

Спиновый резонанс электронов проводимости и ЭПР локализованных моментов в низкоразмерном органическом проводнике $[Pd(dddt)_2]Ag_{1.5}Br_{3.5}$

© С.В. Капельницкий, Л.А. Куш*

*Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

Институт химической физики Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: kapelnitsky@imp.kiae.ru

(Поступила в Редакцию 17 февраля 1999 г.
В окончательной редакции 21 июня 1999 г.)

В спектрах ЭПР квазидвумерного органического металла $[Pd(dddt)_2]Ag_{1.5}Br_{3.5}$ наблюдаются сигналы спинового резонанса электронов проводимости (СРЭП) и сигналы от локализованных магнитных моментов Ag^{2+} . В системе Ag^{2+} обнаружено сильное косвенное антиферромагнитное обменное взаимодействие с константой Вейсса $\Theta = -280(25)$ К, которое приводит к магнитному упорядочению при температуре $T_0 = 70(10)$ К. При той же температуре T_0 наблюдается аномалия ширины линии СРЭП. Обнаруженная особенность ширины линии СРЭП наряду с особенностями температурной зависимости проводимости объясняются взаимодействием электронов проводимости с локализованным в анионных слоях ионами Ag^{2+} ($\pi-d$ -взаимодействие) и антиферромагнитным упорядочением спинов Ag^{2+} .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17411).

Органический металл $[Pd(dddt)_2]Ag_{1.5}Br_{3.5}$ [1,2] является близким структурным аналогом квазидвумерных сверхпроводящих солей $(BEDT-TTF)_2X$ (где $BEDT-TTF$ — бис (этилендитиол) тетраафульвален, X — анион) [3–5]. Его кристаллическая структура содержит чередующиеся проводящие катионные слои плоских органических молекул $[Pd(dddt)_2]$ и непроводящие анионные слои $(Ag_{1.5}Br_{3.5})$. Формально молекула $[Pd(dddt)_2]$ отличается от $(BEDT-TTF)$ тем, что в ней атом Pd замещает два центральных атома углерода, образующих двойную углеродную связь.

Транспортные свойства, кристаллическая структура и электронная зонная структура $[Pd(dddt)_2]Ag_{1.5}Br_{3.5}$ исследованы в работах [1,2]. Было установлено, что это соединение имеет проводимость металлического типа вплоть до 1.3 К, причем в проводящей плоскости bc $\sigma_{bc}(300\text{ К}) = 15 \Omega^{-1}\text{ см}^{-1}$, а анизотропия сопротивления ρ_a/ρ_{bc} составляет около 600 при 300 К и слабо зависит от температуры [1,2]. Квазидвумерная (2D) проводимость, как и в других органических проводниках на основе $BEDT-TTF$, обеспечивается перекрытием $p\pi$ -орбиталей атомов серы, принадлежащих соседним органическим молекулам.

Согласно расчетам зонной структуры [2], исходя из высокой проводимости $[Pd(dddt)_2]Ag_{1.5}Br_{3.5}$, можно предположить, что катион $[Pd(dddt)_2]$ имеет заряд $+0.5$, следовательно, атомы Ag находятся в валентном состоянии Ag^{2+} , что в свою очередь означает наличие магнитных ионов в непроводящем анионном слое. Исследование взаимодействия электронов проводимости с магнитными ионами, локализованными в анионных слоях 2D органи-

ческих проводников и сверхпроводников, вызывает большой интерес [6–10]. Так, в $\lambda-(BETS)_2FeCl_4$, содержащем в анионном слое магнитный ион Fe^{3+} , было обнаружено, что в магнитном поле 100 кГ переход металл-диэлектрик полностью подавляется [9,10]. С другой стороны, в $(BEDT-TTF)_4[Fe(C_3O_4)_3(H_2O)_6]C_6H_5CN$ взаимодействие локализованных моментов Fe^{3+} с электронами проводимости довольно слабое, и в этом соединении наблюдается довольно высокая температура сверхпроводящего перехода $T_c = 7$ К [7].

