

Академик АН УССР А. П. КОМАР, А. А. ВОРОБЬЕВ,  
Ю. К. ЗАЛИТЕ, Г. А. КОРОЛЕВ

**ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ,  
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ  $\alpha$ -РАСПАДЕ  $Ra^{223}$  И  $Po^{211}$**

В области тяжелых  $\alpha$ -активных ядер можно ожидать, что большинство возбужденных состояний имеет время жизни порядка  $10^{-10} \div 10^{-12}$  сек. (1). В этой области ядер существующие методы измерения коротких времен жизни имеют ряд существенных ограничений. Нами использован микроволновый метод, разработанный в нашей лаборатории (2-5). Блок-схема установки показана на рис. 1. Установка состоит из двух временных с.в.ч. затворов — для  $\alpha$ -частиц и для электронов конверсии  $e_K$ , системы временной

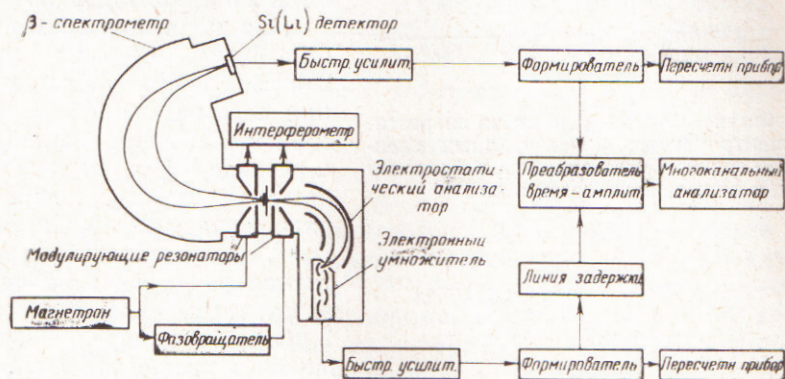


Рис. 1. Блок-схема установки

задержки между затворами и измерительной аппаратурой. Источник, нанесенный на тонкую ( $5 \mu$ ) алюминиевую фольгу, помещался между двумя модулирующими резонаторами. Магнитный секторный  $\beta$ -спектрометр с двойной фокусировкой, имеющий разрешение по импульсам  $0,75\%$ , настроен на пик конверсионной линии. При включении с.в.ч. модуляции энергия  $e_K$ , пролетающих через зазор резонатора, изменяется в зависимости от фазы с.в.ч. В результате детектор  $\beta$ -спектрометра регистрирует только те  $e_K$ , которые не изменили своей энергии, т. е. прошли через зазор резонатора при фазах  $0, \pi, 2\pi$  и т. д. В качестве временного затвора для  $\alpha$ -частиц служит другой резонатор, который моделирует энергию электронов вторичной эмиссии, образованных  $\alpha$ -частицами при прохождении через фольгу и ускоренных в зазоре между фольгой и резонатором до  $\sim 2$  кэВ. Пройдя через резонатор, электроны анализируются по энергии при помощи электростатического анализатора и электронного умножителя открытого типа.

На рис. 2 показано действие с.в.ч. модуляции на энергетический спектр ускоренных вторичных электронов. Оба резонатора питаются от общего магнетронного генератора, работающего на частоте 3 ГГц.

Для случая двух временных затворов, между которыми вводится переменный сдвиг фаз  $\phi$ , при наличии временной корреляции испускания двух частиц  $\alpha, e_K$  можно получить выражение для кривой запаздывающих сов-



падений  $N_{\omega\tau}(\varphi)$  в виде

$$N_{\omega\tau}(\varphi) = \frac{1}{\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\exp(-2k^2 R_{\varphi}^2 / a^2)}{[1 + 4k^2 (\omega\tau)^2]} (\cos 2k\varphi + 2k\omega\tau \sin 2k\varphi) \right\}, \quad (1)$$

где  $\omega$  — круговая частота;  $\tau$  — среднее время жизни возбужденного состояния ядра;  $R_{\varphi}$  — фазовое разрешение, т. е. ширина на полувысоте

