

Температурные зависимости ρ (1), R (2) и α (3) фольг сплава Bi-0,5 ат. % Ga

значительно изменить их кинетические свойства, так как длина свободного пробега дырок в рассматриваемом интервале температур меньше размера зерен и определяющим механизмом рассеяния носителей тока является рассеяние на акустических колебаниях решетки.

Повышение температуры приводит к термическому возбуждению электронов из валентной зоны в зону проводимости. Подвижность электронов значительно больше подвижности дырок в висмуте, поэтому с ростом температуры происходит смена знака коэффициента Холла и дифференциальной термо-ЭДС. Аналогичные зависимости $\rho(T)$, $R(T)$ и $\alpha(T)$ наблюдались и для фольг сплавов Bi-Ga, содержащих 1,0 и 2,0 ат. % Ga.

Галлий в меньшей мере изменяет свойства висмута, чем другие — олово и свинец. Сравнение температурных зависимостей дифференциальных термо-ЭДС фольг сплавов Bi-Ga и Bi-Sn позволяет заключить, что величина коэффициента отдачи галлия в висмуте достигает $-0,02$.

Список литературы

1. Иванов Г. А., Регель А. Р. // ЖТФ. 1955. Т. 25. № 1. С. 39.
2. Макневский Л. А., Иванов Г. А. Там же. 1957. Т. 27. № 8. С. 1695.
3. Иванов Г. А., Попов А. М., Чистяков Б. И. // ФММ. 1963. Т. 16. № 2. С. 184.
4. Мирошниченко И. С. Закалка из жидкого состояния. М., 1982.
5. Шелелевич В. Г., Шакер Хашем Ф. Структура быстроохлажденных тонких фольг висмута и его сплавов / Редкол. журн. «Изв. вузов СССР: Физ.». Томск, 1986. 9 с. Деп. в ВИНТИ 08.10.86. № 7954-86В.
6. Прокошнн В. И., Шелелевич В. Г., Шакер Хашем Ф. // Докл. АН БССР. 1987. Т. 31. № 5. С. 434.

Поступила в редакцию 07.07.87.

УДК 539.16.08

Л. В. КАЧАРСКАЯ, ЧАН ЗУЙ ФЫОНГ

ИЗМЕРЕНИЕ β -АКТИВНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ, СОДЕРЖАЩИХ ИЗОТОПЫ ^{241}Pu , ^{90}Sr — ^{90}Y , ^{137}Cs

Взаимное расположение β -радиоактивного образца, кюветы, в которую он помещен (изображено только дно кюветы), и сцинтилляционного детектора, регистрирующего β -излучение образца, показано на рисунке. Очевидно, что только часть электронов, рожденных в объеме образца, будет зарегистрирована: во-первых, по геометрическим условиям (часть электронов распада пролетит мимо детектора); во-вторых, из-за погло-

щения излучения дном кюветы, а также самим образцом. Следовательно, для решения вопроса о соотношении числа зарегистрированных детектором электронов и удельной активности образца необходимо рассчитать следующие величины или функции: коэффициент прохождения электронов через дно кюветы κ ; оптимальную по самопоглощению толщину образца; функцию $f(x_0, S)$, учитывающую геометрические условия регистрации. В качестве образца используются водные растворы радиоактивных препаратов: ^{90}Sr — ^{90}Y , ^{137}Cs , ^{241}Pu .

Коэффициент прохождения через алюминиевую кювету. Кривая поглощения электронов сплошного спектра в веществе близка к экспоненте, что позволяет ввести понятие коэффициента поглощения электронов μ в данном веществе:

$$N = N_0 e^{-\mu x}. \quad (1)$$

Как показывает эксперимент, μ/ρ почти не зависит от атомного веса поглотителя и слабо увеличивается с ростом Z (ρ — плотность вещества).

В работе С. В. Стародубцева, А. М. Романова (Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, 1962. С. 208.) предлагается полуэмпирическая формула для расчетов μ/ρ ($\text{см}^2/\text{г}$); $\mu/\rho = 22/E_0^{1,33}$, где E_0 — граничная энергия β -спектра.

Зная E_0 для каждого из β -излучателей, можно рассчитать μ по отношению к алюминию, так как при измерении β -активности обычно используется алюминиевая кювета, а затем по (1) определить $\kappa = N/N_0$ — коэффициент прохождения электронов через кюветы с толщиной дна 0,01 и 0,1 см (табл. 1).

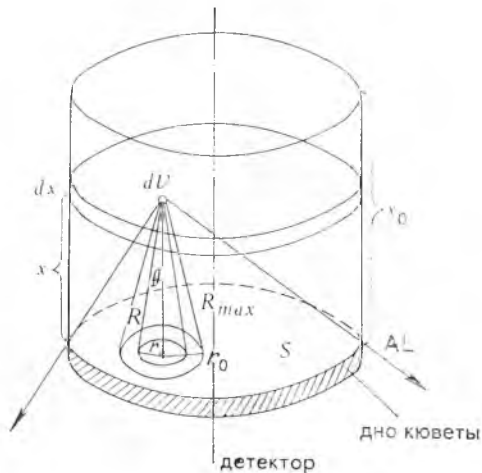
Таблица 1

Коэффициенты μ и κ для алюминия

Ядро	$T_{1/2}$	E_0 , МэВ	μ_{Al} , см^{-1}	$x=0,01$ см		$x=0,1$ см	
				κ	$1/\kappa$	κ	$1/\kappa$
^{90}Sr	28,5 лет	0,546	132,84	0,26	3,77	$2 \cdot 10^{-6}$	10^6
^{137}Cs	30,17 лет	1,173	48,04	0,62	1,62	0,01	122,02
^{241}Pu	15,2 года	0,021	10121,20	0	∞	0	∞
^{90}Y	61,4 года	2,274	19,92	0,82	1,22	0,14	7,33