Для исследования магнитных свойств и взаимодействия локализованных моментов с электронами проводимости был использован метод ЭПР. Как известно, особенностью большинства квази-2D органических проводников — катион-радикальных солей $(BEDT-TTF)$, $(BEDO)$, $(BETS)$ — являются достаточно большие времена электронной релаксации, что позволяет наблюдать спиновый резонанс электронов проводимости (СРЭП) [5]. Однако до настоящей работы сигналы СРЭП в катионных солях металлдитиолатов $(M(dddt)_2)$ и $(M(dmit)_2)$, где M — металл, не регистрировались, что, по-видимому, обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием электронов проводимости с ионом металла из-за смешения d -орбиталей металла и орбиталей лигандов, которое сильно уширяет линию СРЭП.

В настоящей работе было обнаружено, что спектры ЭПР $[Pd(dddt)_2]Ag_{1.5}Br_{3.5}$ представляют собой суперпозицию сигнала СРЭП от электронов проводимости в катионных слоях и сигнала ЭПР ионов Ag^{2+} , локализованных в анионных слоях. Анализ температурных зависимостей параметров ЭПР позволил обнаружить

антиферромагнитный (АФ) фазовый переход в системе локализованных ионов и выявить наличие взаимодействия электронов проводимости с магнитными ионами. Предварительные результаты работы опубликованы в работе [11].

1. Методика измерений и образцы

Измерения спектров ЭПР при 9.4 GHz в диапазоне температур 8–300 K проводились на спектрометре Bruker-ESP300 с проточным гелиевым криостатом Oxford Instruments. Регистрировалась первая производная поглощения.

Монокристаллы $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$ были выращены в лаборатории Э.Б. Ягубского в ИХФ (Черноголовка) [1,2]. Кристаллы имели форму тонких пластин, причем большая грань совпадала с проводящей плоскостью *bc*. Спектры ЭПР измерялись на составных образцах, состоящих из нескольких монокристаллов. Около 10 монокристаллов наклеивались большей гранью на плоскую тефлоновую пленку, которая помещалась в ампулу, наполненную гелием для лучшего теплообмена. Большинство измерений проводилось при ориентации постоянного магнитного поля в плоскости *bc*. При исследовании анизотропии ЭПР ампула с составным образцом вращалась вокруг оси, лежащей в плоскости пленки. При этом постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно оси вращения кристаллов. Измерения на отдельных монокристаллах дали примерно такие же спектры, как и спектры составного образца.

Магнитная восприимчивость определялась из интегральной интенсивности спектра. Для компоненты спектра, которая представляет собой линию лорентцевой формы, соответствующую величину χ было удобно определять из соотношения $\chi \propto \Delta H_{pp}^2 * A_{pp}$, где ΔH_{pp} , A_{pp} — ширина и интенсивность линии ЭПР. В качестве эталона для абсолютных измерений использовался $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$. Абсолютные значения восприимчивости при $T > 160$ K соответствуют восприимчивости системы невзаимодействующих спинов $S = 1/2$ с концентрацией 1.0 ± 0.5 спинов на формульную единицу. Малая точность измерений обусловлена погрешностью определения массы образцов, но этой точности достаточно для того, чтобы утверждать, что наблюдаемый нами сигнал не является сигналом от дефектов структуры. Точность относительных измерений χ составляла около 3%. Тот факт, что при низких температурах, при которых спектр состоит из одной линии, наблюдалась симметричная линия ЭПР, лишенная дайсоновских искажений, свидетельствует о том, что толщина кристаллов была меньше толщины скин-слоя и скин-эффект не вносил погрешность в измерение восприимчивости.

2. Результаты и обсуждение

Спектры ЭПР (рис. 1) состоят из двух линий (I и II), которые отличаются характером температурных и угловых зависимостей параметров ЭПР. При $T < 80$ K наблюдается только линия I, линия II уширяется и становится ненаблюдаемой. Линии I и II могут быть идентифицированы (см. далее) как сигнал спинового резонанса электронов проводимости в катионных слоях (СРЭП) и сигнал ЭПР от локализованных в анионных слоях магнитных моментов Ag^{2+} .

