

УДК 669.26

© 1991

## ПРИРОДА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МИНИМУМОВ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ХРОМА С НЕМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

В. Ю. Галкин

Исследовано влияние легирования марганцем и ванадием на поведение электро-сопротивления антиферромагнитного сплава Cr—1.3 ат.% Si. Построена магнитная фазовая диаграмма исследуемой серии сплавов. Тип антиферромагнитной фазы ниже точки Нееля, а также граница перехода между соизмеримой и несоизмеримой фазами определялись по величине магнитной составляющей теплового расширения. Показано, что появление низкотемпературных минимумов электросопротивления в исследуемых сплавах можно объяснить резонансным рассеянием на примесных уровнях. Обнаружено существенное различие в механизмах примесного резонансного рассеяния в сплавах с соизмеримой и несоизмеримой структурами. На основании результатов, полученных для тройных сплавов Cr—1.3 ат.% Si, легированных Mn и V, в рамках модели примесного резонансного рассеяния дано объяснение возникновения низкотемпературных аномалий электросопротивления в бинарных сплавах Cr—Si.

Хром и сплавы на его основе являются зонными антиферромагнетиками с магнитной структурой, описываемой линейно-поляризованной волной спиновой плотности (ВСП). Исследованию физических свойств этих объектов посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ (см., например, список литературы в обзорах [1, 2]).

Одной из наиболее интересных особенностей кинетических свойств антиферромагнитных (АФ) сплавов на основе Cr является наличие в некоторых из них (Cr—Fe [3, 4], Cr—Co [5], Cr—Ni [6], Cr—Si [7] и Cr—Ge [8]) низкотемпературных минимумов и других аномалий электросопротивления. Хорошо известно, что такие аномалии, возникающие в парамагнитных сплавах с магнитной примесью, хорошо описываются в рамках модели Кондо. Магнитное упорядочение препятствует рассеянию с поворотом спина. Тем не менее, принимая во внимание, что в АФ сплавах Cr—Fe и Cr—Co атомы Fe и Co обладают локализованными магнитными моментами, Катано и Мори [4, 5] предприняли попытку объяснить появление низкотемпературных минимумов электросопротивления в этих сплавах в рамках модели Кондо. Однако модель Кондо не в состоянии объяснить наличие аналогичных минимумов электросопротивления в АФ сплавах Cr—Si, Cr—Ge и Cr—Ni, в которых примесь не обладает локализованным магнитным моментом. Кроме того, эта модель противоречит ряду экспериментальных результатов, полученных для АФ сплавов Cr—Fe и Cr—Co [9].

Появление низкотемпературных минимумов электросопротивления в АФ сплавах на основе хрома может быть также связано с механизмом примесного резонансного рассеяния. Наличие этого механизма рассеяния в АФ сплавах Cr как с магнитными, так и немагнитными примесями было теоретически показано в работах [10, 11]. Согласно модели примесного резонансного рассеяния, внутри энергетической щели, возникающей на части поверхности Ферми в энергетическом спектре сплавов Cr ниже температуры Нееля  $T_N$ , появляются примесные уровни. В том случае, когда

химический потенциал сплава  $\mu$  приближается к примесному уровню с энергией  $E_{\text{imp}}$ , рассеяние электронов проводимости имеет резонансный характер. Вклад этого типа рассеяния в полное электросопротивление в области температур, не слишком близких к точке Нееля, можно представить в следующем виде:

$$\rho_{\text{res}}(T) = \frac{b}{1 + a^2 + \frac{\pi^2 T^2}{3\gamma^2}}, \quad (1)$$

где

$$b = \frac{2m^* n_{\text{res}}}{n_e e^2 \pi N_r(0)}, \quad a = \frac{E_{\text{imp}} - \mu}{\gamma},$$

$n_e$  — концентрация электронов в резервуаре,  $n_{\text{res}}$  — концентрация резонансных примесей,  $\gamma$  — ширина резонансного уровня,  $N_r(0)$  — средняя плотность состояний на уровне Ферми для резервуара,  $m^*$  и  $e$  — эффективная масса и заряд электрона. Для анализа экспериментальных данных  $b$  можно считать феноменологическим параметром, пропорциональным концентрации резонансных примесей.

В области низких температур  $T \ll \gamma$  выражение (1) можно представить в виде

$$\rho_{\text{res}}(T) = \rho_{\text{res}1}(T) + \rho_{\text{res}2}(T), \quad (2)$$

где

$$\rho_{\text{res}1}(T) = \frac{b}{1 + a^2(T)}, \quad \rho_{\text{res}2}(T) = -\frac{\pi^2 T^2 b}{3\gamma^2 (1 + a^2(T))^2}.$$

При условии  $T \ll \gamma$  вклад  $\rho_{\text{res}2}(T)$  в первом приближении будет изменяться по закону  $-T^2$ , так как температурный вклад от члена  $a^2(T)$  будет мал в меру вышних по  $T$  слагаемых.

Легко видеть, что в сплавах на основе Cr с высокими значениями  $n_{\text{res}}$  примесное резонансное рассеяние должно приводить к немонотонной зависимости остаточного электросопротивления (реально — электросопротивления при 4.2 К —  $\rho_{4.2}$ ) как функции параметра  $(\mu - E_{\text{imp}})$ . При выполнении условия резонанса ( $\mu \rightarrow E_{\text{imp}}$ )  $\rho_{4.2}$  должно резко возрасти.

