

01.05.08.18

Влияние уровней Ландау на ССТС спектров ЭПР преципитатов Fe^{3+} в дираковском 3D-полуметалле Cd_3As_2

© Ю.В. Горюнов¹, А.Н. Натепров²

¹ ФИЦ „Казанский научный центр РАН“, Казань, Россия

² Институт прикладной физики, Кишинев, Молдавия

E-mail: gorjunov@kfti.knc.ru

Поступила в Редакцию 29 августа 2019 г.

В окончательной редакции 29 августа 2019 г.

Принята к публикации 4 сентября 2019 г.

Экспериментально изучено влияние примесей d -металлов на магнитные и транспортные свойства 3D-топологического полуметалла Cd_3As_2 . Обнаружено, что при легировании железом, в отличие от Eu , не происходит изменения знака магнитосопротивления. Наблюдается усиление осцилляций величин (магнитной восприимчивости, контактной разности потенциалов и проводимости), связанных с осцилляцией плотности состояний на уровне Ферми при изменении температуры и магнитного поля. В интервале температур 10–300 К не обнаружены сигналы ЭПР от ионов Fe^{2+} , которые, по всей видимости, являются основным видом примеси Fe в Cd_3As_2 . От ионов Fe^{3+} наблюдались слабые сигналы ЭПР с суперсверхтонкой структурой, на которую, очевидно, оказывают влияние уровни Ландау.

Ключевые слова: магнитный резонанс, дираковские полуметаллы.

DOI: 10.21883/FTT.2020.01.48738.577

1. Введение

Одним из интереснейших свойств дираковских материалов является линейный спектр электронных возбуждений в зоне проводимости, из которого проистекает такая особенность рассеяния носителей тока примесями, как подавление рассеяния назад. В этой связи открывается обширное поле исследований влияния различных примесей, формирующих в материале рассеивающие центры различного характера, как магнитные, так и не магнитные, с образованием локализованного магнитного момента либо без его локализации. Очевидно, что наиболее простым и потому более понятным для изучения влияния примесей на дираковский полуметалл является внедрение в него магнитных ионов с нулевым орбитальным моментом. Первая такая попытка [1] была сделана нами на примере примесей Eu в 3D-топологическом полуметалле $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$, представляемого в качестве объемного аналога графена [2,3]. Валентная зона и зона проводимости арсенида кадмия Cd_3As_2 соприкасаются друг с другом в 3D-зоне Бриллюэна в конечном числе точек, называемых дираковскими узлами, которые в случае симметрии обратимости времени и инверсионной симметрии дважды вырождены по спину. Магнитное поле и магнитные примеси нарушают симметрию и приводят к снятию вырождения и появлению в зоне Бриллюэна двух вейлевских узлов, разнесенных либо по энергии, либо по импульсу [4]. Как происходит снятие вырождения, зависит от того, в каком месте зоны Бриллюэна располагаются примесные уровни и как с ними связаны образующиеся локализованные или

зонные магнитные моменты. Например, в случае легирования европием донорные электроны поступают с верхних оболочек атома европия, но магнитный момент образуют (или не образуют) более глубоко (по энергии) лежащие f -электроны. В случае переходных d -металлов в образовании магнитных моментов участвуют зонные электроны, и нарушения магнитной или электронной симметрии могут быть менее значительными. В то же время взаимодействия электронов проводимости с образующимися магнитными моментами могут быть, в андерсоновском смысле [5], значительно сильнее, и в случае сильного диамагнетизма электронов проводимости могут приводить к неожиданным эффектам, связанным с РККИ-взаимодействием (RKKY-interaction) [6–14]. Вместе с тем, характер рассеяния „родительских“ и донорных носителей тока на примесях определяет вид температурных и полевых зависимостей проводимости и магнитной восприимчивости легированного Cd_3As_2 . Ряд полученных в этой области результатов излагается в настоящей статье.

2. Эксперимент

Легированные 1–5 at.% Fe слитки Cd_3As_2 были синтезированы при 1023 К путем как прямой реакции составляющих элементов: Cd — чистотой 99.999%, As — 99.9999%, Fe — 99.99%, так и через сплавы Cd-Fe , в стекло-графитовых тиглях помещенные в вакуумированные отпаянные кварцевые ампулы. Кристаллическая

структура и стехиометрия проверялась с помощью рентгеновского флуоресцентного анализа (EDX) и рентгеновской порошковой дифракции (PXRD). Электрические свойства характеризовались стандартным четырехзондовым методом в температурном интервале 10–300 К и магнитных полях до 2 Т. Измерения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР, EPR) и нерезонансного поглощения СВЧ-излучения (SHF) проводились на стандартном модуляционном ЭПР-спектрометре „Брукер (Bruker)“ в X-диапазоне (9.3 ГГц) в температурном диапазоне 7–300 К. Полевые и температурные зависимости магнитной восприимчивости оценивались при измерениях ЭПР по ходу базовой линии.

