

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА ЭПР ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

*В. А. Ацаркин, В. В. Демидов**

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
103907, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 июля 1997 г.

Теоретически рассмотрена эволюция спектров ЭПР в металлах, содержащих как электроны проводимости, так и локализованные парамагнитные центры с неоднородным уширением магнитного резонанса. Показана возможность эффективного сужения такого спектра в условиях релаксационного узкого горла при произвольной функции распределения неоднородного уширения. Экспериментально исследована температурная зависимость спектра ЭПР в полимерной фазе RbC_{60} в области перехода металл–диэлектрик. Применение расчетов к экспериментальным данным продемонстрировало хорошее согласие с физической моделью в предположении квазиодномерной природы данного вещества.

1. ВВЕДЕНИЕ

Форма линии ЭПР в металлах, содержащих помимо электронов проводимости локализованные парамагнитные центры, как правило, анализируется на основе теории Барнеса–Плефке [1]. В роли локализованных центров могут выступать или различные примеси, обладающие неспаренным спином, или те же электроны проводимости, но локализованные по тем или иным причинам.

Для наглядного описания кинетики различных процессов, происходящих в подобных системах, удобно представить делокализованные и локализованные спины в виде двух подсистем: соответственно e и s . На рис. 1 схематично показаны непосредственное взаимодействие между подсистемами с соответствующими скоростями V_{es} и V_{se} и их прямые связи с решеткой со скоростями V_{eL} и V_{sL} . Динамику таких подсистем исследуют с помощью уравнений Блоха–Хасегавы для намагниченностей локализованных и делокализованных спинов [1, 2]. В случае когда обменное взаимодействие подсистем между собой превосходит их парциальные связи с решеткой ($V_{es}, V_{se} \gg V_{eL}, V_{sL}$), возникают связанные колебания спиновых намагниченностей электронов проводимости и локализованных спинов, т. е. наблюдается явление релаксационного узкого горла [1]. При этом система характеризуется единой лоренцевской линией ЭПР. В противоположном пределе спектр разбивается на две линии с центральными частотами ω_e и ω_s , характеризующими каждую из подсистем в отдельности.

Эволюция спектра ЭПР в подобных системах подробно исследовалась во многих работах (см. соответствующие ссылки в обзоре [1]). Однако в большинстве экспериментов картина смазывается огромной шириной резонанса электронов проводимости. Тем не менее есть достаточное число объектов, в которых «собственная» ширина линии

* E-mail: demidov@mail.cplire.ru

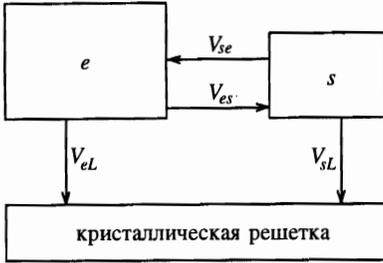


Рис. 1. Схема связей спиновых подсистем электронов проводимости и локализованных спинов между собой и с кристаллической решеткой

ЭПР от электронов проводимости сравнима с шириной ЭПР локализованных центров. Здесь прежде всего следует упомянуть квазиодномерные органические проводники [3, 4] и недавно открытые полимерные проводящие фазы фуллеридов RbC_{60} и CsC_{60} [5–8]. Квазиодномерность последних все еще является предметом дискуссий, но относительно узкая линия ЭПР от электронов проводимости (2–6 Гс) является дополнительным подтверждением низкой размерности этих веществ. Особый интерес в квазиодномерных проводниках вызывает переход металл–диэлектрик, который, в свою очередь, сопровождается резким изменением спектра ЭПР.