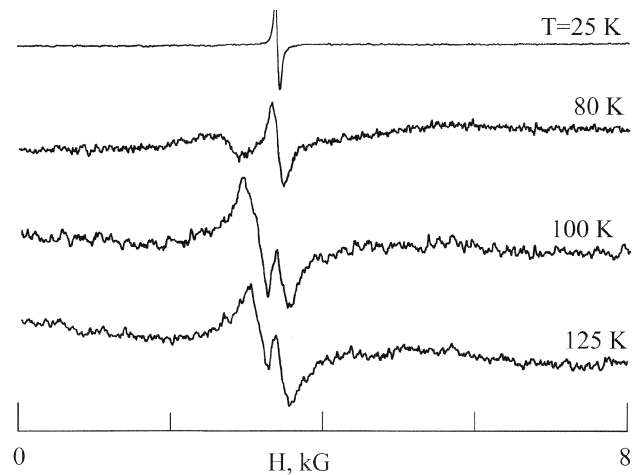


Рис. 1. Спектры ЭПР (производная поглощения) $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$ при $f = 9.4$ GHz.

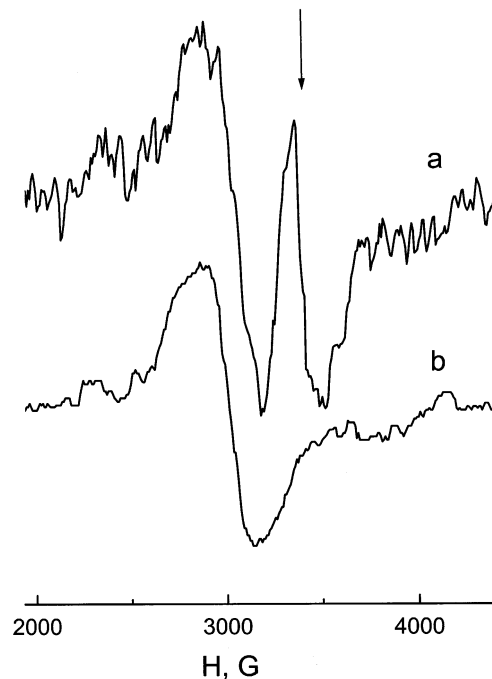


Рис. 2. Спектр ЭПР $A(H, \varphi = 0^\circ)$ при $T = 100$ K и ориентации магнитного поля H в плоскости кристалла (а), анизотропная компонента спектра A_{II} , рассчитанная по формуле (1), (б). Стрелкой указано значение резонансного поля, соответствующее $g = 2.0$.

В плохо разрешенных спектрах оказалось возможным выделить линию II благодаря тому, что линия II анизотропна, а линия I почти изотропна. На рис. 2 показан спектр ЭПР $A(H, \varphi = 0^\circ)$ при ориентации магнитного поля H в плоскости кристалла ($\varphi = 0^\circ$) (спектр а). Если при повороте кристалла на небольшой угол $\delta\varphi$ форма спектра ЭПР меняется слабо и в первом приближении изменяется только положение резонансной линии H_{res} , т.е. $A_{II}(H, \varphi + \Delta\varphi) = A_{II}[H - \Delta\varphi dH_{res}/d\varphi, \varphi]$, то $A_{II}(H, \varphi + \Delta\varphi) - A_{II}(H, \varphi) = (-1)(\Delta\varphi dH_{res}/d\varphi) \times [\partial A_{II}(H, \varphi)/\partial H]$. Тогда из спектра $A(H, \varphi)$, содержащего изотропную I и анизотропную II компоненты (если измерен ЭПР при двух близких ориентациях кристалла), можно выделить спектр анизотропной компоненты A_{II}

$$A_{II}(H, \varphi) \propto \int_0^H [A(h, \varphi + \Delta\varphi) - A(h, \varphi)] dh. \quad (1)$$

Спектр анизотропной компоненты $A_{II}(H, \varphi = 0)$, рассчитанный по формуле (1) при $\varphi = 0^\circ$, $\Delta\varphi = 10^\circ$, приведен на рис. 2 (спектр б). Отметим, что анизотропия линии II обнаруживается вплоть до комнатной температуры.