3. Результаты эксперимента

3.1. Структура и состав образцов

Полученные данные PXRD подтверждают идентичность синтезированных чистых и легированных соединений низкотемпературной тетрагональной модификации Cd₃As₂ [3] с пространственной группой симметрии *I4₁cd* и параметрами решетки *a* = *b* = 12.628(13) Å, *c* = 25.44(5) Å. Для чистого Cd₃As₂ *a* = 12.6539 Å, *c* = 25.4586 Å. Каких-либо других дополнительных фаз и соединений обнаружено не было. Экспериментальные и расчетные данные по PXRD, как и в [1], практически совпадают. В то же время, данные EDX указывают на некоторый дефицит по As, связанный с небольшим испарением мышьяка из стекло-графитового тигля и его конденсацией на стенках ампулы при остывании слитка. Также замечено неоднородное по слитку распределение примеси Fe в пределах 0–5 at.% при исходном составе по компонентам Cd_{20.95}Fe_{0.05}As₂. Данная неоднородность, очевидно, обусловлена различием растворимости железа в жидкой и кристаллической фазах, которое связано с различием размеров ионов Fe²⁺ и Cd²⁺.

3.2. Электросопротивление

Для образца с концентрацией примеси ~ 1 at.% Fe удельное электросопротивление оценивается порядка 10⁻² Ω·см и имеет металлический характер температурной зависимости, как и при легировании европием [1]. Сравнение магнитосопротивлений (*MR*) чистого и легированных железом образцов показали некоторое влияние степени легирования на характер полевых зависимостей *MR*. Для чистого образца и образцов, легированных железом, при комнатной температуре наблюдалось значительное положительное $MR = (R_{(H=1.6T)} - R_{(H=0)})/R_{(H=0)}$:

$$MR(x_{Fe} = 0 \text{ at.}\%) = 0.468; \quad MR(x_{Fe} \sim 1 \text{ at.}\%) = 0.22;$$

$$MR(x_{Fe} \sim 4 \text{ at.}\%) = 0.19.$$

При понижении температуры до 30 К *MR* возросло примерно в 5 раз.