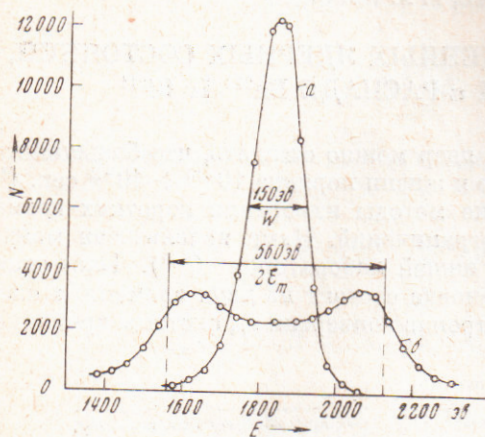


Рис. 2. Действие с.в.ч. модуляции на энергетический спектр ускоренных вторичных электронов. *a* — спектр без модуляции, *b* — спектр при включенной модуляции

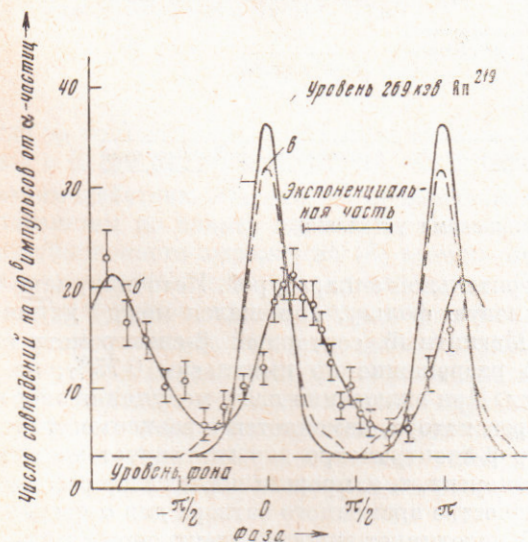


Рис. 3. Зависимость числа совпадений  $\alpha - e_k$  от разности с.в.ч. фаз на резонаторах. *a* — кривая мгновенных совпадений, полученная при низкочастотной модуляции; *b* — кривая запаздывающих совпадений, полученная по методу наименьших квадратов; *c* — кривая мгновенных совпадений, полученная при помощи гармонического анализа

пьедестал для изучаемой линии. Через экспериментальные точки проведена расчетная кривая запаздывающих совпадений (кривая *b*), которая

кривой мгновенных совпадений  $N_0(\varphi)$ , взятой в виде распределения Гаусса;  $a = 2,36$ . При  $\omega\tau \rightarrow 0$   $N_{\omega\tau}(\varphi)$  переходит в  $N_0(\varphi)$  — кривую мгновенных совпадений. Таким образом, в микроволновом методе кривая мгновенных совпадений может быть получена не только при помощи опыта с мгновенно распадающимся источником ( $\tau \rightarrow 0$ ), но и на исследуемом источнике при низкочастотной модуляции с той же амплитудой ( $\omega \rightarrow 0$ ).

Для измерения времени жизни были выбраны уровень 269 кэВ  $Rn^{219}$ , образующийся при  $\alpha$ -распаде  $Ra^{223}$ , и уровень 350 кэВ  $Tl^{207}$ , образующийся при  $\alpha$ -распаде  $Bi^{211}$ . Эти изотопы являются членами актинового ряда. Использовались источники  $Ra^{223}$ , находящегося в радиоактивном равновесии с дочерними продуктами, активностью 1—2  $\mu$ С. При измерении времени жизни уровня 269 кэВ  $Rn^{219}$   $\beta$ -спектрометр был настроен на пик *K*-линии с энергией 171 кэВ. Ширина линии на полувысоте  $W = 3,5$  кэВ, амплитуда модуляции  $\mathcal{E}_m = 6,5$  кэВ.

