

виртуальным катодом на облучение подобен реакции идентичного промежутка на увеличение температуры электронного потока [3]. И тот и другой эффекты приводят к увеличению тока, проходящего через виртуальный катод, причем величина приращения тока определяется в основном крутизной вольтамперной характеристики промежутка в заданном режиме. Это позволяет предположить, что наблюдаемые в данном случае эффекты, вызываемые воздействием излучения, могут быть следствием увеличения температуры электронов, образующих пространственный заряд виртуального катода.

Для проверки этого предположения была снята зависимость изменений тока коллектора  $\Delta I_0 = f(U_0)$ , вызванных изменением температуры электронного пучка путем изменения температуры катода. При этом изменение температуры подбиралось таким образом, чтобы максимальные изменения тока коллектора были равны максимальным изменениям тока при воздействии светового излучения. Полученная зависимость представлена на рис. 2 кривой 3, сравнение которой с кривой 2 показывает, что здесь имеет место не только качественное, но и хорошее количественное соответствие. Это позволяет считать, что предположение о нагреве электронного потока световым излучением как о причине наблюдаемого эффекта не лишено оснований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков М. Н., Шарихин В. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 119, 1968.
2. Птицын С. В. Физические явления в оксидном катоде. М., ГИТТЛ, 1949.
3. Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон. (в печати).

Поступила в редакцию  
7.2 1969 г.

Кафедра  
радиотехники

УДК 539.1:669.891+669.6

Р. Н. КУЗЬМИН, Д. С. ФАЛЕЕВ

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА НА СПЛАВАХ Ca—Sn

Вероятность наблюдения эффекта Мёссбауэра представляет важную характеристику свойств твердого тела. Эта величина описывает спектр фононных колебаний решетки и может быть непосредственно выражена через константы межатомных сил связи.

Применяемая обычно методика определения вероятности резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов без потери энергии на отдачу  $f'$  сводится к построению экспериментальной зависимости величины эффекта  $\epsilon(0)$  от эффективной толщины поглотителя  $S_a = n_a f' \sigma_0$ , где  $\sigma_0$  — максимальное сечение резонансного поглощения,  $n_a$  число атомов исследуемого изотопа на  $1 \text{ см}^2$  поглотителя.  $\epsilon(0)$  чувствительна к самопоглощению квантов в источнике, поэтому предпочтительным является использование интегрального поглощения от  $S_a(C_a)$ , т. е. построение кривой  $S_a(C_a)$  [1, 2]. Измерение площади экспериментально более удобно для спектров, состоящих из нескольких линий, но и в этом случае необходимо знание толщины поглотителя.

Приготовление поглотителей определенной толщины для химически активных веществ сопряжено с известными методическими затруднениями. К классу таких веществ относятся щелочные, щелочноземельные, редкоземельные и актинидные сплавы, в том числе сплавы с одним из наиболее распространенных мёссбауэровских изотопов Sn<sup>119</sup>. Измерений вероятности резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов известно немного, сплавы и интерметаллические соединения химически активных металлов не исследовались вообще.

Трудности работы с химически активными сплавами требуют сведения к минимуму операций по приготовлению поглотителей. Нами предлагается такая методика определения  $f'$  для химически активных сплавов, при которой используется один поглотитель. В основу этой методики положено свойство сплавов химически активных металлов распадаться при взаимодействии с атмосферным воздухом на гидраты окисей металлов с выделением металлического олова  $\beta$ —Sn. Величина  $f'$  для  $\beta$ —Sn хорошо известна [3, 4]. В работах [5, 6] было показано, что площадь экспериментальной кривой поглощения  $S_a$  не зависит от формы линии испускания и определяется целиком спектром поглощения. На  $S_a$  мало сказываются экспериментальные ошибки, поэтому метод площадей

позволяет использовать более толстые поглотители, так как эффект насыщения сказывается на площади медленнее. Согласно [5] площадь мёссбауэровского спектра равна

$$S_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(y) dy = f \int_0^{\infty} \{1 - \exp[-na f' \sigma(E)]\} dE. \quad (1)$$

В случае достаточно тонкого поглотителя, беря первый член разложения в ряд подынтегрального выражения, получим

$$S_3 = \frac{\pi}{2} n_a \sigma_0 f f' \Gamma. \quad (2)$$

Это выражение справедливо для  $\Gamma = \Gamma_a$ , но даже при  $\Gamma_a$  отличном от  $\Gamma$ , это равенство может быть использовано для относительных измерений  $f'$  методом сравнения площадей мёссбауэровских спектров, полученных для различных, конечно, достаточно тонких поглотителей при одном источнике.