Изменение этого параметра можно осуществить, например, путем легирования сплавов на основе Cr марганцем или ванадием. Хорошо известно, что в первом случае легирование приводит к повышению химического потенциала, а во втором — к его понижению, причем в обоих случаях справедлива модель жесткой зоны [1].

Исследование влияния легирования марганцем и ванадием на электросопротивление при 4.2 К АФ сплавов Cr—2.7 ат.% Fe и Cr—1.3 ат.% Si показало, что для обеих серий сплавов ((Cr<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)—2.7 ат.% Fe, (Cr<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>)—2.7 ат.% Fe и (Cr<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)—1.3 ат.% Si, (Cr<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>)—1.3 ат.% Si) на кривых  $\rho_{4.2}(x, y)$  (рис. 1) наблюдаются два резких пика [12]. В соответствии с выражением (2) был сделан вывод, что наличие этих пиков обусловлено примесным резонансным рассеянием и наблюдаемое резкое возрастание  $\rho_{4.2}$  при соответствующих концентрациях Mn и V ( $x_{\text{res}}$  и  $y_{\text{res}}$ ) связано с проходом химического потенциала через примесные уровни  $E_{\text{imp}}^+$  и  $E_{\text{imp}}^-$ , отщепленные соответственно от нижнего и верхнего краев щели ВСП.

В рассматриваемых сериях сплавов  $\rho_{4.2}(x, y)$  можно представить в виде  $\rho_{4.2}(x, y) = \rho_{4.2 \text{ res}}(x, y) + \rho_{4.2 \text{ pot}}(x, y)$ , где  $\rho_{4.2 \text{ res}}$  и  $\rho_{4.2 \text{ pot}}$  — вклады от резонансного и потенциального примесного рассеяния. При некоторых значениях концентрации V сплавы (Cr<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>)—2.7 ат.% Fe и (Cr<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>)—1.3 ат.% Si становятся парамагнитными. В этом случае  $\rho_{1.2 \text{ res}}(y) = 0$ . Экстраполируя  $\rho_{4.2}(y)$  из парамагнитной в антиферромагнитную область концентрации V (штриховые линии на рис. 1), можно оценить  $\rho_{4.2 \text{ pot}}(y)$  и, таким образом, разделить потенциальный и резонансный вклады в  $\rho_{4.2}$ . Из проведенных оценок следует, что при  $y = y_{\text{res}}$  величина  $\rho_{4.2 \text{ res}}$  состав-

ляет  $\sim 60\%$  от  $\rho_{4.2}$  в сплаве  $(Cr_{1-y}V_y)-2.7$  ат. % Fe и  $\sim 40\%$  в сплаве  $(Cr_{1-y}V_y)-1.3$  ат. % Si.

В работах [9, 13] были проанализированы температурные зависимости электросопротивления сплавов Cr—2.7 ат. % Fe, легированных Mn и V, и показано, что достаточно сложное изменение характера поведения  $\rho(T)$  при изменении концентрации легирующих элементов, а именно появление и исчезновение минимумов, максимумов и других низкотемпературных аномалий электросопротивления, можно объяснить исходя из модели примесного резонансного рассеяния. Кроме того, было показано, что в рамках этой модели можно объяснить наличие низкотемпературных аномалий электросопротивления в бинарных сплавах Cr—Fe.

Поскольку вклад примесного резонансного рассеяния в полное электросопротивление как в АФ сплавах Cr—Fe, так и в АФ сплавах Cr—Si велик и сильно зависит от положения  $\mu$  относительно  $E_{imp}$ , есть основания полагать, что появление в сплавах Cr—Si низкотемпературных минимумов электросопротивления [7], так же как и в сплавах Cr—Fe, связано с примесным резонансным рассеянием.

Для проверки этой гипотезы были проведены измерения температурных

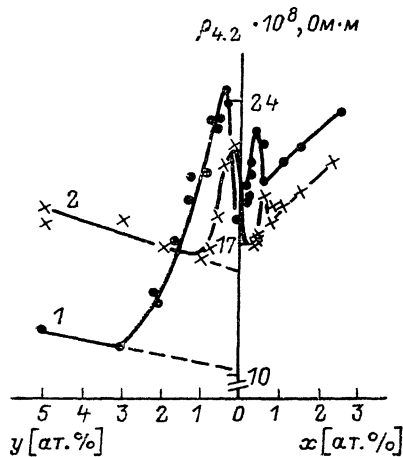


Рис. 1. Зависимость электросопротивления при 4.2 К серий сплавов  $(Cr_{1-x}Mn_x)-2.7$  ат. % Fe,  $(Cr_{1-y}V_y)-2.7$  ат. % Fe (кривая 1) и серий сплавов  $(Cr_{1-x}Mn_x)-1.3$  ат. % Si и  $(Cr_{1-y}V_y)-1.3$  ат. % Si (кривая 2) как функции концентраций Mn и V.

зависимостей электросопротивления сплавов Cr—1.3 ат. % Si, легированных Mn и V, и проанализировано их поведение с учетом вклада примесного резонансного рассеяния.

Недавно было теоретически показано [14], что процессы примесного резонансного рассеяния в сплавах на основе Cr с различной АФ структурой могут существенно отличаться. Для выявления этих различий нами была построена магнитная фазовая диаграмма исследуемой серии сплавов на основе Cr—1.3 ат. % Si и проанализировано влияние примесного резонансного рассеяния на характер температурных зависимостей электросопротивления в сплавах с соизмеримой и несоизмеримой магнитными фазами. Поскольку магнитная составляющая теплового расширения в сплавах на основе Cr чрезвычайно чувствительна к типу АФ фазы, для построения магнитной фазовой диаграммы были проведены измерения теплового расширения и выделена магнитная составляющая.

