

ного поглощения, равна  $2h\nu_b - E_g$ . Величина  $E_g = 6.2$  [3], и в случае возбуждения KгF лазером  $E_e + E_k \approx 4.0$  эВ. Сдвиг спектра СБЛ в сторону длинных волн связан, по-видимому, с тем, что начальная энергия дырки в случае возбуждения фотонами  $h\nu_b = 4.98$  эВ  $E_k \leq 2.0$  эВ. При возбуждении  $h\nu_b = 3.54$  эВ величина  $E_e + E_k \approx 0.8$  эВ и СБЛ в спектральном интервале  $h\nu > 1.0$  эВ не наблюдается. Зависимость спектра люминесценции от начальной энергии горячих носителей при двухфотонном возбуждении является нетривиальным фактом и наблюдалась нами впервые. Этот факт прямо свидетельствует о том, что СБЛ — это внутризонная люминесценция с участием горячих носителей, имеющих небольшую ( $\sim 2.0$  эВ) начальную энергию.

Если о природе коротковолнового края можно судить довольно однозначно — это излучательные переходы на горячих дырках между подзонами  $I^{-2}p_{3/2}$  и  $I^{-2}p_{1/2}$ , то свечение в длинноволновой области может быть обусловлено переходами как в валентной зоне, так и в зоне проводимости. Наиболее вероятен вклад переходов внутри верхней  $I^{-2}p_{1/2}$ , расщепленной кристаллическим полем на две ветви и имеющей ширину 1.2 эВ [3]. Особенности зоны проводимости — наличие областей повышенной плотности состояний (по-видимому, плоские  $d$ -зоны цезия [3, 4]) — не проявляются в спектрах СБЛ.

#### Список литературы

- [1] Алукер Э. Д., Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Чернов С. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 116—117.  
 [2] Алукер Э. Д., Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Чернов С. А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галогидных кристаллах. Рига: Зинатне, 1987. 183 с.  
 [3] Di Stefano T. H., Spicer W. E. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 4. P. 1554—1564.  
 [4] Onodera Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1968. V. 25. N 2. P. 469—480.

Институт физики АН ЛатвССР  
Саласпилс

Поступило в Редакцию  
4 апреля 1989 г.

УДК 538.69

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

## ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПРИМЕСНОГО РАССЕЯНИЯ В РАЗБАВЛЕННЫХ СПЛАВАХ ХРОМА С НЕСОИЗМЕРИМОЙ СТРУКТУРОЙ ВОЛНЫ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ

*В. Ю. Галкин, Т. Е. Тугушева*

1. Хром и его разбавленные сплавы являются классическим примером зонных антиферромагнетиков (АФ) с волной спиновой плотности (ВСП) ниже температуры Нееля  $T_N$  [1]. Согласно [2], внутри щели, возникающей в электронном спектре этих систем при  $T \leq T_N$ , возможно формирование локализованных примесных состояний. В частности, такие состояния были экспериментально обнаружены в АФ сплавах Cr—2.7 % Fe [3], обладающих соизмеримой ( $C$ ) структурой ВСП. В то же время показано [4], что в сплавах Cr с несоизмеримой ( $I$ ) фазой ВСП происходит дополнительное («топологическое») уширение локализованного состояния, механизм которого заключается в появлении разброса энергетических уровней дефектов  $E_{imp}$  из-за их неэквивалентного положения в решетке кристалла по отношению к узлам и пучностям модулированной спиновой плотности зонных электронов.

Целью этой работы является экспериментальное исследование влияния типа АФ структуры на образование и распределение примесных состояний в сплавах Cr—Fe. Известно, что добавление Mn приводит к повышению, а V — к понижению уровня Ферми  $E_F$  сплавов Cr, причем в обоих случаях применима модель жесткой зоны. Поскольку примесные состояния являются резонансными в системах Cr—Fe—Mn(V), то величина остаточного сопротивления как функция концентрации Mn и V— $\rho_{4.2}(X_{Mn, V})$ , а также температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  в области низких температур ( $T \ll T_N$ ) оказываются очень чувствительными к положению