На рис. 3 приведены температурные зависимости резонансных полей линий I и II. Линия I почти изотропна и имеет форму, близкую к лорентцевой. Независящий от температуры g -фактор $g_1 = 2.005(5)$ близок к g -фактору свободного электрона. Соответствующая линии I спиновая восприимчивость $\chi(\text{cesr})$ (рис. 4) не зависит от температуры (паулиевский тип восприимчивости). Поэтому линия I интерпретируется нами как сигнал СРЭП от проводящих катионных слоев $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]$.

На рис. 4 приведена также полная спиновая магнитная восприимчивость $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$. В температурном интервале 90–293 К $\chi(\text{total})$ достигает максимума при $T_{\max} = 140(10)$ К (рис. 4). Поскольку линии II и СРЭП при $T > 100$ К перекрываются, мы оценивали $\chi(\text{II})$ из $\chi(\text{II}) = \chi(\text{total}) - \chi(\text{cesr})$, полагая что $\chi(\text{cesr}) = \text{const}$. Как видно на рис. 4, при $T > 160$ К температурная зависимость $\chi(\text{total})$ хорошо описывается соотношением

$$\chi(\text{total}) = \chi(\text{II}) + \text{const}, \quad (2)$$

где

$$\chi(\text{II}) = C/(T - \Theta)$$

следует закону Кюри–Вейсса с константой Вейсса $\Theta = -280(25)$ К.

Остановимся на интерпретации линии II. Она могла бы принадлежать либо Pb в катионе $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]$, либо Ag в анионном слое. В $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$ соседние атомы Pd находятся на расстоянии 4.16 Å [2], что больше удвоенного радиуса иона Pd. Если бы спины II были нескомпенсированными спинами Pd, то это означало бы, что 4d-моменты Pd взаимодействуют через электроны проводимости. Поскольку между спинами II существует сильное обменное взаимодействие, характеризующееся константой Вейсса -280 К, то взаимодействие с электронами проводимости делало бы невозможным наблюдение

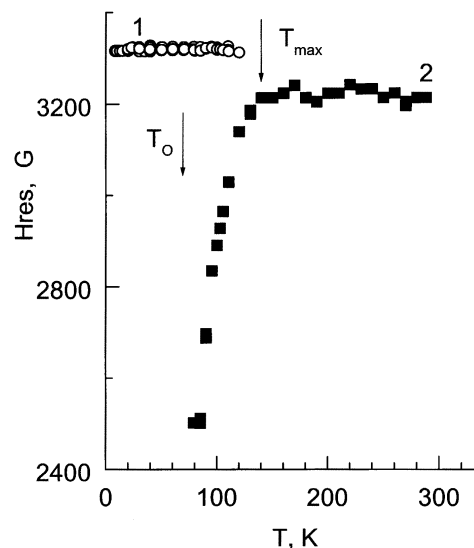


Рис. 3. Резонансные поля сигнала ЭПР Ag^{2+} (линия II) (1) и сигнала СРЭП (линия I) (2). Стрелками показаны температура максимума магнитной восприимчивости T_{\max} и температура магнитного упорядочения T_0 , определенная по формуле (3).

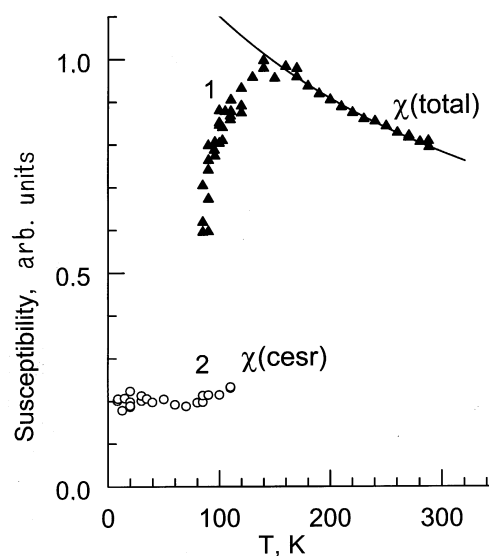


Рис. 4. Температурная зависимость магнитных восприимчивостей, определенных из интегральной интенсивности ЭПР. $\chi(\text{total})$ соответствует всему спектру (1), $\chi(\text{cesr})$ определена из линии СРЭП (линия I) (2). Сплошная линия — расчет по формуле (2).

