

УДК 548; 537, 621

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ И РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

М. Ш. Ерухимов, С. Г. Овчинников

Теоретически рассмотрены примесные состояния в магнитных полупроводниках, образующиеся суперпозицией коллективизированных зонных и почти локализованных атомоподобных орбиталей. Вычислены угловая и температурная зависимости резонансного поля и энергии активации магнитопроводимости, обусловленные примесями. Найдена также зависимость от температуры энергии магнитной анизотропии. Результаты сопоставляются с экспериментальными данными по CdGr_2Se_4 p -типа.

Обычно при описании примесных состояний в магнитных полупроводниках используются две противоположные точки зрения. Согласно одной, примесное состояние есть отщепленный уровень от ближайшей зоны носителей, как и в немагнитных полупроводниках. Назовем такие состояния примесными s -состояниями, s -зона носителей образована в основном sp -состояниями в случае $3d$ -соединений и spd -коллективизированными состояниями в случае редкоземельных соединений. Влияние обменного взаимодействия s -состояний с локализованными магнитными моментами (d -состояния) на глубину залегания примесных уровней и ее температурную зависимость рассмотрено в работах [1-3].

Согласно второй точки зрения, донорные и акцепторные примеси приводят к иновалентным ионам за счет компенсации валентности. Это означает, что электрон (или дырка) с примеси переходит на локализованные d -состояния. Так, например, в легированном CdCr_2X_4 говорят об ионах Cr^{2+} или Cr^{4+} [4].

С точки зрения многоэлектронной модели магнитных полупроводников [5], указанные две возможности являются просто предельными случаями: если узкие d -зоны лежат высоко над дном широкой s -зоны, то примесь будет s -состоянием. Наоборот, когда s -зона лежит много выше узкой хаббардовской полосы d -состояний, то примесь будет d -подобной. Между тем для многих магнитных полупроводников, как для двойных соединений РЗМ и $3d$ -металлов, так и для тройных полупроводников со структурой шпинели, характерна ситуация, когда s -зона и d -состояния близки по энергиям. В этом случае примесное состояние будет суперпозицией s - и d -состояний. Расчету таких состояний и будет посвящена первая часть этой работы.

Как будет показано ниже, s -электроны примеси переходят с определенной вероятностью на локализованные d -орбитали из ближайших координационных сфер. Таким образом, вокруг примеси образуется некий комплекс (кластер) d -ионов с нецелочисленной промежуточной валентностью. Во второй части работы анализируется индуцированная примесями магнитная анизотропия легированных ферромагнитных полупроводников. Результаты расчета качественно согласуются с данными по ФМР [6] и по анизотропии магнитопроводимости [7].

1. Примесные состояния
в многоэлектронной модели
магнитного полупроводника

Рассмотрим полупроводник с малой концентрацией примесей, такой, чтобы корреляциями между примесями можно было пренебречь. Пусть гамильтониан равен

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \sum_{\mathbf{f}} p_{\mathbf{f}} V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{f}}), \quad (1)$$

где \mathcal{H}_0 — гамильтониан многоэлектронной модели идеального магнитного полупроводника; $V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{f}})$ — потенциал возмущения, вносимого примесью в узле решетки $\mathbf{R}_{\mathbf{f}}$; $p_{\mathbf{f}} = 1$ или $p_{\mathbf{f}} = 0$, если узел занят или не занят примесью.

В многоэлектронной модели [5, 8], кроме широких зон проводимости (c -зоны) и валентной зоны (b -зоны), учитываются конфигурации d^{n-1} , d^n и d^{n+1} магнитных ионов. В качестве возмущения рассматриваются s - d -обменное взаимодействие и s - d -гибридизация.

Разложим оператор рождения электрона по базису, включающему c - и d -состояния

$$\psi_{\sigma}^{\pm}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^{\pm}(\mathbf{r}) a_{\lambda\sigma}^{\pm}, \quad \sigma = \pm 1/2.$$

Здесь $\lambda = c, d$; $\varphi_{\lambda}(\mathbf{r})$ — функции Ванье для зоны λ ; $a_{\mathbf{f}c}^{\pm} = c_{\mathbf{f}}^{\pm}$ — обычный фермиевский оператор рождения зонного электрона; $a_{\mathbf{f}d}^{\pm} = d_{\mathbf{f}}^{\pm}$ — фермиевский оператор рождения d -электрона. В базисе d^2 , d^3 и d^4 состояний ионов хрома оператор $d_{\mathbf{f}}^{\pm}$ описывается линейной комбинацией операторов Хаббарда [8].