На рис. 3 показана зависимость скорости счета совпадений  $\alpha$ -частиц с  $e_k$  от разности фаз между резонаторами. Временная шкала легко калибруется по частоте генератора с.в.ч. На том же рисунке нанесена кривая мгновенных совпадений (кривая *a*), полученная путем низкочастотной модуляции. Ширина кривой на полувысоте соответствует временному разрешению  $4 \cdot 10^{-11}$  сек. Из этой кривой определяется уровень фона, который вызван «хвостами» от конверсионных линий большей энергии, создающими



получена по формуле (1). Кривая мгновенных совпадений найдена также при помощи гармонического анализа (кривая  $\epsilon$ ). Время жизни уровня определено по наклону экспоненциальной части кривой запаздывающих совпадений сравнением с теоретическими кривыми, вычисленными по формуле (1), при помощи гармонического анализа. В результате получено, что период полураспада уровня  $T_{1/2} = (27 \pm 3)$  псек. Величина ошибки измерения обусловлена в основном ошибкой в определении фона. По сравнению с одночастичными оценками  $M1$ -переход с уровня 269 кэВ на основной задержан в 50 раз, тогда как  $E2$ -переход ускорен в 27 раз при отношении смеси мультипольностей  $\delta^2 = 0,08$ . Если рассматриваемые состояния интерпретировать как нильссоновские  $5/2^+ [633]$  и  $3/2^+ [631]$ , то  $M1$ -переход согласуется с расчетом по Нильссону, а  $E2$ -переход ускорен в 90 раз. Эти результаты типичны для слабо деформированных ядер.

При измерении времени жизни уровня 350 кэВ  $Tl^{207}$   $\beta$ -спектрометр настраивался на соответствующую  $K$ -линию. В этом случае точность измерения несколько хуже из-за небольшой примеси  $M$ -линий перехода 260 кэВ  $Rn^{219}$ . Полученное среднее время жизни уровня  $\tau = (4,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-11}$  сек. в два раза меньше предельной оценки, приведенной в работе (5). Ядро  $Tl^{207}$  имеет на один протон меньше, чем дважды магический  $Pb^{208}$ . Согласно оболочечной модели, первому возбужденному и основному уровням  $Tl^{207}$  приписываются спины  $3/2^+$  и  $1/2^+$ , и они идентифицируются как одночастичные состояния  $2d^{3/2}$  и  $3s^{1/2}$ . Уровни  $3/2^+$  и  $1/2^+$  наблюдаются и в других нечетных изотопах таллия. Известно, что в модели оболочек  $M1$ -переходы, в которых орбитальное квантовое число изменяется на две единицы, запрещены.

Относительно одночастичных оценок  $M1$ -переход в  $Tl^{207}$  задержан в 73 раза, а  $E2$ -переход ускорен в 2,7 раза. Расчет вероятностей  $M1$ -переходов в нечетных изотопах таллия ( $A = 201 \div 203$ ), выполненный в рамках модели взаимодействующих квазичастиц в предположении чисто одноквазичастичного перехода, дал большое расхождение с экспериментом (6). Однако подобный же расчет для  $Tl^{207}$  обнаруживает хорошее согласие с результатами данного опыта. По-видимому, переход  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  в  $Tl^{207}$  является одночастичным, тогда как аналогичные переходы в других изотопах таллия имеют фоновую природу.

Авторы благодарят Б. В. Григорьева, А. К. Лебедева и В. А. Смирнова за помощь в работе, А. И. Егорова и Л. М. Васильеву за приготовление источников.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
Академии наук СССР  
Ленинград

Поступило  
25 VIII 1969

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> R. E. Bell, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Amsterdam, 1965. <sup>2</sup> А. А. Воробьев, Г. А. Королев, А. К. Лебедев, Приборы и техн. эксп., № 5, 85 (1966). <sup>3</sup> Г. А. Королев, А. А. Воробьев и др., Препринт Физ.-техн. инст. им. А. Ф. Иоффе АН СССР, № 151, Л., 1968. <sup>4</sup> Г. А. Королев, Диссертация, Физ. техн. инст. им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1969. <sup>5</sup> S. E. Vandebosch, C. V. K. Vabba et al., Nucl. Phys., 41, 482 (1963). <sup>6</sup> Б. Л. Бирбранр, К. И. Ерохина и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 32, № 10, 1618 (1968).