СРЭП из-за уширения линии. Поэтому сам факт наблюдения сигнала СРЭП указывает на то, что Pd находится в немагнитном состоянии. Это согласуется с результатами исследований методом Раман-спектроскопии, которые показали, что в $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$ Pd находится в валентном состоянии Pd^{2+} [12]. Таким образом, линию II естественно отнести к ионам Ag в анионных слоях, причем в валентном состоянии Ag^{2+} (Ag^{1+} представляет

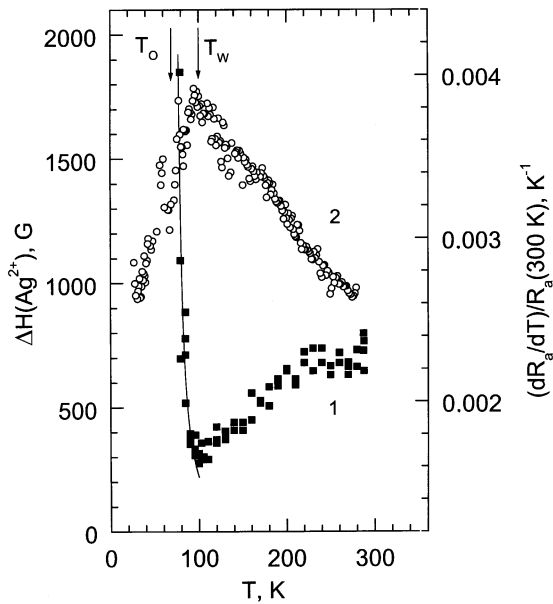


Рис. 5. Температурные зависимости ширины линии ЭПР ионов Ag^{2+} $\Delta H(\text{Ag}^{2+})$ (1) и производной электросопротивления в направлении **a** по температуре $(dR_a/dT)/R_a(300\text{ K})$ (2). Данные по $R_a(T)$ из работы [2]. Линия — результат расчета по формуле (3) при $p = 1.5$ и $T_0 = 70\text{ K}$. Стрелками показаны T_0 и температура минимума ширины линии Ag^{2+} T_W .

собой спиновый синглет). Большая величина Θ , полученная из аппроксимации по формулам (2), свидетельствует о сильном антиферромагнитном обменном взаимодействии между магнитными моментами Ag^{2+} , предположительно через атомы Вг в анионном слое. Соответствующая магнитная восприимчивость $\chi(\text{Ag}^{2+}) \equiv \chi(\text{II})$, достигает максимума при температуре T_{max} (рис. 4).

Резонансное поле $H_{\text{res}}(\text{Ag}^{2+})$ почти постоянно в интервале температур от 293 до 150 К, при дальнейшем охлаждении $H_{\text{res}}(\text{Ag}^{2+})$ уменьшается до 3220(15) Г при $T > 150\text{ K}$ до 2500 Г при 90 К (рис. 3) (это соответствует увеличению эффективного g -фактора от $g = 2.06(1)$ до $g = 2.65$). Отклонение $\chi(\text{Ag}^{2+})$ от закона Кюри-Вейсса и сдвиг резонансного поля объясняются возникновением и развитием ближнего антиферромагнитного порядка [13,14].