## 1. Приготовление образцов и методика эксперимента

Образцы для измерения теплового расширения и электросопротивления вырезались из тех же слитков сплавов, исследованных в работе [12]. Химический состав сплавов определялся методом индукционно-связанной плазмы и представлен в таблице. Образцы для измерения электросопротивления имели размеры  $0.7 \times 0.7 \times 15$  мм. Контакты подваривались электроискровым методом. Измерения температурных зависимостей электросопротивления проводились в интервале температур 4.2—370 К в стандартном температурном приборе по четырехконтактной схеме.

Измерения теплового расширения в интервале температур 80—400 К проводились на dilatометре ДЛ 75/30 (Линсайз, ФРГ), а в интервале

Химический состав  $(Cr_{1-x}Mn_x) - z$  ат.% Si и  $(Cr_{1-y}V_y) - z$  ат.% Si сплавов.  
 В тексте используется среднее значение  $z=1.3$  ат.%

	№									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
z, ат.%	1.31	1.31	1.36	1.31	1.33	1.40	1.42	1.31	1.29	1.32
x, ат.%	0	0.17	0.30	0.47	0.61	0.73	1.13	1.59	2.32	3.87

Продолжение

	№											
	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
z, ат.%	1.28	1.32	1.31	1.34	1.29	1.32	1.31	1.33	1.36	1.38	1.35	1.34
y, ат.%	0.04	0.09	0.15	0.23	0.31	0.42	0.59	0.81	0.99	1.53	1.98	3.03

температур 293—1100 К — на dilatометре ДЛ 1500 (Шинку Рикю, Япония). В обоих приборах измерения проводились на одних и тех же

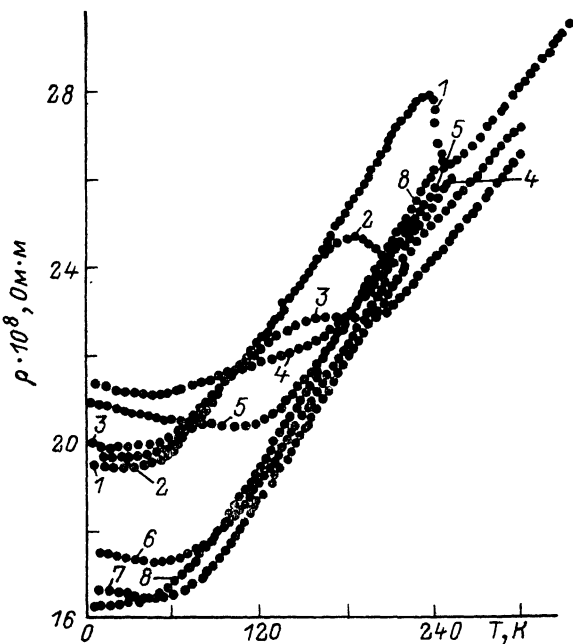


Рис. 2. Зависимость  $\rho(T)$  сплавов  $(Cr_{1-y}V_y) - 1.3$  ат.% Si с концентрацией V: 0 (1), 0.04 (2), 0.09 (3), 0.23 (4), 0.42 (5), 0.59 (6), 0.81 (7), 0.99 ат.% (8).

образцах в форме параллелепипедов с размером  $3 \times 3 \times 20$  мм. Полученные данные состыковались, и для каждого образца строилась единая зависимость  $\Delta l/l(T)$  для всего интервала температур 80—1100 К.

Оба dilatометра работают по принципу дифференциального трансформатора. Разрешение dilatометров менее 0.1 мкм.

При обработке экспериментальных данных на компьютере учитывались поправки на тепловое расширение кварца. С помощью компьютера также проводилось выделение магнитной составляющей теплового расширения.

На рис. 2 представлены температурные зависимости электросопротивления исследуемых сплавов в интервале температур 4.2—350 К, а на рис. 3 — в интервале температур 4.2—70 К.

Как видно из рис. 2, 3, в исследуемых сплавах, так же как и в сплавах Cr—2.7 ат. % Fe, легированных V (см. рис. 4, взятый из [9]), наблюдаются низкотемпературные минимумы электросопротивления. Однако в отличие от сплавов на основе Cr—2.7 ат. % Fe эти минимумы наблюдаются в широком интервале концентраций V и Mn.

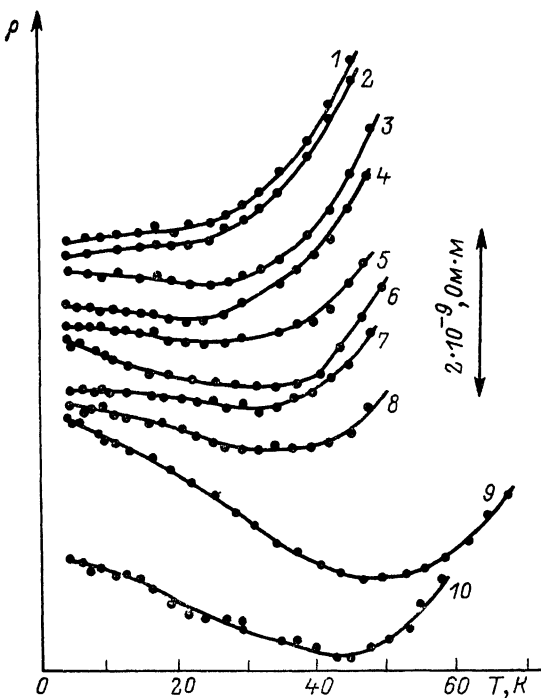


Рис. 3. Низкотемпературная зависимость  $\rho(T)$  сплавов  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.3 ат. % Si с концентрацией Mn: 0.73 (1), 0.61 (2), 0.47 (3), 0.30 (4), 0.17 (5), 0 ат. % (6) и сплавов  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —1.3 ат. % Si с концентрацией V: 0.04 (7), 0.09 (8), 0.23 (9), 0.31 ат. % (10).