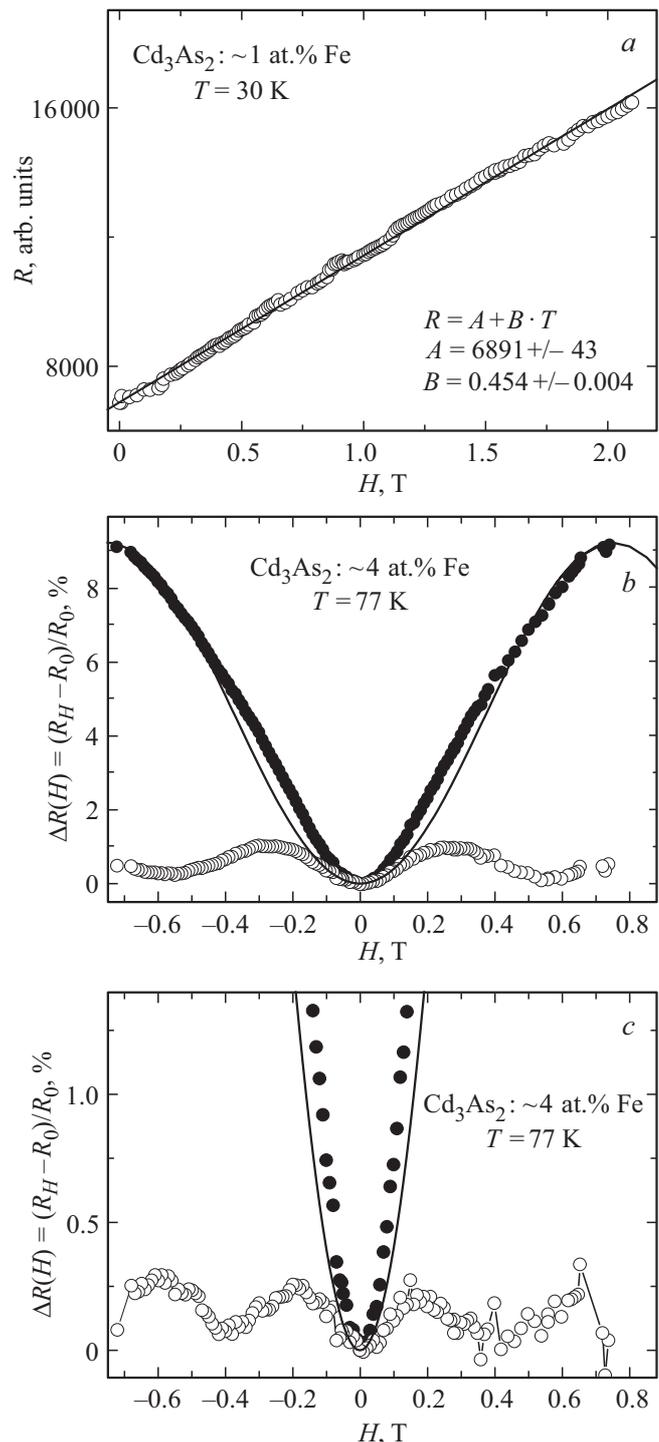


Рис. 1. Полевые зависимости магнитного вклада в электросопротивление образцов от величины внешнего магнитного поля. *a*) Образец Cd₃As₂ с исходной навеской ~ 1 at.% Fe. Причины особенностей на почти линейной зависимости пока не ясны. *b*) Образец Cd₃As₂ с исходной навеской ~ 4 at.% Fe. Пустые кружки — разница Δ*R*₂ между экспериментальными точками (сплошные кружки) и косинусом, изображенным на рисунке Δ*R*₂ = Δ*R*_{exp} - 4.3 + 4.3 cos(π*H*/0.74). *c*) Тот же образец, пустые кружки — разница Δ*R*₃ между экспериментальными точками Δ*R*₃ = Δ*R*_{exp} - 4.3 + 4.3 cos(π*H*/0.74) - 0.43 + 0.43 cos(π*H*/0.29).

Напомним [1], что для образца, легированного европием, наблюдалось значительное отрицательное $MR(R_{(H=1.6\text{ Т})} - R_{(H=0)})/R_{(H=0)} = -0.213$ и отрицательное остаточное сопротивление в линейной части его температурной зависимости.

Измеренные полевые зависимости магнетосопротивления образцов для низкой и для высокой концентраций железа имели несколько различный вид. В первом случае наблюдалась линейная по полю зависимость с несколькими мелкими особенностями (см. рис. 1, *a*). Во втором случае наблюдались противоположные отклонения от линейной зависимости на краях исследованного диапазона магнитных полей. Данная зависимость полностью описывается суммой трех косинусов с периодами 1.48, 0.58 и 0.4 Т и амплитудами, соответственно, 100:10:2.3 (см. рис. 1, *b* и *c*). На рисунке четко виден остающийся косинус с периодом 0.4 Т. После вычета члена с периодом 0.4 Т явно остается только шум. $\Delta R_{\text{noise}} = \Delta R_{\text{exp}} - 4.3 + 4.3 \cos(\pi H/0.74) - 0.43 + 0.43 \cos(\pi H/0.29) - 0.1 + 0.1 \cos(\pi H/0.20)$. Таким образом, в полевой зависимости сопротивления образца № 2 присутствуют только три члена с периодами около 1.48, 0.58 и 0.4 Т и амплитудами 8.6, 0.86 и 0.1% от базовой величины сопротивления.