Ширина линии $\Delta H(\text{Ag}^{2+})$ уменьшается от 700 Г при 293 К, достигает минимального значения 300 Г при $T_W = 100\text{ K}$, затем резко возрастает до 1800 Г при 77 К (рис. 5). При дальнейшем охлаждении, сигнал ЭПР Ag^{2+} становится ненаблюдаемым из-за большой ширины линии. Резкое уширение линии при понижении температуры указывает на кооперативный характер магнитного упорядочения и объясняется магнитными флуктуациями вблизи температуры перехода [14–16]. Для определения температуры антиферромагнитного упорядочения температурная зависимость $\Delta H(\text{Ag}^{2+})$ при $T < 90\text{ K}$

аппроксимировалась выражением

$$\Delta H(\text{Ag}^{2+}) \propto (T - T_0)^{-P}, \quad (3)$$

где T_0 — эффективная температура Нееля. Если использовать $P = 1-2$, то такая аппроксимация дает $T_0 = 70(10)\text{ K}$. Расчетная кривая для $P = 1.5$, показанная на рис. 5, удовлетворительно описывает уширение линии, однако из наших экспериментальных данных точное значение критического индекса P определить не удалось.

Соотношение (3) описывает критическое уширение линии при антиферромагнитном упорядочении во многих 3D и неидеальных низкоразмерных магнетиках [14–16], а также в спиновых стеклах [17]. Как известно, в идеальных 2D и 1D гейзенберговских ($s = 1/2$) антиферромагнетиках невозможно установление дальнего порядка при температуре выше нуля. Однако при наличии даже слабого межплоскостного или межцепочечного обменного взаимодействия J_{\perp} может происходить АФ переход, причем при $J_{\perp} \ll J_{\parallel}$ температура перехода слабо зависит от J_{\perp} , а определяется в основном размерностью системы и величиной J_{\parallel} [18,19]. Эмпирическим критерием для определения магнитной размерности служит отношение T_0/T_{max} , где T_0, T_{max} — температура 3D АФ упорядочения и температура, при которой достигается максимум восприимчивости соответственно [18,19]. для 1D магнитных систем $T_0/T_{\text{max}} < 0.1$, для 2D $0.25 < T_0/T_{\text{max}} < 0.5$, для 3D $T_0/T_{\text{max}} > 0.9$. В нашем случае $T_0/T_{\text{max}} = 0.5(1)$, т.е. соответствует значению, характерному для 2D системы. Межплоскостное взаимодействие J_{\perp} может быть обусловлено косвенным взаимодействием ионов Ag^{2+} , находящихся в соседних анионных слоях, через электроны проводимости катионных слоев (π - d -обмен). Следует отметить, что согласно рентгеноструктурным данным [1,2], атомы Ag разупорядочены в анионных слоях. Поэтому система взаимодействующих ионов Ag^{2+} при низких температурах представляет собой состояние разупорядоченного антиферромагнетика. Магнитоупорядоченное состояние может быть состоянием с дальним антиферромагнитным порядком или состоянием типа кластерного спинового стекла.

На рис. 5 представлена температурная зависимость dR_a/dT (где R_a — сопротивление в направлении перпендикулярном проводящей плоскости bc из работы [2]). Эта зависимость имеет выраженный максимум при $T = 100(7)\text{ K}$, т.е. при той же температуре T_W , что и минимум ширины линии сигнала ЭПР $\Delta H(\text{Ag}^{2+})$ (рис. 5). Такая особенность отсутствует в температурной зависимости ρ_{bc} и при той же температуре T_W проявляется в виде точки перегиба температурной зависимости анизотропии сопротивления ρ_a/ρ_{bc} [2]. Как видно на рис. 5, температура T_W , при которой обнаруживаются указанные особенности проводимости, соответствует переходу к режиму критического уширения линии Ag^{2+} , которое описывается формулой (3).

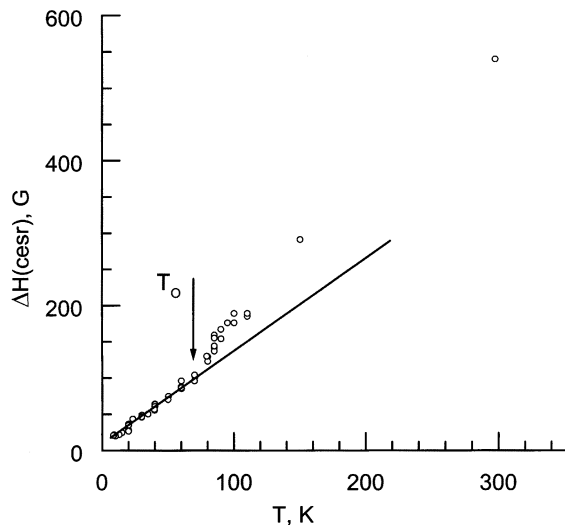


Рис. 6. Температурная зависимость ширины линии СРЭП $\Delta H(\text{cesr})$. Прямая линия проведена для наглядности. Стрелкой показана температура магнитного упорядочения T_0 , определенная по формуле (3).