Поскольку теория [14] предсказывает различный характер примесного резонансного рассеяния в сплавах Cr с различным типом АФ структуры, для анализа поведения  $\rho(T)$  необходимо знать магнитную фазовую диаграмму исследуемых сплавов. При построении магнитной фазовой диаграммы температура Нееля определялась по соответствующим аномалиям электросопротивления и теплового расширения. Известно, что величина магнитной составляющей теплового расширения в сплавах с соизмеримой структурой выше, чем в сплавах с несоизмеримой структурой [15, 16]. Поэтому температуру фазового перехода между соизмеримой и несоизмеримой фазами, так же как и тип структуры ниже  $T_N$ , можно определить из измерений теплового расширения.

Величина магнитной составляющей теплового расширения исследуемых сплавов  $\Delta l_{\text{маг}}/l(T)$  определялась следующим образом:

$$\Delta l_{\text{маг}}/l(T) = \Delta l/l(T) - \Delta l_{\text{пар}}/l(T),$$

где  $\Delta l/l(T)$  — температурные зависимости теплового расширения исследуемых сплавов,  $\Delta l_{\text{пар}}/l(T)$  — температурная зависимость теплового расширения сплава  $(\text{Cr}_{0.95}\text{V}_{0.05})$ —1.3 ат. % Si. Добавление 5 ат. % V приводит к полному исчезновению антиферромагнетизма в сплаве Cr—1.3 ат. %

Si (при этом параметр решетки изменяется на долю процента), поэтому этот сплав идеально подходит для выделения магнитной части теплового расширения.

Магнитная фазовая диаграмма сплавов  $\text{Cr}-1.3 \text{ ат.}\% \text{Si}$ , легированных Mn и V, представлена на рис. 5. Поскольку измерения теплового расширения проводились только при  $T > 80 \text{ K}$ , граница фазового перехода между соизмеримой и несоизмеримой фазами была проэкстраполирована в область низких температур.

Согласно теоретическим расчетам [14], в энергетической щели сплавов Cr с несоизмеримой структурой может возникнуть целый набор примесных

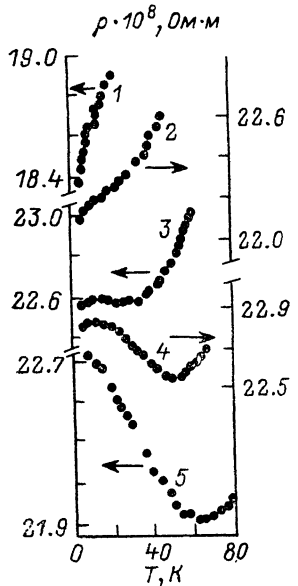


Рис. 4. Зависимость  $\rho(T)$  сплавов  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)-2.7 \text{ ат.}\% \text{Fe}$  с концентрацией V: 0 (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.45 (4), 0.5 ат. % (5).

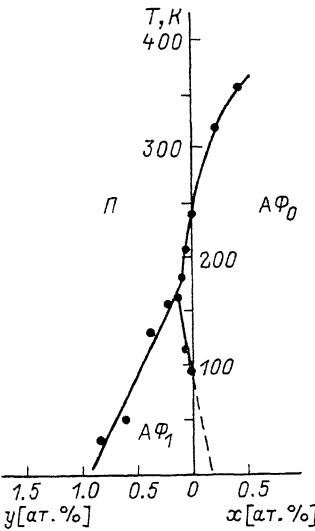


Рис. 5. Магнитная фазовая диаграмма сплавов  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)-1.3 \text{ ат.}\% \text{Si}$ ,  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)-1.3 \text{ ат.}\% \text{Si}$ .

П — парамагнитная фаза,  $\text{A}\Phi_1$  и  $\text{A}\Phi_0$  — несоизмеримая и соизмеримая антиферромагнитные фазы.

резонансных уровней в достаточно широком интервале энергий. Поскольку, согласно фазовой диаграмме, все сплавы  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)-1.3 \text{ ат.}\% \text{Si}$  в области низких температур имеют несоизмеримую структуру, можно предположить, что пик на кривой  $\rho_{1,2}(y)$  (кривая 2 на рис. 1) связан не с резонансным рассеянием на отдельном примесном уровне, как в случае сплава  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)-2.7 \text{ ат.}\% \text{Fe}$  [10], а с рассеянием на ступке примесных уровней. Исходя из формы кривой  $\rho_{1,2}(y)$ , можно предположить, что распределение этих уровней внутри энергетической щели не является равномерным и положение центра ступки уровней совпадает с  $\mu$  сплава  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)-1.3 \text{ ат.}\% \text{Si}$  ( $y=y_{\text{res}} \approx 0.2 \text{ ат.}\%$ ).