Пусть s - d -обменный интеграл $J > 0$. Тогда в ферромагнитной фазе нижней является зона со спином $\sigma = +1/2$ и примесные состояния будут образовываться вблизи дна этой зоны. Поэтому в дальнейшем спиновый индекс опускаем. При $T = 0$ достаточно учитывать низшие термы $|1\rangle$ и $|2\rangle$ d^n и d^{n+1} конфигураций со спинами S и $S + 1/2$, отличающимися по энергии на величину $\Omega = E(d^{n+1}) - E(d^n)$. Тогда $d_{\mathbf{f}}^{\pm} = X_{\mathbf{f}}^{21}$.

В представлении вторичного квантования (1) принимает вид

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} [\epsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^{\dagger} c_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}}^{\dagger} X_{\mathbf{k}}^{12} + X_{\mathbf{k}}^{21} c_{\mathbf{k}})] + \sum_{\mathbf{f}} \Omega X_{\mathbf{f}}^{22} + \sum_{\mathbf{f}mn} p_{\mathbf{f}} [U_{\mathbf{f}}^{cc}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) c_{\mathbf{m}}^{\dagger} c_{\mathbf{n}} + U_{\mathbf{f}}^{cd}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) (c_{\mathbf{m}}^{\dagger} X_{\mathbf{n}}^{12} + X_{\mathbf{n}}^{21} c_{\mathbf{m}}) + U_{\mathbf{f}}^{dd}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) X_{\mathbf{n}}^{21} X_{\mathbf{m}}^{12}]. \quad (2)$$

Здесь потенциал возмущения, вносимого примесью, равен

$$U_{\mathbf{f}}^{\lambda\lambda'}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) = \int \varphi_{\mathbf{m}\lambda}^*(\mathbf{r}) V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{f}}) \varphi_{\mathbf{n}\lambda'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (3)$$

зонная энергия $\epsilon_{\mathbf{k}} = \epsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} - J \langle S^z \rangle / 2$. Будем искать собственные состояния в виде

$$|\psi^+\rangle = \sum_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^{\dagger} + v_{\mathbf{k}} X_{\mathbf{k}}^{21}) |0\rangle, \quad (4)$$

где $|0\rangle$ — основное ферромагнитное состояние, когда c -зона пуста, уровень $E(d^n)$ заселен полностью, уровень $E(d^{n+1})$ пуст. Для коэффициентов u, v имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} (\epsilon_{\mathbf{k}} - E) u_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} + \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{f}qmn} p_{\mathbf{f}} e^{i(q\mathbf{m} - \mathbf{k}\mathbf{n})} [U_{\mathbf{f}}^{cc}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) u_{\mathbf{q}} + U_{\mathbf{f}}^{cd}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) v_{\mathbf{q}}] &= 0, \\ (\Omega - E) v_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} + \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{f}qmn} p_{\mathbf{f}} e^{i(q\mathbf{m} - \mathbf{k}\mathbf{n})} [U_{\mathbf{f}}^{cd}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) u_{\mathbf{q}} + U_{\mathbf{f}}^{dd}(\mathbf{m}, \mathbf{n}) v_{\mathbf{q}}] &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Если примесный потенциал локализован в области $\sim a$, a — параметр решетки, то в двойной сумме по \mathbf{m} и \mathbf{n} достаточно учесть только один член $\mathbf{m}=\mathbf{n}=\mathbf{f}$, считая, что примесь находится в узле $\mathbf{R}_f=0$; находим из (5)

$$\begin{aligned} (\varepsilon_{\mathbf{k}} - E) u_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} + U^{cc} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} u_{\mathbf{q}} + U^{cd} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}} &= 0, \\ (\Omega - E) v_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} + U^{cd} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} u_{\mathbf{q}} + U^{dd} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Решая систему (6) стандартным образом, находим

$$\begin{aligned} u_{\mathbf{k}} &= [V_{\mathbf{k}}(U^{cd}A + U^{dd}B) + (E - \Omega)(U^{cc}A + U^{cd}B)]/\Delta_{\mathbf{k}}^2, \\ v_{\mathbf{k}} &= [V_{\mathbf{k}}(U^{cc}A + U^{cd}B) + (E - \varepsilon_{\mathbf{k}})(U^{cd}A + U^{dd}B)]/\Delta_{\mathbf{k}}^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$A = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} u_{\mathbf{q}}, \quad B = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{q}}, \quad \Delta_{\mathbf{k}}^2 = (E - \varepsilon_{\mathbf{k}})(E - \Omega) - V_{\mathbf{k}}^2.$$