Соединение	$f'$ ( $T=293^\circ\text{K}$ )	$f'$ ( $T=77^\circ\text{K}$ )
CaSn <sub>3</sub> . . .	$0,08 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,03$
CaSn . . .	$0,15 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,03$
Ca <sub>2</sub> Sn . . .	$0,19 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,03$

С помощью предложенной методики исследовались сплавы Ca—Sn. Качество объектов контролировалось рентгеновским фазовым анализом, который показал, что в результате взаимодействия с атмосферой воздуха происходит распад соединений системы Ca—Sn на гидрат окиси кальция Ca(OH)<sub>2</sub> и металлическое олово. Поэтому один раз приготовленный поглотитель с содержанием Sn<sup>119</sup> на 1 см<sup>2</sup> 0,5—1 мг использовался дважды. Вначале снимался спектр соединения, затем образец подвергался выдержке на воздухе и снова снимался мёссбауэровский спектр. Процесс распада надежно контролируется по мощному максимуму, отвечающему β—Sn и отсутствию каких-либо других максимумов в спектре. Время выдержки составляет несколько часов, наибольшее время окисления для соединения CaSn<sub>3</sub> одни сутки. Значения для  $f'$ , найденные из сравнения площадей по формуле (2), приведены в таблице.

Для проверки предлагаемого метода нами проводилось измерение  $f'$  для соединения Ca<sub>2</sub>Sn по зависимости ширины линии резонансного поглощения от толщины поглотителя [7], т. е. с помощью равенства

$$\Gamma_{\text{экср}} = \Gamma_s + \Gamma_a + 0,27 \Gamma n_a f' \sigma_0, \quad (3)$$

где  $\Gamma_{\text{экср}}$  — ширина наблюдаемой линии,  $\Gamma_s$  — ширина линии излучения источника,  $\Gamma_a$  — ширина линии поглощения,  $\Gamma$  — естественная ширина линии для Sn<sup>119m</sup>,  $\sigma_0$  — максимальное сечение резонансного поглощения,  $n_a$  — число ядер изотопа в поглотителе.

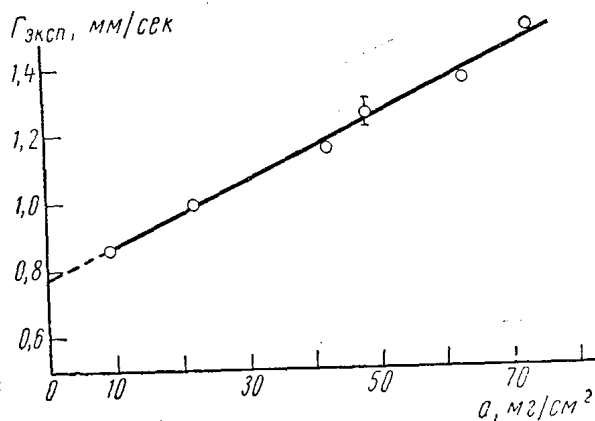
Соответствующие экспериментальные результаты (для азотной температуры) приведены на рис. 1. Экстраполируя прямую к нулевой толщине поглотителя, находим, что  $\Gamma_s + \Gamma_a = 0,78 \pm 0,02$  мм/сек. А так как  $\Gamma_s = 0,32 \pm 0,02$  мм/сек (источник Sn<sup>119m</sup> в Pd), то  $\Gamma_a = 0,46 \pm 0,02$  мм/сек.

Зная  $n_a$  и  $\sigma_0$ , находим  $f' = 0,49 \pm 0,03$ . Для комнатной температуры  $f'$  получилось равным  $0,20 \pm 0,02$ . Эти значения  $f'$  совпадают в пределах ошибки с результатами, найденными по разработанному нами методу.