Для обсуждения причин появления низкотемпературных аномалий электросопротивления в исследуемых сплавах рассмотрим вклад примесного резонансного рассеяния в полное электросопротивление. Сначала рассмотрим более простой вариант сплава с двумя примесными уровнями, как в случае сплава  $\text{Cr}-2.7 \text{ ат.}\% \text{Fe}$ . Поскольку величина энергетической щели  $2\Delta$ , возникающая в энергетическом спектре АФ сплавов на основе Cr, имеет температурную зависимость, близкую к функции БКШ [2], а энергии примесных резонансных уровней, имеющих начало отсчета в середине энергетической щели, пропорциональны  $\Delta$  [11], зависимости  $E_{\text{imp}}^+(T)$  и  $E_{\text{imp}}^-(T)$  должны иметь тот же вид, что и  $\Delta(T)$  (рис. 6, а). На этом рисунке ось абсцисс совпадает с серединой энергетической щели.

Зная качественно зависимость  $E_{\text{imp}}(T)$ , можно определить вид температурных зависимостей первого члена в выражении (2) —  $\rho_{\text{res } 1}(T)$ . Ряд таких кривых для различного положения  $\mu$  относительно  $E_{\text{imp}}^-$  представлен на рис. 6, б. В первом и втором случаях зависимости  $\rho_{\text{res } 1}(T)$  аналогичны с той разницей, что в первом случае  $T_{1\text{max}}$  находится в области температур, где вклад фононного члена ( $\rho_{\text{ф}} \sim T^5$ ) достаточно велик, а во втором случае  $T_{2\text{max}}$  находится в области температур, где вклад  $\rho_{\text{ф}}$  практически отсутствует.

Второй член в уравнении (2)  $\rho_{\text{res } 2}(T)$  в первом приближении не зависит от положения  $\mu$  относительно  $E_{\text{imp}}$  и во всех случаях с ростом температуры дает отрицательный вклад ( $\partial\rho_{\text{res } 2}/\partial T < 0$ ) в полное электросопротивление  $\rho(T)$ . Таким образом, в первом и втором случаях при  $T < T_{\text{max}}$   $\rho_{\text{res } 1}(T)$  и  $\rho_{\text{res } 2}(T)$  дают противоположный вклад в  $\rho(T)$ ; при  $T > T_{\text{max}}$ , а также в случае, когда  $\mu < E_{\text{imp } 0}^-$  ( $\mu_3$  на рис. 6, а) оба члена дают отрицательный вклад в  $\rho(T)$ . Для того чтобы установить, вклад какого члена является определяющим, рассмотрим экспериментальные зависимости  $\rho(T)$  сплавов  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$  — 2.7 ат. % Fe, у которых положение  $\mu$  относительно  $E_{\text{imp } 0}^-$  соответствует первому и второму из рассматриваемых

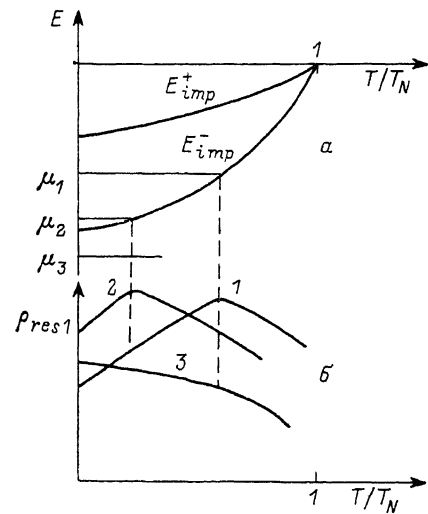


Рис. 6. Температурные зависимости  $E_{\text{imp}}^-(T)$ ,  $E_{\text{imp}}^+(T)$  и  $\mu_i(T)$  для сплавов на основе Cr с соизмеримой структурой с различным положением  $\mu$  относительно примесных резонансных уровней (схематично) (а). Температурные зависимости  $\rho_{\text{res } 1}(T)$  для сплавов с различным положением  $\mu$  (б).

вариантов ( $\mu_1$  и  $\mu_2$  на рис. 6, а). Как следует из рис. 4, на кривых  $\rho(T)$  сплавов  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —2.7 ат. % Fe с  $y=0$  и 0.2 ат. %, которые представляют собой первый из рассматриваемых случаев (положение  $\mu$  относительно  $E_{\text{imp } 0}^-$  можно определить из зависимости  $\rho_{4.2}(y)$ ; рис. 1), ниже температуры 7–12 К наблюдается более резкое падение электросопротивления, а на кривых  $\rho(T)$  сплавов с  $y=0.3$  и 0.45 ат. %, которые можно отнести ко второму случаю, при  $T < T_{\text{min}}$  наблюдаются максимумы электросопротивления. Такое изменение характера поведения электросопротивления при изменении положения  $\mu$  относительно  $E_{\text{imp}}^-$  свидетельствует, что вклад  $\rho_{\text{res } 1}(T)$  в температурную зависимость  $\rho(T)$  более весомый, чем вклад  $\rho_{\text{res } 2}(T)$  ( $|\partial\rho_{\text{res } 1}/\partial T| > |\partial\rho_{\text{res } 2}/\partial T|$ ).

Для того чтобы убедиться в том, что изменение  $\rho_{\text{res } 1}$  в области низких температур достаточно велико для подавления  $\rho_{\text{res } 2}(T)$ , мы провели оценку зависимости  $\rho_{\text{res } 1}(T)$  исходя из следующих соображений. Зная смещение  $\mu$  при добавлении 1 ат. % V ( $\sim 20$  мэВ [10]), из зависимости  $\rho_{4.2}(y)$  (кривая 1 на рис. 1) можно оценить изменение  $\rho_{4.2}$  в сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —2.7 ат. % Fe при отклонении  $\mu$  от  $E_{\text{imp } 0}^-$ . Несмотря на то что при низких температурах (особенно в случае достаточно высоких значений  $T_N \approx 250$  К)  $E_{\text{imp}}^-(T)$  является медленно меняющейся функцией температуры, изменение  $\rho_{\text{res } 1}(T)$  вследствие резонансной зависимости  $\rho_{4.2}(\mu)$  должно быть достаточно сильным.