Из табл. 1 видно, что κ близок к нулю для всех изотопов, кроме ^{90}Y , при использовании стандартной кюветы (толщина дна 0,1 см). Следовательно, β -активность ^{90}Sr в ней можно измерять по сопутствующему ему изотопу ^{90}Y ; при этом вклад от β -излучения других изотопов будет пренебрежимо мал. В кювете с толщиной дна 0,01 см (алюминиевая фольга) можно измерять суммарную активность ^{90}Sr , ^{90}Y , ^{137}Cs либо активность каждого изотопа по их вкладам в энергетическое распределение электронов с помощью β -спектрометра.

Самопоглощение в образце. Используя тот факт, что отношение μ/ρ практически одинаково для всех поглотителей, можно рассчитать μ для воды, а также водоподобных тканей (биологических объектов), полагая $\rho = 1 \text{ г/см}^3$: $\mu_i = \mu_{\text{Al}} \rho_{\text{Al}}$.



Взаимное расположение образца, кюветы и детектора:

x — высота, S — площадь основания

Толщина дна кюветы x_{100} , x_{50} и коэффициент μ для воды

Ядро	$\mu_{Al}, \text{см}^{-1}$	$\mu_{\text{Воды}}, \text{см}^{-1}$	$x_{50}, \text{см}$	$x_{100}, \text{см}$
^{90}Sr	132,84	49,20	0,08	0,09
^{137}Cs	48,04	17,79	0,22	0,26
^{241}Pu	10121,20	3748,61	0,001	$4 \cdot 10^{-5}$
^{90}Y	19,92	7,38	0,53	0,62

Оценим также толщину слоя воды (ткани) x_n , ослабляющего β -излучение в n раз, например: $x_{50} = \ln 50/\mu$, $x_{100} = \ln 100/\mu$. Получаем (табл. 2), что слой воды или водоподобной ткани толщиной 6 мм почти полностью (с ошибкой до 1%) экранирует излучение от расположенных выше слоев. Примем эту толщину образца оптимальной.

Излучение толстого образца (учет геометрических условий). Пусть β -активный образец толщиной $x_0 = x_{100}$ в алюминиевой кювете установлен на сцинтилляционном детекторе площадью S (см. рисунок). Толщиной дна кюветы для расчетов геометрических факторов пренебрегаем, однако ее поглощающие свойства учтем с помощью коэффициента κ . Выделим элемент объема dV на высоте x в пределах образца. Если $A_0 (\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3})$ — удельная активность образца, то $A_0 (dV/4\pi) d\Omega$ — число частиц, вылетающих за секунду из объема dV в телесный угол $d\Omega$. Вылетевшие частицы поглощаются на пути R по экспоненциальному закону $e^{-\mu R}$, где R изменяется в пределах от 0 до R_{\max} , определяемого максимальной толщиной слоя поглощения электронов в данном веществе. Для упрощения будем считать, что $R = x_{100}$. Площадь основания конуса с образующей x_0 обозначим s_0 . Тогда число частиц, вылетевших из объема dV и зарегистрированных детектором в секунду, определится выражением:

$$dN = A_0 \kappa \eta \frac{dV}{4\pi} \int_0^{s_0} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} \cos \theta ds = A_0 \kappa \eta \frac{dV}{4\pi} \int_0^{x_0} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} \cos \theta r dr d\varphi,$$

где η — эффективность регистрации детектором электронов. Так как $r^2 = R^2 - x^2$, $R dr = r dx$, $\cos \theta = x/R$, то

$$dN = A_0 \kappa \eta \frac{dV}{2} x \int_x^{x_0} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} dR.$$

Используя интегральную показательную функцию, имеем:

$$dN = A_0 \kappa \eta \frac{dV}{2} x \left[\mu E_1(\mu x_0) - \mu E_1(\mu x) + \frac{e^{-\mu x}}{x} - \frac{e^{-\mu x_0}}{x_0} \right].$$

Интегрируя по объему радиоактивного образца, получаем число частиц, зарегистрированных в секунду детектором:

$$N = \frac{1}{4} A_0 \kappa S \eta \frac{1 - e^{-\mu x_0}}{\mu};$$

для $x_0 = x_{100}$ $e^{-\mu x_0} = 0,01$, тогда

$$N = A_0 \kappa S \eta / 4\mu.$$

Положим $\eta = 1$, $\kappa = 0,14$, $\mu = 7,38 \text{ см}^{-1}$, $S = 12,56 \text{ см}^2$, откуда удельная активность A_0 , выраженная в Ки/л, будет:

$$A_0 (\text{Ки/л}) = 4,5 \cdot 10^{-7} N.$$

Благодарим доцента В. А. Чудакова за внимательное прочтение рукописи и полезные замечания.