Ясно, что предлагаемая методика имеет очевидное ограничение, а именно необходимо, чтобы при распаде системы выделение мёссбауэровского изотопа происходило в чистом виде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Быков Г. А., Фам Зуи Хиен. ЖЭТФ, **43**, 909, 1962.
2. Shigly D. A., Kaplan M., Axel P. Phys. Rev., **123**, 816, 1961.
3. Алексеевский Н. Е., Фам Зуи Хиен, Шапиро В. Г., Шпинель В. С. ЖЭТФ, **43**, 790, 1962.



Зависимость наблюдаемой ширины линии  $\Gamma_{\text{экср}}$  от толщины  $a$  для Ca<sub>2</sub>Sn при азотной температуре ( $C_a = K \cdot a$ ,  $K = 0,045 \pm 0,008$ )

4. Hohenmeser C. Phys. Rev., 139, A 185, 1965.
5. Housley R. M., Ericson N. E., Dash J. G. Nucl. Instr. Methods, 27, 29, 1964.
6. Деш Дж. В сб. «Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра». М., «Мир», 1967.
7. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., Кузьмин Р. Н. ЖЭТФ, 46, 137, 1964.

Поступила в редакцию  
13.2 1969 г.

Кафедра  
физики твердого тела

УДК

П. С. БУЛКИН, А. МАРИПОВ

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВОЛН ТИПА $H_{01}$ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ПЛАЗМОЙ

Задача о распространении СВЧ волн в волноводе частично заполненном неоднородным диэлектриком и, в частности, плазмой, является довольно сложной задачей. Число случаев, когда решение таких задач выражается через табулированные функции, невелико [1, 2, 3].

Большинство задач такого типа решается либо приближенными методами, либо с помощью счетно-вычислительных машин.

В настоящей работе излагается метод расчета задачи о распространении симметричных волн типа  $H_{01}$  в круглом волноводе, полностью заполненном неоднородной плазмой. Задача решается в предположении, что распределение концентрации электронов плазмы по сечению волновода подчиняется закону

$$N = N_0 \left[ 1 - \chi \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\chi$  — параметр аппроксимации ( $0 \leq \chi \leq 1$ ),  $N$  — концентрация электронов на оси волновода,  $a$  — радиус волновода,  $r$  — расстояние от оси волновода. Такое распределение имеет место, например, в диффузионном режиме газоразрядной плазмы. Потерями энергии СВЧ волны в плазме можно пренебречь.

Задачи такого типа решались в нескольких работах [4, 5, 6, 7]<sup>1</sup>. Однако использованные в этих работах методы основаны на применении счетно-вычислительных машин, что, естественно, требует значительного времени для подготовки программы решения. Предлагаемый метод дает решение через табулированные гипергеометрические функции и не требует применения счетно-вычислительных машин.

Предлагаемый метод расчета может быть использован при диагностике плазмы методом проходящей СВЧ волны. Кроме того, предлагаемое решение может быть использовано при наладке и проверке программ счетно-вычислительных машин для решения аналогичных или более сложных задач.

Рассмотрим решение для случая распространения волны типа  $H_{01}$  в круглом волноводе. Решение это будем искать через магнитный векторный потенциал  $\vec{\Pi}_m e^{i\omega t}$ . В волновое уравнение

$$\Delta \vec{\Pi}_m + k_0 \varepsilon(r) \vec{\Pi}_m = 0, \quad \vec{\Pi}_m = \vec{\Pi} e^{-\nu r} \quad (2)$$

подставим выражения для диэлектрической постоянной плазмы

$$\varepsilon(r) = 1 - \frac{4\pi e^2 N_0}{m\omega^2} \left[ 1 - \chi \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (3)$$

и векторного потенциала. В этих выражениях  $k_0$  — волновое число в свободном пространстве,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $\omega$  — частота поля. После подстановки получим волновое уравнение

<sup>1</sup> В [6 и 7] в дифференциальных уравнениях для компонента поля  $E_\varphi$  отсутствует член вида  $E_\varphi / r^2$  и полученное решение не соответствует симметричной волне  $H_{01}$ .