Важной задачей ЭПР-спектроскопии одномерных систем является учет неоднородного (не связанного со скоростью V_{sL}) уширения линии ЭПР от локализованных спинов. В 1984 году Тагиров и Трутнев расширили теорию Барнеса–Плефке на случай произвольного распределения резонансных частот локализованных спинов с функцией $g(\Omega)$ [9], где

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega)d\Omega = 1. \tag{1}$$

Они показали, что при скорости связи V_{se} (см. рис. 1), превосходящей некоторую характерную ширину неоднородного распределения резонансных частот $\tilde{\Delta}$, происходит их усреднение, или, что то же самое, сужение спектра быстрым движением. Однако такое сужение было наглядно продемонстрировано только для случая конечных вторых моментов M_2 функции $g(\Omega)$, где

$$M_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega^2 g(\Omega)d\Omega. \tag{2}$$

При этом вклад неоднородного уширения уменьшался до величины M_2/V_{se} . В следующем разделе мы проведем расчет спектра ЭПР в широком диапазоне изменения скоростей V_{se} , V_{es} , характерном для перехода металл–диэлектрик, и покажем, что аналогичный эффект сужения неоднородной линии должен наблюдаться в более общем случае: для любой функции $g(\Omega)$, удовлетворяющей условию (1).

В третьем разделе мы приводим наши экспериментальные данные по температурной зависимости спектров ЭПР и расчеты для интерпретации этих спектров в полимерной фазе фуллерида RbC_{60} в области перехода металл–диэлектрик [10].

2. РАСЧЕТ СПЕКТРА ЭПР ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

В качестве исходной точки наших расчетов спектров ЭПР мы использовали кинетические уравнения для намагниченностей делокализованных и локализованных спинов из работы [9], дополненные, для полноты картины, слагаемыми, учитывающими непосредственную спин-решеточную релаксацию локализованных спинов.

Полностью следуя рекомендациям работы [9], мы получили точное (в рамках модели) решение для мнимой части динамической восприимчивости делокализованных и локализованных спинов в виде

$$\chi''(\omega) = \frac{PY + RX}{X^2 + Y^2}. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$P \equiv \omega_s \chi_s \delta_e + \omega_e \chi_e q_s + 2\omega_s \omega_e \lambda \chi_s \chi_e - b_s(\Sigma_e + B_s) - b_e(\Sigma_s + B_e),$$

$$R \equiv \omega_s \chi_s (\Sigma_e + B_s) + \omega_e \chi_e (\Sigma_s + B_e) + b_s(\delta_e + \omega_e \lambda \chi_e) + b_e(q_s + \omega_s \lambda \chi_s),$$

$$X \equiv \omega_s \omega_e \lambda^2 \chi_s \chi_e + \Sigma_e \Sigma_s - B_e B_s - q_s \delta_e,$$

$$Y \equiv q_s \Sigma_e + \delta_e \Sigma_s + \lambda(\omega_e \chi_e B_e + \omega_s \chi_s B_s),$$

$$\delta_e = \omega_e \frac{\chi_e}{\chi_e^0} - \omega, \quad \delta_s = \omega_s \frac{\chi_s}{\chi_s^0} - \omega, \quad \kappa \equiv \frac{\omega_s}{\omega_e},$$

$$q_s = \frac{A}{A^2 + B^2}, \quad A \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\Omega + \delta_s)g(\Omega)}{(\Omega + \delta_s)^2 + W_s^2} d\Omega, \quad B \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W_s g(\Omega)}{(\Omega + \delta_s)^2 + W_s^2} dW,$$

$$\Sigma_s \equiv \frac{B}{A^2 + B^2} + \kappa \lambda \chi_e^0 V_{es}, \quad \Sigma_e \equiv W_e + \kappa^{-1} \lambda \chi_s^0 V_{se},$$

$$W_e \equiv V_{es} + V_{eL}, \quad W_s \equiv V_{se} + V_{sL},$$

$$B_e \equiv \kappa V_{es} + \lambda \chi_s^0 W_s, \quad B_s \equiv \kappa^{-1} V_{se} + \lambda \chi_e^0 W_e,$$

$$b_e \equiv \chi_e^0 W_e - \kappa^{-1} \chi_s^0 V_{se}, \quad b_s \equiv \chi_s^0 W_s - \kappa \chi_e^0 V_{es},$$