Дисперсионное уравнение следует из системы уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{U^{cd}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{V_{\mathbf{k}}}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} + \frac{U^{cc}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{E - \Omega}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} - 1 \right) A + \left(\frac{U^{dd}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{V_{\mathbf{k}}}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} + \frac{U^{cd}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{E - \Omega}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} \right) B &= 0, \\ \left(\frac{U^{cc}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{V_{\mathbf{k}}}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} + \frac{U^{cd}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} \right) A + \left(\frac{U^{cd}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{V_{\mathbf{k}}}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} + \frac{U^{dd}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\Delta_{\mathbf{k}}^2} - 1 \right) B &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим сначала два предельных случая.

а) Дно зоны сформировано только c -состояниями, уровень $\Omega \rightarrow \infty$. Тогда из (8) следует $B=0$ и $A \neq 0$ при

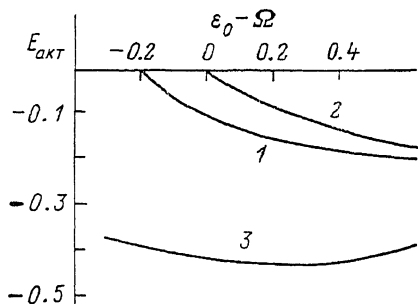
$$\frac{U^{cc}}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}} = 1, \quad v_{\mathbf{k}} = 0, \quad u_{\mathbf{k}} = \frac{U^{cc}}{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}} A,$$

что совпадает с обычным условием на примесное состояние вблизи дна c -зоны [9]. Примесное состояние отщепляется при $U^{cc} < 0$ и $|U^{cc}| > |U_0^{cc}|$, U_0^{cc} — пороговое значение потенциала. Если глубина залегания примеси δ , то волновая функция примесного состояния $\psi(\mathbf{r}) \sim \exp(-\sqrt{2m\delta}r)/r$.

б) Дно зоны сформировано d -состояниями, $\varepsilon_{\mathbf{k}} \rightarrow \infty$. Тогда имеем

Рис. 1. Глубина залегания примесного уровня для трёх наборов параметров: $U^{cc} = U^{cd} = 0$, $U^{dd} = -0.2$ эВ, $W_c = 3$ эВ (1), $U^{cc} = U^{cd} = U^{dd} = -0.2$ эВ, $W_c = 3$ эВ (2), $U^{cc} = U^{cd} = U^{dd} = -0.5$ эВ, $W_c = 1.5$ эВ (3).

W_c — ширина c -зоны, $V_k = 0.2$ эВ.



$A=0$, $B \neq 0$ при $E = \Omega + U^{dd}$, $u_{\mathbf{k}} = 0$, $v_{\mathbf{k}} = U^{dd}B/(E - \Omega)$. В этом случае примесное состояние локализовано в области $\sim a$.

В общем случае отличны от нуля и $u_{\mathbf{k}}$, и $v_{\mathbf{k}}$ — коэффициенты и глубина залегания примеси определяются всеми матричными элементами (3) и взаимным расположением c - и d -зон. Волновая функция примесного состояния в этом случае есть суперпозиция c - и d -состояний. Это означает, что с определенной вероятностью вокруг примесного центра образуются d -ионы с промежуточной валентностью.

Положение примесного уровня в зависимости от параметра $\varepsilon_0 - \Omega$, где ε_0 — дно c -зоны, показано на рис. 1. При $\varepsilon_0 \gg \Omega$ глубина залегания равна $|U^{dd}|$, а волновая функция примесного состояния локализована и

d -подобна. С приближением дна зоны к уровню Ω глубина залегания уменьшается, коэффициенты u , v в (4) становятся зависящими от квазиимпульса. В результате в волновую функцию примесного состояния дают вклад не только s -состояния, но и d -состояния соседних ионов.