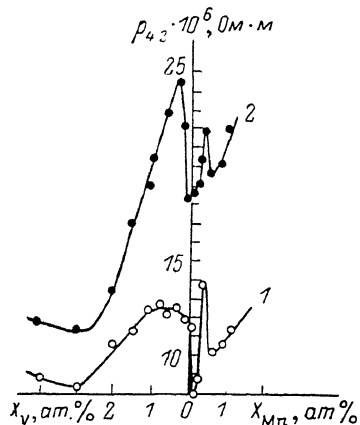


Рис. 1. Концентрационные зависимости остаточного сопротивления для сплавов Cr — 1.5 % Fe — X % Mn (V) (1) и Cr — 2.7 % Fe — X % Mn(V) (2).

$E_F$  относительно  $E_{imp}$  [2, 3]. Поэтому были исследованы зависимости  $\rho_{4.2}(X_{Mn, V})$  и  $\rho(T)$  сплавов Cr—1.5 % Fe—X % Mn(V). По данным [5], исходный сплав Cr—1.5 % Fe обладает несоизмеримой структурой, а, по нашим оценкам, тройные сплавы, содержащие Mn, имели магнитную фазу С-типа, легированные V — I-типа.

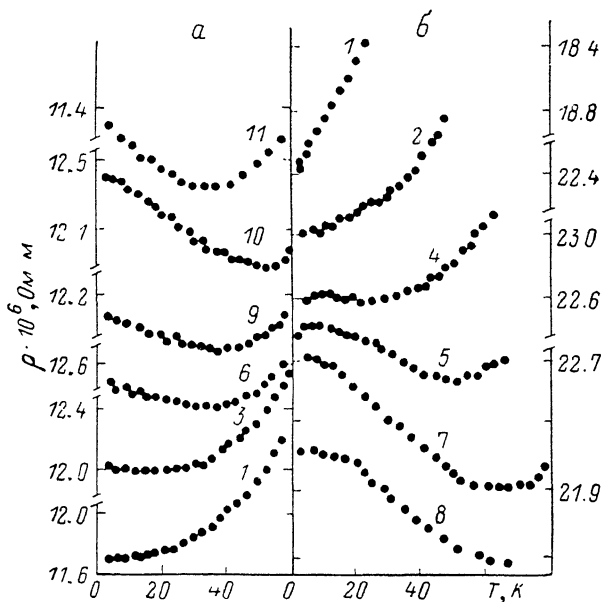


Рис. 2. Семейство низкотемпературных зависимостей электросопротивления при легировании сплавов Cr — 1.5 % Fe (а) и Cr — 2.7 % Fe примесью ванадия (б).

$X_V$ , ат. %: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.27, 4 — 0.29, 5 — 0.45, 6 — 0.54, 7 — 0.55, 8 — 0.6, 9 — 0.7, 10 — 1.1, 11 — 1.53.

2. Методика приготовления образцов сплавов та же, что и в [3]. Концентрации Mn и V (в ат. %), полученные методом эмиссионного спектрального анализа с плазменным источником возбуждения, оказались равными соответственно: X % Mn=0.12, 0.2, 0.5, 0.56, 0.88, 1.2, 3.1; X % V=0.1, 0.15, 0.27, 0.54, 0.7, 1.1, 1.53, 2.14, 3.2, 5.5. Измерения  $\rho_{4.2}(X_{Mn, V})$  и  $\rho(T)$  ( $T \leq 60$  К) проводились известным четырехконтактным методом и сравнивались с аналогичными данными [3].

3. На рис. 1, *1* представлены зависимости  $\rho_{4.2}(X_{Mn}, V)$ , а на рис. 2, *a* — семейство кривых  $\rho(T)$ . На рис. 1, *2* и 2, *б* для сравнения приведены соответствующие данные по сплавам Cr—2.7 % Fe—*X* % Mn(V).