ω_e, ω_s и χ_e, χ_s — резонансные частоты и статические восприимчивости для делокализованных и локализованных центров, а λ — константа молекулярного поля, вводимого для учета взаимного влияния e - и s -подсистем [1]. Следует обратить внимание на отличие парциальных восприимчивостей χ_e^0 и χ_s^0 от полных статических восприимчивостей χ_e и χ_s . Связь между ними видна из соотношений для намагниченностей M_e и M_s во внешнем магнитном поле H_0 :

$$M_e = \chi_e^0(H_0 + \lambda M_s), \quad M_s = \chi_s^0(H_0 + \lambda M_e).$$

Кинетические коэффициенты

$$V_{es} = \frac{8\pi c}{3\hbar} S(S+1)\rho J^2, \quad (4)$$

$$V_{se} = \frac{4\pi}{\hbar} (\rho J)^2 k_B T \quad (5)$$

определяются оверхаузеровским и корринговским механизмами связи подсистем электронов проводимости с локализованными спинами и наоборот [1]. В соотношениях (4), (5) ρ — плотность состояний электронов проводимости на уровне Ферми, J — величина обменного интеграла, S и c — спин и концентрация локализованных спинов, k_B — константа Больцмана. В свою очередь кинетические коэффициенты связаны принципом детального равновесия с парциальными статическими восприимчивостями:

$$V_{es}\chi_e^0 = V_{se}\chi_s^0. \quad (6)$$

Математический анализ выражения (3) показывает, что в условиях сильного эффекта узкого горла и при

$$\alpha \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Omega^2 g(\Omega)}{(\delta_s + \Omega)^2 + W_s^2} d\Omega \ll 1 \quad (7)$$

мнимая часть динамической восприимчивости общей спиновой системы описывается единой лоренцевской линией с полушириной

$$\Delta_L = \frac{\chi_s^0 V_{sL} + \chi_e^0 V_{eL}}{\chi_s^0 + \chi_e^0} + \alpha \frac{V_{es} V_{se}}{V_{es} + V_{se}}. \quad (8)$$

Заметим, что для выполнения неравенства (7) необходимо $V_{se} \gg \tilde{\Delta}$. Из выражения (8) видно, что при $V_{se} \geq V_{es}$ сужение спектра возможно при любой форме неоднородного уширения. Например, при $M_2/V_{se}^2 \ll 1$ получается хорошо известный результат

$$\Delta_L = \frac{\chi_s^0 V_{sL} + \chi_e^0 V_{eL}}{\chi_s^0 + \chi_e^0} + \frac{\chi_s^0}{\chi_s^0 + \chi_e^0} \frac{M_2}{V_{se}}. \quad (9)$$

В случае расходящегося второго момента функции $g(\Omega)$ формула (9) неприменима и выражение для Δ_L определяется конкретным видом распределения $g(\Omega)$. В частности, для лоренцевской зависимости

$$g(\Omega) = \frac{\tilde{\Delta}/\pi}{\tilde{\Delta}^2 + \Omega^2} \quad (10)$$

неравенство (7) сводится просто к $V_{se} \gg \tilde{\Delta}$, при этом

$$\Delta_L = \frac{\chi_s^0 V_{sL} + \chi_e^0 V_{eL}}{\chi_s^0 + \chi_e^0} + \frac{\chi_s^0}{\chi_s^0 + \chi_e^0} \tilde{\Delta}. \quad (11)$$

Таким образом, и в этом случае при $\chi_s^0 < \chi_e^0$, или, что то же самое, при $V_{se} > V_{es}$, неоднородное уширение будет сужено быстрым обменом между подсистемами.