Кривая \mathcal{Z} на рис. 1 относится к случаю, когда $|U^{cc}| > |U_0^{cc}|$, поэтому при $\Omega \gg \epsilon_0$ глубина залегания остается конечной (примесный уровень s -типа) в отличие от двух других случаев.

Из рис. 1 следует, что с ростом дна s -зоны (например, при нагревании энергия активации примесей растет. Рост энергии активации с увеличением температуры был предсказан ранее [9, 10] за счет флуктуационного механизма, здесь же механизм нефлуктуационный. Различие особенно ярко должно проявиться в сдвиге энергии активации под давлением при $T \rightarrow 0$.

Аналогично можно рассмотреть случай примесного потенциала, размазанного на несколько элементарных ячеек.

2. Индуцированная примесями магнитная анизотропия

Мы ограничимся ниже халькогенидными хромовыми шпинелями, где ион Cr^{3+} находится в состоянии 4A_2 с нулевым орбитальным моментом, поэтому в низших порядках теории возмущений по спин-орбитальному взаимодействию анизотропия отсутствует. Поскольку в этих полупроводниках $\epsilon_0 \sim \Omega$ [8], то вокруг примесей имеется ненулевая концентрация иновалентных ионов хрома с $L \neq 0$ и сильной спин-орбитальной связью. Представления об индуцированной анизотропии ионами Cr^{2+} использовались при интерпретации данных [4].

Как показали эксперименты [4], угловая зависимость резонансных полей H_p и ширины лин и ФМР не согласуются с результатами расчетов в рамках простых спиновых гамильтонианов. Причиной этого является сближение термов. Действительно, основное и первое возбужденное состояние Cr^{2+} , согласно [11, 12], сближаются. Наблюдавшийся экспериментально в случае Cr^{4+} противоположный по сравнению с Cr^{2+} знак анизотропии и угловая зависимость H_p до сих пор не имели теоретического объяснения. В настоящем разделе вычисляются угловая и температурная зависимости H_p .

Согласно многоэлектронной модели CdCr_2Se_4 [8] и расчетам зонной структуры халькогенидных хромовых шпинелей [13], d -уровень Ω , связанный с резонансом $d^3 \leftrightarrow pd^2$, расположен в глубине валентной зоны и pd -гибридизация дырок на потолке валентной зоны мала. Экспериментально это отражается в высокой подвижности дырок в CdCr_2Se_4 , CdCr_2S_4 . Однако в легированных образцах p -типа из-за искажения кристаллического поля в окрестности примеси уровень Ω смещается к потолку валентной зоны и гибридизация может усилиться. В результате дырка «размывается» по всем состояниям в окрестности акцептора, в том числе и по d -состояниям. Вокруг акцепторной примеси увеличивается вероятность появления иона Cr^{4+} . Экспериментальным подтверждением этой идеологии является наблюдавшееся в $\text{Cd}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ отклонение от закона Блоха в температурной зависимости намагниченности [14], обусловленное иновалентными ионами хрома.

Ион Cr^{4+} , у которого в свободном состоянии $L=3$ и $S=1$, в октаэдрическом окружении имеет нижним термом триплет 3T_1 , отделенный энергией 0.8Δ , $\Delta = 10Dq$ от возбужденного триплета 3T_2 и 1.8Δ от синглета 3A_1 [15]. В эффективном молекулярном поле снимается вырождение по спину. Поскольку спин-орбитальное расщепление мало по сравнению с обменным, то мы полагаем, что все магнитные ионы имеют максимальную проекцию S^z .

Кубическая анизотропия возникает во втором порядке теории возмущений по спин-орбитальному взаимодействию λLS . Расчет угловой за-

зависимости термов проводится стандартным методом эффективного спинового гамильтониана.

Если обозначить $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ — направляющие косинусы внешнего магнитного поля (и магнитного момента при $T \ll T_c$), то угловая зависимость термов определяется из следующего уравнения:

$$x^3 - 2x^2 + 4[\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 - \alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2] = 0, \quad (9)$$

здесь размерная энергия равна

$$E = \frac{25}{12} \frac{\lambda^2}{\Delta} x \equiv g\mu_B H_A x.$$

Для характерных направлений имеем

- а) $\langle 100 \rangle$: $x_1 = x_2 = 0, x_3 = 2$,
 б) $\langle 111 \rangle$: $x_1 = -2/3, x_2 = x_3 = 4/3$,
 в) $\langle 110 \rangle$: $x_1 = (1 - \sqrt{5})/2, x_2 = 1, x_3 = (1 + \sqrt{5})/2$. (10)