Теперь рассмотрим вклад резонансного рассеяния в  $\rho(T)$  сплавов Cr с несоизмеримой структурой, к числу которых относятся сплавы  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —1.3 ат. % Si и  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.3 ат. % Si с  $x \leq 0.2$  ат. % (рис. 5). Поскольку, согласно [14], в энергетической щели таких сплавов расположен целый ступок резонансных уровней, можно ожидать, что одновременно будут

реализованы все три типа рассмотренных выше вкладов  $\rho_{\text{res}}(T)$  в  $\rho(T)$ . Напомним, что в первом и втором случаях при  $T < T_{\text{max}}$  вклады  $\rho_{\text{res}1}(T)$  и  $\rho_{\text{res}2}(T)$  противоположны по знаку; при  $T > T_{\text{max}}$ , а также при условии  $\mu < E_{\text{imp}0}$  знаки обоих вкладов совпадают. Поэтому вклад  $\rho_{\text{res}}(T)$  в температурную зависимость  $\rho(T)$  в последнем случае является наиболее весомым. При повышении  $\mu$  исследуемых сплавов, происходящем при понижении концентрации  $V$ , доля  $\rho_{\text{res}}(T)$ , дающая отрицательный вклад в полное электросопротивление, должна снижаться, а доля  $\rho_{\text{res}}(T)$ , дающая положительный вклад, должна возрастать. Однако, поскольку первый из этих вкладов является более весомым, условие образования низкотемпературных минимумов электросопротивления может выполняться в широкой области изменения  $\mu$ .

Эти представления полностью подтверждаются экспериментальными данными — минимумы электросопротивления в сплавах Cr—1.3 ат. % Si, легированных Mn и V, наблюдаются в широкой области концентраций V и Mn. Более того, величина  $T_{\text{min}}$ , так же как и глубина минимумов, монотонно понижается с понижением концентрации V (рис. 3).

Из зависимости  $\rho_{4.2}(y)$  (рис. 1) следует, что в сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —1.3 ат. % Si ( $y > 0.2$  ат. %) основная часть примесных резонансных уровней располагается выше  $\mu$ . Кроме того,  $T_N$  этих сплавов имеют низкие значения и зависимость  $E_{\text{imp}}(T)$  становится достаточно крутой даже в области низких температур. Поэтому отрицательный вклад  $\rho_{\text{res}}(T)$  в  $\rho(T)$  должен быть очень большим. Это положение также подтверждается экспериментом. Для всех сплавов с  $y > 0.2$  ат. % ниже  $T_N$  наблюдается аномальный рост электросопротивления с понижением температуры.

Следует отметить, что в сплавах на основе Cr—1.3 ат. % Si не обнаружены низкотемпературные максимумы электросопротивления, аналогичные наблюдаемым на сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —2.7 ат. % Fe. Как было показано выше, эта аномалия должна возникнуть в сплаве с  $\mu \geq E_{\text{imp}0}$  ( $\mu_2$  на рис. 6). По-видимому, в связи с тем что в сплавах на основе Cr—1.3 ат. % Si имеется целый набор уровней  $E_{\text{imp}}$ , расположенных как выше, так и ниже  $\mu$ , максимум на зависимости  $\rho(T)$  полностью замывается.

Как следует из магнитной фазовой диаграммы (рис. 5), сплавы  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.3 ат. % Si с  $x \approx x_{\text{res}}$  имеют соизмеримую структуру, поэтому в этих сплавах должно происходить резонансное рассеяние на единичном примесном уровне  $E_{\text{imp}}^+$  и для них применимы три рассмотренных выше случая поведения  $\rho_{\text{res}}(T)$  в зависимости от положения  $\mu$  относительно  $E_{\text{imp}}^+$ . В частности, при условии  $\mu < E_{\text{imp}0}^+$  вклад от резонансного рассеяния на примесном уровне  $E_{\text{imp}}^+$ ,  $\rho_{\text{res}}^+(T)$  может привести к появлению низкотемпературного минимума электросопротивления. Тем не менее как в сплавах  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —2.7 ат. % Fe ( $x \leq x_{\text{res}}$ ) [13], так и в сплавах  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.5 ат. % Fe ( $x \leq x_{\text{res}}$ ) [17] низкотемпературных минимумов электросопротивления обнаружено не было. Эта ситуация была объяснена в [13] как следствие слабо меняющейся функции  $E_{\text{imp}}^+(T)$  из-за высоких значений  $T_N$  в этих сплавах. Тем не менее, несмотря на то что сплавы  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.3 ат. % Si имеют более высокие значения  $T_N$  по сравнению со сплавами  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —2.7 ат. % Fe, на кривых  $\rho(T)$  сплавов  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.3 ат. % Si с  $x = 0.30, 0.47$  ат. % ( $x \leq x_{\text{res}}$ ), имеющих соизмеримую структуру, низкотемпературные минимумы обнаружены (рис. 3). Поэтому можно предположить, что природа возникновения низкотемпературных минимумов электросопротивления в сплавах Cr с  $\mu \leq E_{\text{imp}}^+$  зависит от типа примеси.