Итак, из выражений (9) и (11) видно, что в условиях сильной связи между подсистемами s и e может произойти резкое сужение их общего спектра ЭПР. С ослаблением взаимодействия подсистем s и e каждая из них становится все более самостоятельной, и в пределе полного разрыва связи спектр ЭПР будет состоять из двух линий: лоренцевской линии, описывающей резонанс электронов проводимости, и линии с формой $g(\Omega)$ (при условии $\Delta \gg V_{sL}$), характеризующей резонанс локализованных спинов.

Наибольший интерес, по крайней мере с точки зрения перехода металл–диэлектрик, представляет промежуточный случай. Здесь не удастся получить аналитическую формулу. Поэтому мы провели численный расчет частотной зависимости мнимой части динамической восприимчивости $\chi''(\omega)$ некоей модельной системы. Предполагалось, что эта система содержит электроны проводимости с g -фактором $g_e = 2.0002$ и с активационным поведением статической восприимчивости:

$$\chi_e(T) = \chi_e(T_0) \exp(-E_A/k_B T),$$

и локализованные спины с восприимчивостью, подчиняющейся закону Кюри:

$$\chi_s(T) = \chi_s(T_0)(T_0/T).$$

При этом температурные зависимости кинетических коэффициентов связи подсистем были взяты в виде

$$V_{es}(T) = V_{es}(T_0) \exp(-E_A/k_B T), \quad V_{se}(T) = V_{se}(T_0)(T/T_0) \exp(-2E_A/k_B T).$$

Физический смысл параметров E_A , $\chi_e(T_0)$, $\chi_s(T_0)$, $V_{es}(T_0)$ и $V_{se}(T_0)$ (T_0 — некая произвольная температура) очевиден, а их численные значения выбирались из условия наглядности демонстрационного примера. Хотя предложенные зависимости носят сугубо модельный характер, тем не менее они достаточно близки к реальной ситуации перехода металл–диэлектрик. Как известно, такой переход сопровождается возникновением энергетической щели $E_g = 2E_A$ вблизи поверхности Ферми. В результате концентрация носителей начинает резко падать с понижением температуры, как правило, по активационному закону с энергией активации E_A . По этой же причине появляется активационный закон в температурных зависимостях V_{es} , V_{se} и χ_e . Кроме того, в нашем модельном расчете использовалась лоренцевская форма функции распределения $g(\Omega)$ (10), чтобы убедительно продемонстрировать эффект сужения в этом нетривиальном случае.

Расчитанный при каждой конкретной температуре спектр приближенно описывался суммой двух лоренцевских кривых. Конечно, при наличии связи между подсистемами e и s общий спектр нельзя представлять в виде суммы двух независимых линий ЭПР. Однако предлагаемая аппроксимация оказалась достаточно удачной. В частности, в приведенном ниже примере при подгонке расчетной кривой суммой двух лоренцевских линий отношение корня из среднеквадратичной ошибки к «размаху» расчетной кривой не превышало 0.2% во всем диапазоне изменения V_{se} . Тем самым подгоночные кривые практически не отличались от расчетных спектров. На рис. 2 показаны зависимости g -факторов и полуширин $\Delta_{1/2}$ каждой из лоренцевских компонент от величины параметра V_{se} . Все частотные величины отнормированы на неоднородную полуширину Δ . Видно, что при $V_{se} > 20\Delta$ спектр ЭПР описывается единой лоренцевской линией. Затем он усложняется, но, как было отмечено выше, хорошо описывается суммой двух лоренцевских кривых во всем диапазоне изменения параметра V_{se} . При этом