Из угловой зависимости низших термов Cr^{4+} (рис. 2) видно, что в направлении $\langle 100 \rangle$ имеет место вырождение основного и первого возбужден-

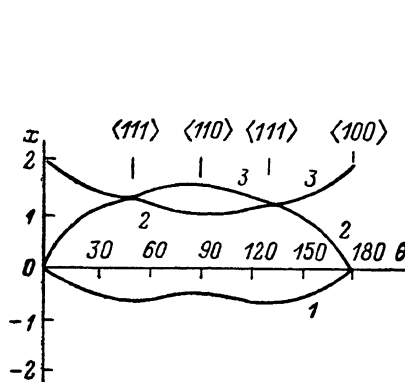


Рис. 2. Угловая зависимость низших термов иона Cr^{4+} .

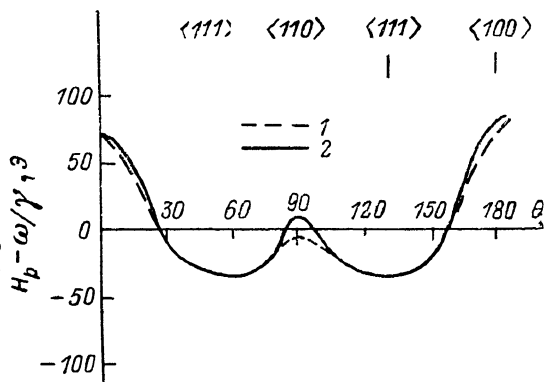


Рис. 3. Угловая зависимость резонансных полей. 1 — теория, 2 — эксперимент на $\text{Cd}_{0.998}\text{Ag}_{0.015}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [4]

ного уровней, а в направлении $\langle 111 \rangle$ вырождение двух возбужденных уровней.

Вклад в свободную энергию, связанный с ионами Cr^{4+} , равен (при $T \ll T_c$)

$$\delta F = -TN_A \ln [e^{-E_1/T} + e^{-E_2/T} + e^{-E_3/T}]. \quad (11)$$

В области $g\mu_B H_A \ll T \ll T_c$ можно разложить экспоненты в степенной ряд, кубические по E/T члены дают первый исчезающий вклад в энергию магнитной анизотропии

$$F_a = -\frac{2}{3} \frac{(g\mu_B H_A)^3}{T^2} N_A [\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 - \alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2]. \quad (12)$$

Таким образом, константы кубической анизотропии K_1 и K_2 равны по модулю и противоположны по знаку, а их температурная зависимость $\sim T^2$. Легким направлением является $\langle 111 \rangle$. С понижением T при $T \ll g\mu_B H_A$ необходимо учитывать все члены ряда и магнитная анизотропия не описывается двумя первыми константами.

Частоты ФМР находятся стандартным методом [16]. Введем феноменологически раздвижку вырожденных уровней $\delta_0 g\mu_B H_A$, $\delta_0 \ll 1$, которая

обусловлена различными неучтенными взаимодействиями. При $T \ll T_c$ получаем ($y \equiv g\mu_B H_A/T$)

$$\begin{aligned}\omega^{<100>} &= \gamma \left\{ H + 2N_A H_A \frac{e^{-2y} - 2 \operatorname{sh} \delta_0 y / \delta_0}{e^{-2y} + 2 \operatorname{ch} \delta_0 y} \right\}, \\ \omega^{<111>} &= \gamma \left\{ H + \frac{8}{9} N_A H_A \frac{1 + (2/\delta_0) e^{-2y} \operatorname{sh} \delta_0 y}{1 + 2e^{-2y} \operatorname{ch} \delta_0 y} \right\}, \\ \omega^{<110>} &= \gamma \{ (H - R)(H + 4R) \}^{1/2}, \quad R = N_A H_A \frac{a_+ e^{-y x_3} - 2e^{-y} + a_- e^{-y x_1}}{e^{-y x_1} + e^{-y} + e^{-y x_3}}, \\ a_{\pm} &= \frac{\sqrt{5} \pm 1}{\sqrt{5}}.\end{aligned}\quad (13)$$