Как видно из рис. 1, уменьшение почти в два раза концентрации Fe в сплаве приводит к двукратному уменьшению величины резонансных пиков  $\rho_{4.2}$ , что является закономерным следствием уменьшения амплитуды примесного рассеяния. Влияние типа магнитной структуры ВСП существенно сказывается на форме пиков  $\rho_{4.2}$ . Действительно, для сплавов Cr—1.5 % Fe, легированных V (*I*-фаза), ширина пика  $\rho_{4.2}(X_V)$  на уровне 0.7 от максимального ( $\Delta X_V \approx 1.5\%$ ) почти на порядок больше ширины пиков  $\rho_{4.2}(X_{Mn})$  ( $\Delta X_{Mn} \approx 0.2\%$ ) сплавов Cr—2.7 % Fe, Cr—1.5 % Fe, легированных Mn (*C*-фаза), и значительно превышает  $\Delta X_V \approx 0.5\%$  для сплавов Cr—2.7 % Fe—*X* % V, также обладающих *C*-фазой.

На рис. 2 показана динамика формирования и изменения низкотемпературных минимумов  $\rho_{min}$ , генезис которых связан с изменением характера резонансного примесного рассеяния при добавлении в сплав немагнитной примеси V [3]. Из сравнения рис. 2, *a* и *б* видно, что наличие *I*-фазы проявляется, во-первых, в исчезновении максимумов  $\rho(T)$  ( $\rho_{max}$ ), характерных для *C*-фазы (кривые 3, 4), и, во-вторых, в том, что  $\rho_{min}$  наблюдается в широком диапазоне изменения концентрации V —  $\Delta X_V^* \approx 1.3\%$ , где появляется пик  $\rho_{4.2}(X_V)$  для сплавов Cr—1.5 % Fe—*X* % V (для сплавов Cr—2.7 % Fe—*X* % V  $\rho_{min}$  имеет место лишь вблизи резонансной концентрации V (0.45 %) и  $\Delta X_V \approx 0.3\% \ll \Delta X_V^*$ ). Кроме того, в *I*-фазе глубина минимумов уменьшается, хотя форма их в целом остается такой же, как и в *C*-фазе.

4. Таким образом, тип магнитной структуры ВСП в АФ сплавах Cr—Fe существенным образом отражается на характере низкотемпературных аномалий электросопротивления. При этом наблюдается сильное «размывание» пика  $\rho_{4.2}(X_V)$ . Возможно, здесь работает «топологический» механизм уширения примесного состояния в *I*-фазе, предсказанный в [4]. Не исключено, однако, что некоторый вклад в уширение вносят эффекты ближнего АФ порядка, характерные для сплавов Cr с V и проявляющиеся в медленной случайной модуляции амплитуды ВСП [6] и, как следствие, в разбросе уровней дефектов, попадающих в области с различными значениями амплитуды ВСП. Такой механизм должен, конечно, проявляться и в *C*-фазе ВСП (в частности, может быть, с ним связано уширение пика  $\rho_{4.2}(X_V)$  для сплавов Cr—2.7 % Fe—*X* % V при  $X_V > 0.6\%$ ; рис. 1, 2), хотя для малых  $X_V$  он значительно слабее, чем механизм [4] в *I*-фазе.

По ширине пика  $\rho_{4.2}(X_V)$  можно непосредственно определить ширину разброса примесных уровней  $\Delta E$  внутри щели электронного спектра в *I*-фазе сплава:  $\Delta E \approx \Delta X_V |\partial \mu / \partial X_V| \approx 1.5\% \cdot 20 \text{ мэВ}/\% = 30 \text{ мэВ}$  для сплава с 1.5 % Fe (здесь  $\partial \mu / \partial X_V$  — изменение химического потенциала  $\mu$  при добавлении V — взято из [7]). Отсюда ясно, почему в *I*-фазе пропадает низкотемпературный максимум  $\rho(T)$ . По оценкам [8],  $\rho_{max}$  возникает из-за изменения  $|E_{imp}(T) - \mu|$  в интервале температур  $\Delta T \sim 4 \text{ мэВ}$ . Если разброс уровней  $\Delta E$  значительно превышает эту величину (а в *I*-фазе это так), то заметного изменения величины  $\langle \Delta E_{imp}(T) - \mu \rangle$  (среднего по положениям примесных уровней) в рассматриваемом интервале температур не произойдет. В то же время минимум  $\rho(T)$ , связанный с отрицательным «кинетическим» вкладом [2]  $[\rho(T)/\rho(T=0)] \sim (-T^2)$ , при резонансном рассеянии сохраняется.