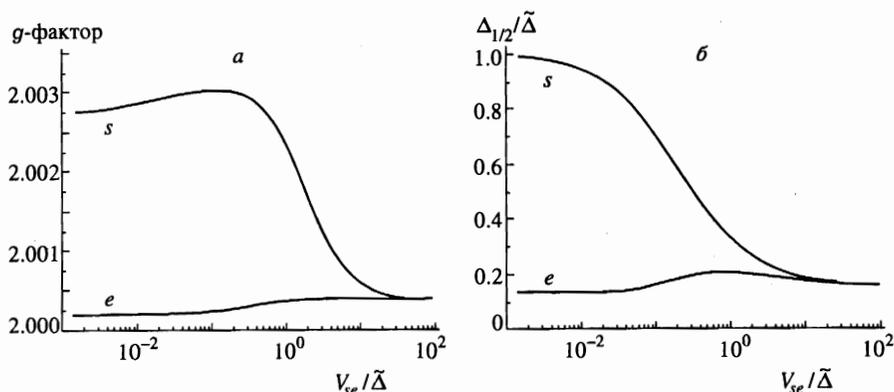


Рис. 2. Расчетные значения зависимостей g -факторов (а) и полуширин (б) двух лоренцевских компонент спектра ЭПР от величины параметра V_{se} в случае лоренцевской функции неоднородного уширения

одна лоренцевская кривая монотонно уширяется до величины $\tilde{\Delta}$, а ее g -фактор стремится к g -фактору локализованных спинов. В то же время параметры второй кривой постепенно приближаются к значениям, соответствующим электронам проводимости. Такое поведение выделенных лоренцевских компонент позволяет ассоциировать их с линиями ЭПР от подсистем s и e .

Итак, численные расчеты наглядно продемонстрировали значительное сближение резонансных частот основной массы локализованных спинов (эффект сужения спектра) за счет сильного обменного взаимодействия подсистем e и s . При этом второй момент функции распределения локальных магнитных полей, в которых изначально находятся локализованные спины, может быть как угодно велик.

3. СПЕКТР ЭПР В ПОЛИМЕРНОЙ ФАЗЕ RbC_{60} ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

Мы провели экспериментальное исследование спектров ЭПР и различных релаксационных характеристик в полимерной фазе RbC_{60} ¹⁾ при понижении температуры от 300 до 4.2 К. Спектры ЭПР снимались на спектрометре Bruker ER-200 на частоте $\omega/2\pi = 9.56$ ГГц. Температура образцов изменялась с помощью оксфордской приставки с криостатом ESR 900 (относительная точность установки температуры ± 0.1 К) и дополнительно контролировалась по сигналу ЭПР от реперного кусочка рубина. Релаксационные характеристики снимались на самодельном спектрометре, описанном в [10]. Основные общие результаты опубликованы в работе [11], здесь же мы подробно остановимся только на эволюции спектра ЭПР в этом веществе при переходе металл-диэлектрик. Дело в том, что при достаточно высоких температурах спектр ЭПР, обычно приписываемый электронам проводимости, идеально описывался лоренцевской кривой. Однако при понижении температуры ниже 55 К линия ЭПР становилась асимметричной и у нее появлялись широкие крылья (рис. 3). При этом интегральная интен-

¹⁾ Вещество было любезно предоставлено L. Forró (Département de Physique, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland).

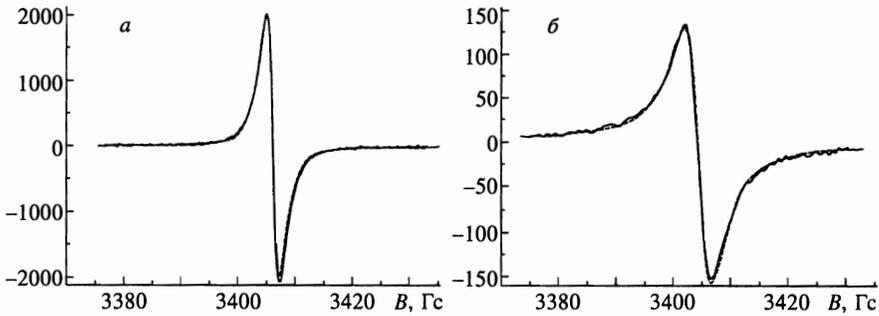


Рис. 3. Пример подгонки экспериментальных спектров ЭПР расчетными кривыми (приведенные сигналы нормированы на репер). Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет с параметрами, приведенными в тексте, при $T = 60.6$ К (а) и 30.1 К (б)

