как известно из теории комптон-эффекта

энергия электронов отдачи, отвечающих квантам, рассеившимся на углы $135-180^\circ$, меняется меньше, чем при таких же измерениях угла θ в любой другой области значений. Полученный таким методом спектр γ -лучей Co^{60} показан на рис. 5, где отчетливо видно разделение двух линий $h\nu_1 = 1,17 \text{ Мэв}$ и $h\nu_2 = 1,33 \text{ Мэв}$, образованных комптоновскими электронами. Сравнение этого рисунка с рис. 3 показывает, что при измерениях методом совпадений линии, связанные с фотоэлектронами, исчезли, а линии, связанные с электронами пар, которые, вообще говоря, также могут быть обнаружены методом совпадений, не проявились из-за их слабой интенсивности, точно так же как они не проявились на спектре рис. 3.

Другой метод исследования γ -спектров требует применения в качестве регистрирующего прибора катодного осциллографа со-

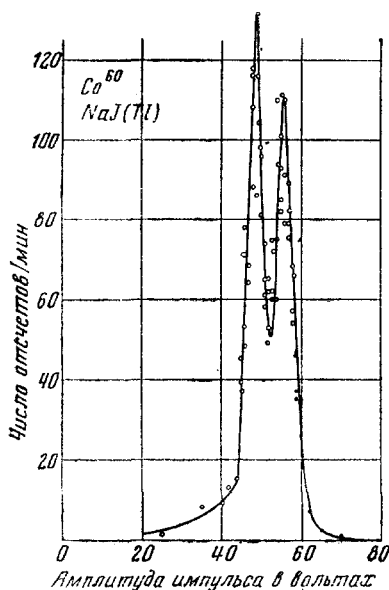


Рис. 5.

жающей разверткой, запускаемой фронтом усиленного усилителем импульса от фотоумножителя⁴. Этот же усиленный импульс поступает на отклоняющие пластины осциллографа. Фотографируя экран осциллографической трубки с помощью фотокамеры со ждущим затвором, можно получить на одной фотографии наложение всех линий. Расшифровка снимков производится фото-

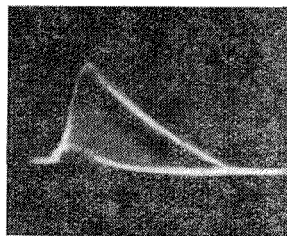


Рис. 6.

метрированием. На рис. 6 приводится один из полученных⁵ таким способом γ -спектров Au^{198} . Верхняя часть снимка соответствует монохроматическим фотоэлектронам. Сплошное почернение фотопластинки происходит от наложения импульсов разной амплитуды и вызвано комптоновскими электронами. Следует заметить⁴, что последний метод особенно важен при исследовании спектров радиоактивных веществ с временем жизни порядка секунд. В этом случае весь спектр может быть зафиксирован на экране осциллографа в несколько секунд, а затем фотометрически расшифрован.

Представляет интерес сравнить разрешающую способность нового сцинтилляционного метода гамма-спектроскопии с разрешающей способностью известных методов. Обратимся к рис. 5, из которого видно, что полуширина обеих линий $h\nu_1 = 1,17$ и $h\nu_2 = 1,33 \text{ Мэв}$ равна примерно 5%. Между тем, эти же линии измерены³ на спектрометре с вогнутым кристаллом с точностью $1/10-1/20\%$. Разрешающая способность сцинтилляционного метода в сильной степени ограничена флуктуациями в числе световых квантов, возникающих при торможении вторичной

частицы и достигающих фотокатода, а также флуктуациями в усилении фотоумножителя. Однако простота и эффективность нового метода гамма-спектроскопии обеспечивают ему всё большее применение. С помощью сцинтилляционных счётчиков может детектироваться и измеряться большой интервал энергий, от мягких рентгеновских лучей до очень жёстких γ -лучей. Повидимому, новый метод исследования найдёт применение также и в медицинских и биологических работах с радиоактивностью.

А. Вайсенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Morton and Mitchell, Работа фотоумножителя 931-A со сцинтилляционным счётчиком. *Nucleonics*, январь 1949, стр. 16.
2. Hofstadter and McIntyre, *Phys. Rev.* **78**, 617, 619 (1950); **79**, 389 (1950).
3. Lind, Brown and Du Mond, *Phys. Rev.* **76**, 12, 1838 (1949).
4. Campbell and Goodrich, *Phys. Rev.* **78**, 5, 640 (1950).
5. Hofstadter and McIntyre, *Nucleonics*, сентябрь 1950, стр. 32.

СУТОЧНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТОКА ТЯЖЁЛЫХ ЯДЕР В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Исследования различного рода периодических и непериодических колебаний интенсивности космических лучей представляют значительный интерес с точки зрения проблемы их происхождения. Однако найденные в ряде работ закономерные изменения интенсивности полного излучения не превышают долей процента и целиком маскируются влиянием метеорологических факторов (давление, температура).

В частности, суточные вариации интенсивности космических лучей на уровне моря не превышают 0,2—0,3%. Естественно было заключить, что и колебания интенсивности первичного излучения должны иметь амплитуду того же порядка.

Лишь в самое последнее время оказалось, что совсем иное положение имеет место для определённой (хотя и малой) части первичного излучения, а именно для тяжёлых ядер.

В литературе появилось несколько сообщений о результатах подъёмов на большие высоты (около 28 км) толстых фотопластинок в дневное и ночное время. Наиболее тщательно выполнены последние измерения Шайна и Лорда², в которых были приняты специальные меры для уменьшения температурных колебаний и контроля влияния этих колебаний на результаты опыта, а также учтены все отклонения полётной высоты от среднего потолка. Общий результат этих измерений состоит в том, что поток тяжёлых ядер с атомными номерами Z