Для обсуждения поведения  $\rho(T)$  сплавов с  $\mu \leq E_{\text{imp}}^+$  необходимо также рассматривать рассеяние на примесных уровнях с энергией  $E_{\text{imp}}^-$ , где под  $E_{\text{imp}}^-$  следует понимать энергию единичного примесного уровня в случае сплавов с соизмеримой структурой и энергию центра сгустка примесных уровней в сплавах с несоизмеримой структурой. Как было показано выше, в случае  $E_{\text{imp}}^- < \mu < E_{\text{imp}}^+$  вклад  $\rho_{\text{res}}(T)$  может быть положительным. Если при  $\mu \leq E_{\text{imp}}^+$  величина этого вклада остается достаточно большой,



он может подавить  $\rho_{\text{res}}^+(T)$  и низкотемпературный минимум электросопротивления не возникнет.

Анализ зависимостей  $\rho_{4,2}(x, y)$  сплавов на основе Cr—2.7 ат. % Fe и Cr—1.3 ат. % Si (рис. 1) свидетельствует о том, что в обоих случаях рассеяние на примесных уровнях  $E_{\text{imp}}^-$  значительно сильнее, чем на  $E_{\text{imp}}^+$ . Однако можно констатировать, что при отклонении  $\mu$  от значения  $E_{\text{imp}}^-$  в сторону больших энергий вклад от рассеяния на примесном уровне  $E_{\text{imp}}^- (\rho_{\text{res}}^-(\mu))$  в сплавах на основе Cr—2.7 ат. % Fe остается достаточно большим даже в минимуме зависимости  $\rho_{4,2}(x, y)$  (значение  $\rho_{4,2}(y_{\text{min}})$  почти в два раза превышает  $\rho_{4,2 \text{ pot}}(x, y=0)$ ). В сплавах на основе Cr—1.3 ат. % Si вклад  $\rho_{\text{res}}^-(\mu)$  убывает значительно быстрее и минимальное значение  $\rho_{4,2}$  лишь незначительно превышает  $\rho_{4,2 \text{ pot}}(x, y=0)$ .

Таким образом, вклад  $\rho_{\text{res}}^-$  в сплавах  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —2.7 ат. % Fe с  $\mu \ll E_{\text{imp}}^+$  может сохраняться достаточно большим, что приводит к подавлению  $\rho_{\text{res}}^+(T)$ . В сплавах  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x)$ —1.3 ат. % Si при  $\mu \ll E_{\text{imp}}^+$  вклад  $\rho_{\text{res}}^-$  проявляется значительно слабее и наличие вклада  $\rho_{\text{res}}^+(T)$  с отрицательным наклоном приводит к появлению минимума на зависимости  $\rho(T)$ .

Как отмечалось в [13], в сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —2.7 ат. % Fe с концентрацией ванадия ( $y > 3$  ат. %), достаточной для подавления антиферромагнетизма, наблюдаются низкотемпературные минимумы электросопротивления кондовского типа. Аналогичные минимумы наблюдаются также и в сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —1.5 ат. % Fe ( $y > 3$  ат. %) [17]. Как видно из рис. 2 (кривая 8), в парамагнитных сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —1.3 ат. % Si таких минимумов электросопротивления не обнаружено. Этот факт подтверждает то, что в сплавах Cr—Si и Cr—Si—V не существует локализованных магнитных моментов, поэтому в них не может быть реализован кондовский механизм рассеяния.

Теперь перейдем к рассмотрению температурных зависимостей электросопротивления бинарных сплавов  $\text{Cr}_{1-x}\text{Si}_x$ . Известно, что в АФ сплавах Cr—Si величина химического потенциала повышается с ростом концентрации Si [18]. Поэтому повышение  $\mu$  в сплаве Cr—1.3 ат. % Si можно достичь не только добавлением Mn, но и увеличением концентрации Si. Соответственно понижение  $\mu$  исходного сплава происходит при легировании ванадием или при понижении концентрации Si.

Сразу же оговоримся, что эти два способа смещения химического потенциала являются неадекватными в связи со следующими обстоятельствами.

1) Приближение жесткой зоны применимо в случае легирования сплава Cr—1.3 ат. % Si марганцем и ванадием и не применимо при изменении концентрации Si.

2) При добавлении ванадия происходит снижение  $T_N$ , а при снижении концентрации Si величина  $T_N$  растет. Соответственно легирование марганцем и повышение концентрации Si также оказывают противоположное воздействие на  $T_N$ .

3) Концентрация примесных резонансных центров  $n_{\text{res}}$  в сплаве Cr—1.3 ат. % Si не изменяется при добавлении Mn и V, а при изменении концентрации Si наряду со смещением  $\mu$  происходит изменение  $n_{\text{res}}$ .