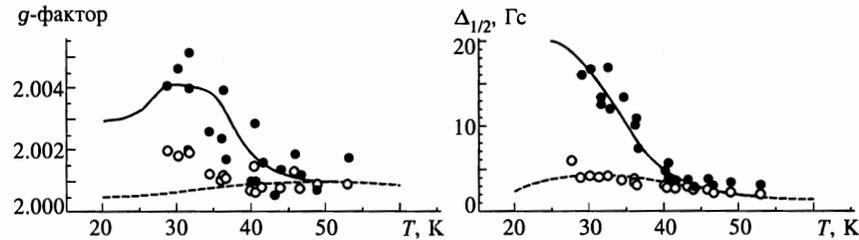
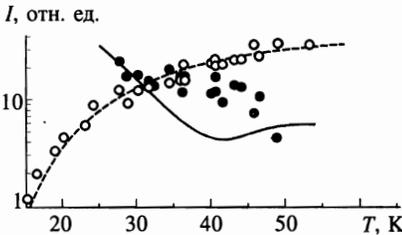


Рис. 4. Сравнение температурного изменения экспериментальных и расчетных параметров спектра ЭПР в RbC_{60} : светлые и темные кружки — экспериментальные значения параметров выделенных компонент, соответствующих e - и s -подсистемам. Штриховые линии — расчет с параметрами, приведенными в тексте



сивность I — площадь под резонансной кривой, отождествляемая с полной спиновой восприимчивостью, — резко падала (рис. 4). Аналогичное падение восприимчивости в RbC_{60} уже наблюдалось ранее и интерпретировалось как переход металл-диэлектрик с критической температурой перехода $T_c = 55$ К [5]. На наличие такого перехода указывают и исследования релаксационных характеристик [10] и электрической проводимости этого вещества [12, 13] в том же температурном интервале.

Мы предполагаем, что помимо свободных носителей в образовании спектра ЭПР в полимерной фазе RbC_{60} принимают участие локализованные парамагнитные центры, роль которых могут играть, например, концы оборванных полимерных цепей из молекул C_{60} . Таким образом, данную систему можно анализировать в рамках модели двух связанных спиновых подсистем, рассмотренной в предыдущем разделе.

В процессе анализа мы положили $\lambda = 0$. Контрольные расчеты с $\lambda \neq 0$ показыва-

ли, что влияние этой константы сводится, в основном, к взаимному изменению центральных резонансных частот обеих спиновых подсистем и, следовательно, не является принципиальным для последующих выводов. В качестве температурной зависимости статической восприимчивости локализованных спинов мы использовали закон Кюри: $\chi_s(T) = \chi_s(T_c)(T_c/T)$. При этом мы предполагали, что локализованные спины испытывают неоднородное уширение с гауссовским распределением

$$g(\Omega) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{2\sigma^2}\right). \quad (12)$$

Здесь $\sigma = \bar{\Delta}/\sqrt{2 \ln 2}$. Для вычисления статической восприимчивости делокализованных спинов мы следовали указанию на квазиодномерный характер электрической проводимости в этом материале [12] и применили формулу, полученную для восприимчивости квазиодномерного проводника с энергетической щелью $E_g = 2E_A$ вблизи поверхности Ферми [14]:

$$\chi_e(T) = 2\chi_e(T_c) \int_D^\infty \frac{x}{\sqrt{x^2 - D^2}} \frac{e^x}{(1 + e^x)^2} dx, \quad (13)$$