Максимум производной сопротивления по температуре может быть обусловлен вымораживанием флуктуаций магнитных моментов Ag^{2+} при $T < 100$ К, при котором происходит подавление процессов рассеяния электронов проводимости с переворотом спина. Аналогичное изменение наклона $\rho(T)$ наблюдается в 3D металлах вблизи температуры магнитного упорядочения [14,20].

В органическом проводнике $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$ реализуется довольно редкая ситуация, когда от электронов проводимости, взаимодействующих с магнитоупорядоченными локализованными спинами, наблюдается сигнал электронного спинового резонанса. Температурная зависимость ширины линии спинового резонанса электронов проводимости представлена на рис. 6. Ширина линии СРЭП $\Delta H(\text{cesr})$ монотонно увеличивается от 20 Г при 8 К до 540 Г при 293 К. Как видно из рис. 6, при температуре АФ упорядочения спинов Ag^{2+} $T_0 = 70$ К наблюдается увеличение наклона температурной зависимости $\Delta H(\text{cesr})$. Можно предположить, что изменение наклона температурной зависимости ширины линии СРЭП связано с магнитным упорядочением моментов Ag^{2+} и изменением спиновой релаксации электронов проводимости при антиферромагнитном упорядочении локализованных моментов Ag^{2+} .

Причиной аномалий температурных зависимостей ширины линии СРЭП и электросопротивления вблизи температуры антиферромагнитного упорядочения моментов Ag^{2+} , по-видимому, является взаимодействие π -электронов донорных слоев с локализованными в анионных слоях магнитными ионами (π - d -взаимодействие).

Таким образом, в работе получены следующие основные результаты.

Обнаружен спиновый резонанс электронов проводимости в проводниках с металдитиолатными катионами. Показано, что второй сигнал ЭПР обусловлен магнитными ионами Ag^{2+} , расположенными в непроводящих анионных слоях $[\text{Pd}(\text{dddt})_2]\text{Ag}_{1.5}\text{Br}_{3.5}$. Температурная зависимость ЭПР спектров ионов Ag^{2+} указывает на развитие ближнего антиферромагнитного упорядочения спинов Ag^{2+} при $T < 140$ К, которое сменяется установлением статического антиферромагнитного порядка при $T_0 = 70(10)$ К. Несмотря на то что атомы Ag разупорядочены в анионном слое, этот переход имеет кооперативный характер. Большие значения константы Вейсса (-280 К) и температуры максимума магнитной восприимчивости (140 К) свидетельствуют о сильном косвенном обменном взаимодействии между ионами Ag^{2+} . Обнаружено, что положение температурного максимума дифференциального сопротивления в направлении, перпендикулярном проводящим слоям, соответствует переходной области от состояния с динамическим 2D ближним антиферромагнитным порядком Ag^{2+} в анионных слоях к состоянию статического антиферромагнитного упорядочения. Этот максимум может быть обусловлен изменением рассеяния электронов проводимости с переворотом спина при вымораживании 2D флуктуаций магнитных моментов Ag^{2+} при $T < 100$ К. Статическое антиферромагнитное упорядочение локализованных моментов при температуре T_0 сопровождается изменением температурной зависимости ширины линии спинового резонанса электронов проводимости $\Delta H(\text{cesr})$. Особенности температурных зависимостей проводимости и ширины линии СРЭП, по-видимому, объясняются π - d -взаимодействием, а именно взаимодействием коллективизированных π -электронов донорных слоев с локализованными в анионных слоях магнитными 4d-ионами Ag^{2+} .

Авторы благодарны Э.Б. Ягубскому за постановку и обсуждение результатов работы, а также А.В. Андриенко и М.А. Чуеву за ценные замечания.