Авторы выражают благодарность В. В. Тугушеву за обсуждение полученных результатов.

#### Список литературы

- [1] Lower W. M. // Prog. Phys. Soc. 1962. V. 80. N 4. P. 489—496.
- [2] Волков Б. А., Тугушев В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 8. С. 2428—2436.
- [3] Галкин В. Ю., Тугушева Т. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 845—852.
- [4] Буздин А. И., Меньшов В. Н., Тугушев В. В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91, N 6 (12). С. 2204—2219.

[5] *Ishikawa Y., Hoshino S., Endoh Y.* // J. Phys. Soc. Jap. 1967. V. 22. N 10. P. 1221—1230.

[6] Костина Т. И., Меньшов В. Н., Тугушев В. В. // ФММ. 1985. Т. 59. № 3. С. 430—439.

[7] Sato H., Maki K. // Int. J. Magn. 1974. V. 6. N 1. P. 183—209.

ЦНИИчермет  
Москва

Поступило в Редакцию  
5 апреля 1989 г.

УДК 537.533

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

## ДИФфуЗИОННО-КОНТРОЛИРУЕМЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ЭКЗОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В LiF

В. И. Курна, В. С. Кортов, И. А. Тале, А. И. Слесарев

Первые синхронные измерения термостимулированной экзоэлектронной эмиссии (ТСЭЭ) и люминесценции (ТСЛ) кристаллов LiF в режиме фракционного нагрева (ФН) позволили установить взаимосвязь обоих явлений в области температур разрушения  $V_K$ -центров, однако детального исследования кинетики ТСЭЭ и ТСЛ не проводилось [1].

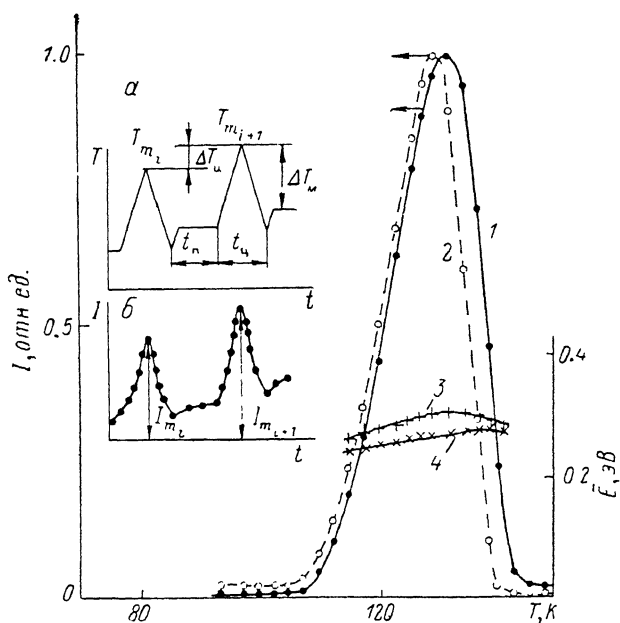


Рис. 1. Измерения ТСЭЭ и ТСЛ в режиме фракционного нагрева.

1, 2 — ТСЭЭ (1) и ТСЛ (2) кристалла LiF в интервале температур разрушения  $V_K$ -центров (каждая точка представляет собой максимальное значение интенсивности процесса в цикле нагрев—охлаждение); 3, 4 — температурные зависимости средних значений энергии активации ТСЭЭ (3) и ТСЛ (4). На вставке: а — схема линейного осциллирующего нагрева; б — зависимость интенсивности ТСЭЭ и ТСЛ от времени в цикле нагрев—охлаждение ( $T_{m_i}$  — максимальное значение интенсивности в цикле нагрева до максимальной температуры  $T_{m_i}$ ).

Вместе с тем известно, что за ТСЛ щелочно-галогидных кристаллов (ЩГК) в области низких температур ответственны процессы диффузионно-контролируемой туннельной рекомбинации  $V_K$ -центров с электронными центрами окраски [2]. Инерционность термоактивированной диффузии  $V_K$ -центров должна проявляться и в кинетике ТСЭЭ, что следует учитывать при измерениях ее параметров.