

Предложенная установка отличается высокой производительностью и простотой задающей и регистрирующей аппаратуры, кроме того, на ней возможно производить измерения на образцах, имеющих форму диска.

Данная установка может применяться в научно-исследовательских лабораториях для быстрых и высокоточных измерений температуропроводности электропроводящих материалов при высоких температурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краев О. А., Стельмах А. А. Сб. «Исследования при высоких температурах». Новосибирск, 1966.
2. Емельянов А. А., Краев О. А. и др. «Прикладная математика и теоретическая физика», № 3, 1969.
3. Mebed M. M., Surchak R. P., Filippov L. P. High Temperatures — High Pressures, 1972.
4. Мебед М. М., Юрчак Р. И. «Заводская лаборатория», № 9, 1972.
5. Петрунин Г. И., Юрчак Р. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 5, 1971.
6. Зиновьев В. Е. Автореферат кандид. диссертации. Свердловск, 1969.

Поступила в редакцию
7.9 1971 г.

Кафедра
физики Земли

УДК 539.1

Р. Н. КУЗЬМИН, С. В. НИКИТИНА, С. К. КОВАЛЕВА, Б. А. ДАЙНЯК

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАКА И ВЕЛИЧИНЫ ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА ЯДЕР ^{119}Sn И ^{121}Sb

В мессбауэровской спектроскопии широко используются ядра ^{119}Sn и ^{121}Sb , однако существует несколько значений величины изменения зарядового радиуса $\Delta R/R$ для этих изотопов. Много споров вызывает не только определение абсолютного значения $\Delta R/R$ ядра ^{119}Sn , но также и его знака [1—5]; не менее сложно обстоит дело и с изотопом ^{121}Sb [6—7].

Расчет ядерного множителя $\Delta R/R$ требует знания плотности s -электронов на ядре. Для вычисления электронной плотности на ядре пользуются квантово-химическими методами, которые являются весьма приближенными, так как вносят большую степень произвола в оценку параметров экранирования. При определении $\Delta R/R$ ^{119}Sn можно обойти трудности, связанные с оценкой $\psi^2(0)$ и распространить, основываясь на химической близости олова и сурьмы, интерпретацию для ядер ^{119}Sn на ядре ^{121}Sb [6, 7].

В данной работе определение зарядового радиуса ядер ^{119}Sn и ^{121}Sb проведено исходя из установленной линейной зависимости изомерного сдвига от концентрации олова или сурьмы в сплавах, представляющих собой электронные фазы Юм-Розери [8].

Электронными соединениями Юм-Розери называются промежуточные фазы, структура которых характеризуется определенной электронной концентрацией, т. е. отношением числа валентных электронов к числу атомов n_e/n_a .

Примером таких электронных фаз являются интерметаллические соединений, образующиеся в системах Cu—Sn ; Ag—Sn ; Au—Sn ; Ag—Sb , в которых существует линейная зависимость изомерного сдвига δ от концентрации $c—\delta(c)$ [9].

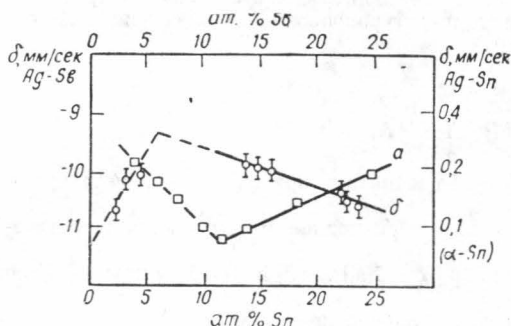
В однозонной модели сплава критические концентрации $n=n_c/n_a$ существования фаз Юм-Розери определяются линейным уравнением

$$z_A c_A + z_B c_B = n,$$

где z_A и z_B — валентности элементов, c_A и c_B — атомные концентрации, которые в то же время описывают линейное изменение $\delta(c)$.

Мотт и Джонс [10] для сплавов Юм-Розери предложили гипотезу о заполнении электронами полосы проводимости: в пределах области однородности интерметалли-

ческого соединения увеличение концентрации компонента с более высокой валентностью означает уменьшение концентрации валентных электронов, а следовательно, более высокую степень заполнения первой зоны Бриллюэна.



Концентрационная зависимость изомерного сдвига: а — для Ag—Sn, б — для Ag—Sb

Потенциал возмущения избыточного заряда хотя и имеет электростатическую природу, но является не кулоновским, а короткодействующим, благодаря экранирующему влиянию электронов проводимости. Эффективный радиус действия избыточного заряда охватывает несколько координационных сфер.

Растворенный атом валентности z' в одновалентном металле отдает $1+z''$ валентных электронов в зону проводимости, приобретая при этом заряд $z''e$ относительно общего фона в одновалентном металле.

В растворах олова в металлах IV-группы одновалентный металл (Cu, Ag, Au), имеющий один электрон вне замкнутой d -оболочки (заряд $z=1$), создает нейтральный фон для примеси с зарядом $z'(z''=z'-z)$, т. е. для металла валентности $1+z'$, принадлежащего к IV группе, $z''=3$. Этот избыточный заряд должен быть распределен между $5s$ и $5p^3$ состояниями олова. Экстраполируя прямую $\delta(c)$ (рисунок, а) до пересечения с ординатами 0 и 100% атомной концентрации олова, получаем, что на все изменения c от 10 до 100% приходится $3/4=0,75$ электрона, а изомерный сдвиг меняется в этой области на $1,56$ мм/сек. Учитывая, что вклад в $\delta(c)$ могут давать только те электроны, которые создают плотность $\psi^2(0)$, т. е. в основном s -электроны, получаем цену деления шкалы скоростей 1 мм/сек — $0,475$ s -электрона. Используя приближение плотности s -электронов по Ферми—Серге [11] для $|\psi_{5s}(0)|^2 \approx 1,2 \times 10^{26}$ см⁻³ и значение константы, равное $1,97 \cdot 10^{-22}$ [12], определяем по формуле

$$\delta E = \text{const } \psi_{5s}^2(0) \cdot 0,475 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{119\text{Sn}}$$