Здесь N_A — концентрация ионов Cr^{4+} , которая определяется как $N_A = cP$, где c — концентрация примесных центров, а P — вероятность заполнения d^2 -терма. Эта вероятность может быть найдена по результатам раздела 1 (см. (4)), если в последнем перейти к дырочному представлению

$$P \sim \sum_{\mathbf{k}} |v_{\mathbf{k}}|^2.$$

При $T=0$ резонансные частоты определяются формулами

$$\begin{aligned}\omega^{<100>} &= \gamma(H - 2N_A H_A / \delta_0), \quad \omega^{<111>} = \gamma(H + 8/9 N_A H_A), \\ \omega^{<110>} &= \gamma \left\{ \left[H - \frac{\sqrt{5} - 1}{\sqrt{5}} N_A H_A \right] \left[H + \frac{4(\sqrt{5} - 1)}{\sqrt{5}} N_A H_A \right] \right\}^{1/2}.\end{aligned}\quad (14)$$

Угловая зависимость резонансных полей показана на рис. 3, где также приведены экспериментальные данные для $\text{Cd}_{1-c}\text{Ag}_c\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [4], снятые на частоте $\omega/2\pi = 9.1$ ГГц при $T = 4.2$ К. При построении полагалось $c = 0.015$, $P = 0.1$, $\lambda = 140$ см $^{-1}$, $\Delta \sim 15\,000$ см $^{-1}$ [8], $\delta_0 \approx 0.3$. Видно качественное согласие теории с экспериментом. С ростом T поле анизотропии уменьшается.

Знание уровней энергии Cr^{4+} позволяет определить также анизотропию концентрации носителей тока в валентной зоне. Энергия активации определяется выражением

$$E_a = \Omega - \varepsilon_b = E(\text{Cr}^{3+}) - E(\text{Cr}^{4+}) - \varepsilon_b, \quad (15)$$

где ε_b — потолок валентной зоны. Так как $E(\text{Cr}^{3+})$ от углов не зависит, а $E(\text{Cr}^{4+})$ зависит, то при изменении направления внешнего поля E_a меняется. Из-за того что $E(\text{Cr}^{4+})$ входит в (15) со знаком минус, угловая зависимость E_a противоположна угловой зависимости резонансных полей: минимум достигается в направлении $\langle 100 \rangle$, а максимум — $\langle 111 \rangle$. Соответствующая угловая зависимость магнитопроводимости наблюдалась экспериментально [7] в CdCr_2Se_4 : Ag.

Л и т е р а т у р а

- [1] Yanase A., Kasuya T. // J. Phys. Soc. Jap. 1968. V. 25. N 4. P. 1025—1042.
- [2] Нагаев Э. Л. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 12. С. 3438—3447.
- [3] Ирхин В. Ю., Кацнельсон М. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 10. С. 3055—3062.
- [4] Гуревич А. Г., Байрамов А. И., Эмирян Л. М. и др. // Магнитные полупроводниковые шпинели типа CdCr_2Se_4 . Кишинев, 1978. С. 30—42.
- [5] Ерухимов М. Ш., Овчинников С. Г. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 2. С. 351—358.
- [6] Байрамов А. И., Гуревич А. Г., Карпович В. И. и др. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 3. С. 687—691.
- [7] Бергажский В. Н., Чернов В. К. // Магнитные полупроводники и их свойства. Красноярск, 1980. С. 44—73.
- [8] Гавричков В. А., Ерухимов М. Ш., Овчинников С. Г., Эдельман И. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1275—1287.
- [9] Лифшиц И. М. // УФМ. 1964. Т. 83. № 4. С. 617—663.
- [10] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979. 432 с.

- [11] Hoekstra B., Stapele R. P., Voermans A. B. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 7, P. 2762—2769.
- [12] Gurevich A. G., Karpovich V. I., Rubalskaya E. V. et al. // Phys. St. Sol. (b), 1975. V. 69. N 2. P. 731—740.
- [13] Oguchi T., Kambara T., Condaïra K. I. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 2. P. 872—879; 1981. V. 24. N 6. P. 3441—3444.
- [14] Балаев А. Д., Бержанский В. Н., Вальков В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 5. С. 267—270.
- [15] Ван-Флек Дж. // УФН. 1979. Т. 127. № 1. С. 3—18.
- [16] Ферромагнитный резонанс. Сб. статей. М., 1961. 344 с.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
17 июня 1988 г.