Несмотря на вышеуказанные различия, сравнение температурных зависимостей электросопротивления тройных сплавов Cr—1.3 ат. % Si, легированных Mn и V (рис. 3), и бинарных сплавов Cr—Si (рис. 4 из [7]) свидетельствует о том, что для обеих серий сплавов наблюдаются низкотемпературные минимумы электросопротивления при смещении  $\mu$  вверх и вниз от положения  $\mu_0$ , где  $\mu_0$  — химический потенциал сплава Cr—1.3 ат. % Si, причем в обоих случаях минимумы существуют приблизительно при одних и тех же значениях  $\mu$ . Следует отметить, что в сплавах Cr—Si, так же как и в сплавах  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y)$ —1.3 ат. % Si, не обнаружены низкотемпературные максимумы электросопротивления. По-видимому, причина их отсутствия в обоих случаях одна и та же. Однако в поведении

электросопротивления рассматриваемых бинарных и тройных сплавов имеется ряд особенностей, которые легко объяснить, принимая во внимание перечисленные выше различия, возникающие в этих сплавах при изменении положения  $\mu$ . Совершенно очевидно, что в сплавах Cr—Si при выполнении условия  $\mu < E_{\text{imp}}$  нельзя ожидать столь сильного вклада  $\rho_{\text{res}}$  в полное электросопротивление, как в случае сплавов  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y) - 1.3 \text{ ат. \% Si}$  из-за низкой концентрации резонансных примесей и высоких значений температуры Нееля. С другой стороны, в сплавах  $\text{Cr}_{1-x}\text{Si}_x$  с ростом концентрации Si концентрация резонансных примесей возрастает, а  $T_N$  уменьшается, что должно приводить к возрастанию вклада  $\rho_{\text{res}}(T)$  в полное  $\rho(T)$  при низких температурах. Этим обстоятельством можно объяснить аномальный рост электросопротивления с понижением температуры ниже точки Нееля в сплаве Cr—3.6 ат. % Si [7].

Зная значения  $y_{\text{res}}$  и  $x_{\text{res}}$  в тройных сплавах на основе Cr—1.3 ат. % Si, а также величину смещения  $\mu$  при добавлении 1 ат. % Mn, V и Si, можно оценить значения  $z_{\text{res}}^-$  и  $z_{\text{res}}^+$  в сплавах  $\text{Cr}_{1-z}\text{Si}_z$ , где  $z_{\text{res}}^- \approx 0.9 \text{ ат. \%}$  — концентрация, при которой химический потенциал сплава  $\text{Cr}_{1-z}\text{Si}_z$ , так же как и сплава  $(\text{Cr}_{1-y}\text{V}_y) - 1.3 \text{ ат. \% Si}$  ( $y = y_{\text{res}}$ ), находится в центре сгустка примесных уровней, а  $z_{\text{res}}^+ \approx 2.5 \text{ ат. \%}$  — концентрация, при которой  $\mu$ , так же как и  $\mu$  сплава  $(\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x) - 1.3 \text{ ат. \% Si}$  ( $x = x_{\text{res}}$ ), удовлетворяет условию  $\mu = E_{\text{imp}}^+$ .

Если из зависимости  $\rho_{4.2}(x, y)$  для сплавов на основе Cr—1.3 ат. % Si (рис. 1) выделить  $\rho_{4.2 \text{ res}}(x, y)$ , то очевидно, что между значениями  $x_{\text{res}}$  и  $y_{\text{res}}$  будет наблюдаться глубокий минимум. В случае справедливости предложенной модели для бинарных сплавов  $\text{Cr}_{1-z}\text{Si}_z$  аналогичный минимум должен наблюдаться между значениями  $z_{\text{res}}^-$  и  $z_{\text{res}}^+$  на кривой  $\rho_{4.2 \text{ res}}(z)$ . Действительно, на зависимости  $\rho_{4.2}(z)$  (см. рис. 6 из [7]) на фоне линейно изменяющейся функции  $\rho_{4.2 \text{ pot}}(z)$  наблюдается значительный провал как раз в области концентрации Si  $z_{\text{res}}^- < z < z_{\text{res}}^+$ .

Таким образом, можно констатировать, что как в бинарных, так и в тройных сплавах на основе Cr—Si примесное резонансное рассеяние является основным фактором, определяющим поведение  $\rho(T)$  в области низких температур.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Куликов Н. И., Тугушев В. В. // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 643—680.
- [2] Fawcett E. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. N 1. P. 209—283.
- [3] Araj S. // Phys. Stat. Sol. 1970. V. 37. N 1. P. 329—336.
- [4] Katano S., Mori N. // J. Phys. Soc. Japan. 1979. V. 46. N 4. P. 1265—1272.
- [5] Katano S., Mori N., Nakayama N. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 48. N 1. P. 192—199.
- [6] Araj S., Dunmyre G. R. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 3. P. 1157—1158.
- [7] Araj S., Katzenmeyer W. E. // J. Phys. Soc. Japan. 1967. V. 23. N 5. P. 932—936.
- [8] Araj S., Katzenmeyer W. E. // J. Phys. Chem. Solids. 1967. V. 28. N 7. P. 1459—1564.
- [9] Galkin V. // JMMM. 1989. V. 79. P. 327—332.
- [10] Галкин В. Ю., Тугушев В. В., Тугушева Т. Е. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 8. С. 2290—2298.
- [11] Волков Б. А., Тугушев В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 8. С. 2428—2436.
- [12] Галкин В. Ю. // ФММ. 1987. Т. 64. № 6. С. 1199—1202.
- [13] Галкин В. Ю., Тугушева Т. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 845—852.
- [14] Буздин А. И., Меньшов В. Н., Тугушев В. В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 2204—2219.
- [15] Suzuki T. // J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 43. P. 869—874.
- [16] Alberts H. L., Lourens J. A. J. // J. Phys. F. 1988. V. 18. P. 123—135.
- [17] Галкин В. Ю., Тугушева Т. Е. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 261—264.
- [18] Benediktsson G., Hedman L., Astrom H. U., Rao K. V. // J. Phys. F. 1982. V. 12. P. 1439—1452.

Центральный  
научно-исследовательский институт  
черной металлургии им. И. П. Бардина  
Москва

Поступило в Редакцию  
3 апреля 1991 г.