величину и знак $\left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{119\text{Sn}}$ без учета вклада p -электронов:

$$\left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{119\text{Sn}} = +(0,88 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}.$$

В случае системы Ag—Sb (рисунок, б) зависимость изомерного сдвига от концентрации, полученная для ζ - и ϵ -фаз, дает возможность провести нормировку: 1 мм/сек = $0,6$ n_e/n_a . Тогда для интервала изменения электронной концентрации в системе Ag—Sb, равному $4e/a$, общее изменение изомерного сдвига будет $6,66$ мм/сек.

Рассматривая модель экранирования атомами серебра атомов сурьмы, имеем в этом случае $z''=4$, причем изомерный сдвиг на ядрах сурьмы создается одним $5s$ -электроном (без учета вклада p -электронов). Тогда, пользуясь формулой [5] для изомерного сдвига

$$\delta E = \text{const } \psi_{5s}^2(0) \cdot 0,1 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{121\text{Sb}},$$

* Применение формулы Ферми—Серге справедливо только в приближении свободных электронов, что отвечает рассмотренному случаю.

приближением Ферми—Серге для определения электронной плотности $5s$ -электронов на ядрах сурьмы: $\Psi_{5s}^2(0) = 1,56 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}$ и константой, равной $1,08 \cdot 10^{-22}$, получаем значение изменения зарядового радиуса ядра при переходе из возбужденного состояния в основное

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{121\text{Sb}} = -(4,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}.$$

Полученное значение хорошо согласуется с имеющимися в литературе [5, 13, 14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Lees J. K., Flinn P. A. «J. Chem. Phys.», **48**, 882, 1968.
2. Uher R. A., Sorensen R. A. «Nucl. Phys.», **86**, 1966.
3. A. J. F. Boyle. Proc. Intern. Conf. Mossb. Eff., 267, 1961.
4. Bocque J. F. «Phys. Rev.», **17**, 809, 1966.
5. Ruby S. L., Kalvins J. H., Beard F. B., Snyder R. E. «Phys. Rev.», **159**, 239, 1967.
6. Boyle A. J. F. «Proc. Phys. Rev.», **A79**, 416, 1962.
7. Брюханов В. А. и др. ЖЭТФ, **53**, 5, 1967.
8. Юм-Розери В., Рейнер Г. Структура металлов и сплавов. М., ИЛ, 1959.
9. Кузьмин Р. Н., Никитина С. В., Херкнер О. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 1969.
10. Mott H. F., Jones H. The Theory of the Properties of Metals and alloys. Oxford, 1945.
11. Fermi E., Segre E. «J. Phys.», **82**, 729, 1933.
12. Boyle A. J. F., Bunbury D. S. P. «Proc. Phys. Soc.», (1) **79**, 416, 1962.
13. Шпинель В. С., Брюханов В. А. Сообщения фарадеевского общества. Мессбауэровский симпозиум 1967.
14. Иофа В. З., Семенов С. И., Шпинель В. С. ЖЭТФ, **83**, 1, 1968.

Поступила в редакцию
15.9 1971 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 538.213

В. Г. СУХАРЕВСКИЙ, В. К. ГРИШИН, В. А. ВОРОНОВ

ИМПУЛЬСНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ НЕКОТОРЫХ ФЕРРИТОВ В ОБЛАСТИ СИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

В настоящее время в импульсной технике используются все более короткие импульсы длительностью до нескольких наносекунд. Однако данные по измерению магнитной проницаемости ферритов, используемых, например, в качестве сердечников импульсных трансформаторов, при длительности намагничивающих импульсов менее $0,1 \text{ мксек}$ в сильных полях (десятки эрстед) в литературе отсутствуют. В данной работе проведены измерения зависимости импульсной проницаемости от величины намагничивающего поля при нескольких длительностях намагничивающих импульсов для десяти типовых марок ферритов: 300-ННИ1, 700-НМ, 1000-ННИ, 1000-НМЗ, 1500-НМЗ, 2000-НМЗ, 2000-НМ1, 2500-НМС, 4000-НМ и 6000-НМ1. Импульсы напряжения длительностью 20, 50, 100, 200 и 300 нсек имели форму однополярных прямоугольных импульсов, задний фронт которых представлял собой серию затухающих колебаний (рис. 1). Передний фронт основных импульсов не превышал $5 \div 7 \text{ нсек}$, задний — $7 \div 10 \text{ нсек}$. Импульсная проницаемость рассчитывалась по формуле $\mu_n = B_m / H_n [\text{гс/э}]$, где B_m — максимальное значение достигнутой индукции в образце, H_n — импульсная напряженность поля. Благодаря затухающим колебаниям каждый импульс намагничивал образец при начальной индукции, близкой к нулю; мощность в импульсе достигала 100 кВт . Напряженность магнитного поля изменялась в диапазоне $2,5 \div 125 \text{ э}$ ($200 \div 10000 \text{ а/м}$). Импульсы формировались специальным генератором, являющимся модификацией импульсного генератора¹.

¹ О. С. Колотов, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин. Методы и аппаратура для исследований импульсных свойств тонких магнитных пленок. Изд-во МГУ, 1970.