где $D \equiv E_A/k_B T$. С понижением температуры последняя формула стремится к выражению

$$\chi_e(T) = 2\chi_e(T_c)\sqrt{D} e^{1-D},$$

которое хорошо аппроксимирует (13) уже при $D > 4$. Таким образом, температурная зависимость $\chi_e(T)$ помимо активационного закона приобретает дополнительный множитель $T^{-1/2}$. Вот почему кинетический коэффициент для корринговской релаксации мы взяли в виде

$$V_{se} = V_{se}(T_c) \exp\left(-\frac{2E_A}{k_B T}\right), \quad (14)$$

который уже успешно использовался для данного материала [11]. Температурное поведение V_{es} определялось принципом детального равновесия (6). Что касается температурной зависимости величины энергетической щели $E_A(T)$, то общепринятых теоретических указаний на этот счет нет. Анализ наших экспериментальных данных на основе описываемой модели потребовал быстрого открывания щели с понижением температуры. Поэтому для определенности мы в своих расчетах использовали $E_A(T)$ в виде

$$E_A(T) = \begin{cases} 0, & T \geq T_c \\ D(0) [1 - (T/T_c)^6], & T < T_c \end{cases}, \quad (15)$$

исходя из наилучшей подгонки расчетных кривых к экспериментальным зависимостям. Из тех же соображений при расчетах были взяты следующие значения для других параметров: $\kappa = 1.0013$, $\Delta(0)/k_B = 80$ К, $\chi_e(T_c)/\chi_s(T_c) = 4.0$, $\omega_s/\sigma = 150$, $V_{se}(T_c)/\sigma = 30$, $V_{eL}/\sigma = 0.11$ и $V_{sL}/\sigma = 0.11$. Кроме того, для лучшего соответствия расчетных кривых экспериментальным данным мы заложили монотонное увеличение скорости V_{sL} в два раза при увеличении температуры от 40 до 55 К. Пример сравнения экспериментальных спектров ЭПР с расчетными показан на рис. 3. Видно, что модельные спектры удовлетворительно описывают эксперимент.

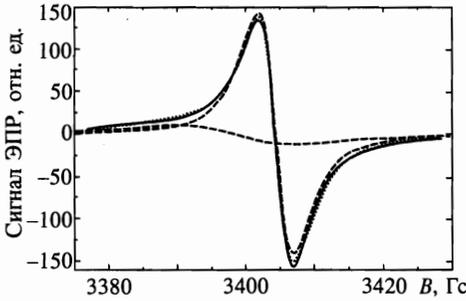


Рис. 5. Пример разложения расчетного спектра ЭПР на сумму двух лоренцевских компонент. Сплошная кривая — расчетный спектр для $T = 30.1$ К (сравнение с экспериментом см. на рис. 3), штриховые линии — лоренцевские кривые отдельных компонент, пунктир — сумма этих компонент

Дальнейшая обработка вычисленных спектров сводилась, как и в предыдущем разделе, к представлению расчетных кривых в виде суммы двух лоренцевских линий. Отметим, что, несмотря на гауссовский вид функции $g(\Omega)$, расчетные спектры достаточно хорошо разлагались на лоренцевские компоненты вплоть до $T = 30$ К (пример такого разложения приведен на рис. 5), и лишь при более низкой температуре проявлялся гауссовский характер неоднородного уширения. Последнее обстоятельство снижает достоверность интерпретации широкой компоненты спектра при $T < 30$ К, но по-прежнему оставляет в силе описание узкой компоненты спектра, определяемой электронами проводимости.

На рис. 4 приведены зависимости g -факторов, полуширин и интенсивностей двух лоренцевских компонент, на которые разлагались как экспериментальные, так и расчетные спектры. Из рисунка видно, что расчетные кривые удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Расхождение в поведении g -фактора узкой лоренцевской компоненты при $T < 35$ К можно отнести за счет пренебрежения величиной λ , о чем уже упоминалось выше. Заниженные значения интенсивностей широкой компоненты при $T > 35$ К мы затрудняемся объяснить в рамках рассматриваемой модели, хотя надо отметить значительную погрешность в определении амплитуды данной компоненты в этом температурном диапазоне.