Список литературы

- [1] E.B. Yagubskii, L.A. Kushch, V.V. Gritsenko, O.A. Dyachenko, L.I. Buravov, A.G. Khomenko. *Synth. Met.* **70**, 1/3, 1039 (1995).
- [2] L.A. Kushch, S.V. Konovalikhin, L.I. Buravov, A.G. Khomenko, G.V. Shilov, K. Van, O.A. Dyachenko, E.B. Yagubskii, C. Rovira, E. Candell. *J. Phys. I France* **6**, 12, 1555 (1995).
- [3] Э.Б. Ягубский, И.Ф. Щеголев, В.Н. Лаухин, П.А. Кононович, М.В. Карцовник, А.В. Заварыкина, Л.И. Буравов. *Письма в ЖЭТФ* **39**, 1, 12 (1984).
- [4] H. Urayama, H. Yamochi, G. Saito, K. Nozawa, T. Sugano, M. Kinoshita, S. Sato, K. Oshima, A. Kawamoto, J. Tanaka. *Chem. Lett.* **1**, 55 (1988).
- [5] J.M. Williams, J.R. Ferraro, R.J. Thorn, K.D. Carlson, U. Geiser, H.H. Wang, A.M. Kini, M.H. Whangbo. *Organic Superconductors: (including fullerene)*. Prentice Hall; Englewood Cliffs, NJ (1992). 400 p.

- [6] T. Mori. *Physica* **C264**, 1, 22 (1996).
- [7] M. Kurmoo, A.W. Graham, P. Day, S.J. Coles, M.B. Hursthouse, J.L. Caulfield, J. Singleton, F.L. Pratt, W. Hayes, L. Ducasse, P. Guionneau. *J. Am. Chem. Soc.* **117**, 49, 12 209 (1995).
- [8] M. Kurmoo, P. Day, M. Allan, R.H. Friend. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **234**, 1, 199 (1993).
- [9] F. Goze, V.N. Laukhin, K. Brossard, A. Audouard, J.P. Ulmet, S. Askenazy, T. Naito, H. Kobayashi, A. Kobayashi, M. Tokumoto, P. Cassoux. *Physica* **C233**, 3 & 4, 427 (1994).
- [10] H. Kobayashi, H. Tomita, T. Udagawa, T. Naito, A. Kobayashi. *Synth. Met.* **70**, 1/3, 867 (1995).
- [11] S. Kapelnitsky. *Magnetic Resonance and Related Phenomena. Proceedings of the Joint 29th AMPERE — 13th ISMAR International Conference.* Technische universitat Berlin, Berlin. (1998). Extended abstracts. II, 1105 (1998).
- [12] H. Hau Wang, S.B. Fox, E.B. Yagubskii, L.A. Kushch, A.I. Kotov, M.-H. Whangbo. *J. Am. Chem. Soc.* **119**, 32, 7601 (1997).
- [13] K. Nagata, Y. Tazuke. *J. Phys. Soc. Jap.* **32**, 2, 337 (1972).
- [14] R.H. Taylor, B.R. Coles. *J. Phys. F: Metal Phys.* **5**, 1, 121 (1975).
- [15] P. Baillareon, C. Buorbonais, S. Tomic, P. Vaca, C. Coulon. *Synth. Met.* **27**, 3 & 4, B83 (1988).
- [16] K. Kawasaki. *Progress of theor. Phys.* **39**, 2, 285 (1968).
- [17] S.E. Barnes. *Phys. Rev.* **B30**, 7, 3944 (1984).
- [18] L.J. de Jongh, A.R. Miedema. *Adv. Phys.* **23**, 1, 1 (1974).
- [19] I.S. Jacobs, J.W. Bray, H.R. Hart, jr., L.V. Interrante, J.S. Kasper, G.D. Watkins, D.E. Prober, J.C. Bonner. *Phys. Rev.* **B14**, 7, 3036 (1976).
- [20] Р. Уайт, Т. Джебелл. *Дальний порядок в твердых телах.* Мир, М. (1982). 448 с.