В то же время следует отметить, что роль подгоночных параметров фактически играли всего четыре величины: κ , $V_{se}(T_c)$, $\chi_e(T_c)/\chi_s(T_c)$ и $\Delta(0)$. При этом величина κ достаточно однозначно определялась из экспериментального соотношения g -факторов обеих компонент в условиях отсутствия эффекта узкого горла (при низких температурах), а $\Delta(0)$ — из экспериментального спада интенсивности узкой компоненты при $T < 30$ К.

Переход от безразмерных величин к реальным дает следующие значения параметров: $g_s = 2.0031$, $g_e = 2.0004$, $\sigma/2\pi = 63.7$ МГц, $V_{se}(T_c) = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $V_{eL} = 4.5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, $V_{sL} = 9.0 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\chi_e(T_c) = 8.8 \cdot 10^{-8}$ э.м.е./моль, $\chi_s(T_c) = 2.2 \cdot 10^{-8}$ э.м.е./моль и $\Delta(0)/k_B = 80$ К.

В заключение выделим основные результаты нашей работы. В металлах, содержащих как электроны проводимости, так и локализованные парамагнитные центры, спектр ЭПР в условиях сильного эффекта узкого горла описывается единой лоренцевской кривой независимо от вида распределения локальных магнитных полей в образце. При этом возможно эффективное уменьшение неоднородного вклада в совместный спектр ЭПР связанных спиновых подсистем электронов проводимости и локализованных парамагнитных центров при любой функции распределения $g(\Omega)$. В промежуточной области перехода от условий сильного эффекта узкого горла к случаю независимых

спиновых подсистем общий спектр ЭПР можно с хорошей точностью описать суммой двух лоренцевских линий, каждая из которых ассоциируется с одним из типов центров, причем такое представление справедливо и при гауссовской зависимости неоднородного уширения. Применение наших расчетов к экспериментальным данным по температурной зависимости спектров ЭПР в полимерной фазе RbC_{60} продемонстрировало хорошее согласие полученных результатов с моделью квазиодномерного металла, содержащего две связанные эффективным обменом подсистемы: электронов проводимости и примесных парамагнитных центров.

Мы благодарим Л. Форро (L. Forró) и А. Яноши (A. Jánosy) за предоставление вещества RbC_{60} и за полезные дискуссии, а также С. Н. Артеменко, С. Зайцева-Зотова и Н. Н. Кирову за интересные замечания в ходе обсуждения нашей работы.

Работа поддержана грантом № 96-02-19719 Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. S. E. Barnes, *Adv. Phys.* **30**, 801 (1981).
2. H. Hasegawa, *Prog. Theor. Phys.*, Osaka **27**, 483 (1959).
3. G. Sachs, E. Pöhlmann, and E. Dormann, *J. Magn. and Magn. Mat.* **69**, 131 (1987).
4. D. Jérôme and H. J. Schulz, *Adv. Phys.* **31**, 299 (1982).
5. O. Chauvet, G. Oszlányi, L. Forró et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2721 (1994).
6. S. Pekker, L. Forró, L. Mihály, and A. Jánosy, *Sol. St. Comm.* **90**, 349 (1994).
7. A. Jánosy, O. Chauvet, S. Pekker et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1091 (1993).
8. J. Robert, P. Petit, J.-J. André et al., *Sol. St. Comm.* **96**, 143 (1995).
9. Л. П. Тагиров, К. Ф. Тругнев, *ЖЭТФ* **86**, 1092 (1984).
10. В. А. Ацаркин, Г. А. Васнёва, В. В. Демидов, *ЖЭТФ* **108**, 927 (1995).
11. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, and G. A. Vasneva, *Phys. Rev. B* **56**, 9448 (1997).
12. F. Bommeli, L. Degiorgi, P. Wachter et al., *Phys. Rev. B* **51**, 14794 (1995).
13. J. Hone, M. S. Fuhrer, K. Khazeni, and A. Zettl, *Phys. Rev. B* **52**, R8700 (1995).
14. D. C. Jonston, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2049 (1984).