3.3. Электронный парамагнитный резонанс

Как было указано выше, был приготовлен ряд образцов известного дираковского полуметалла $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$, легированных от 1 до 5 at.% Fe. Однако ожидаемого сигнала ЭПР, аналогичного ранее наблюдаемой нами интенсивной резонансной линии от иона Eu^{2+} , обнаружено не было. В случае низкой концентрации железа уже при комнатной температуре наблюдался спектр с характерной для ядерного спина 5/2 сверхтонкой структурой спектра, состоящий из 6 групп резонансных линий. В каждой группе, состоящей по крайней мере из трех линий суперсверхтонкой структуры (ССТС) [15] шириной около 1 мТ, соотношение интенсивностей было примерно одинаковым, как 3:1:1 (см. рис. 2), тогда как интенсивность групп линий при продвижении от низкополювого крыла спектра к высокополювому при комнатной температуре плавно уменьшалась. Следует подчеркнуть, что наблюдаемый спектр относится к сильно разбавленной системе магнитных примесей, т.к. линии очень узкие и резонансные линии явно группируются в шесть групп по три линии. Наиболее высокополювые линии шестой группы сильно уширены. Все это происходило на фоне более широкой линии шириной около 20 мТ и $g = 2.06$, которую мы относим, главным образом, к паразитному сигналу ионов Cu^{2+} резонатора. Вид спектра при повороте образца относительно магнитного поля не изменялся. Наблюдение спектра, напоминающего спектр со сверхтонкой структурой, является совершенно неожиданным, поскольку в естественной смеси изотопов железа имеет ненулевой

спин ядра только изотоп ^{57}Fe , и его естественное содержание только 2.3%. Однако заметим, что источником основной ССТС может быть спин 3/2 ядер лигандов ^{75}As , имеющий 100% естественное содержание изотопа,

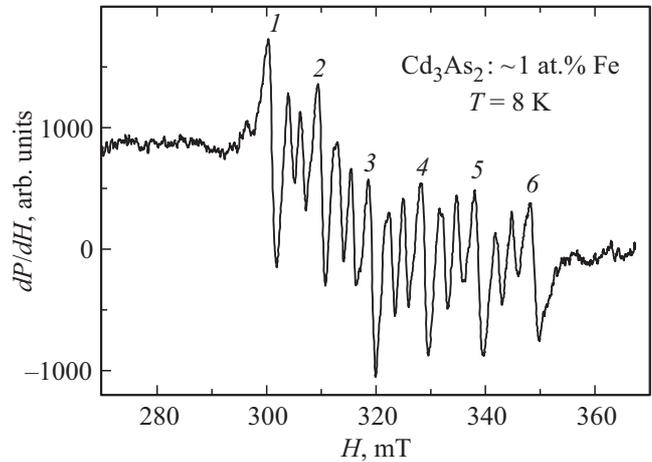


Рис. 2. Спектр ЭПР образца Cd_3As_2 : ~ 1 at.% Fe.

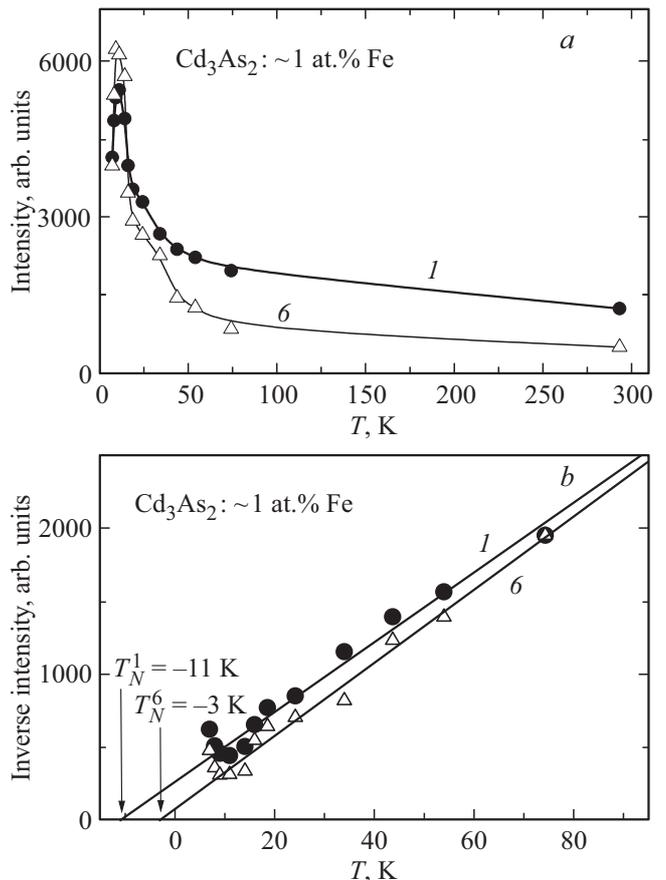


Рис. 3. *a*) Температурные зависимости интенсивностей линий в спектре ЭПР ионов Fe^{3+} образца Cd_3As_2 : ~ 1 at.% Fe. *b*) Температурные зависимости обратных интенсивностей линий в спектре ЭПР за вычетом не зависящего от температуры вклада (парамагнитный для низкополювой, диамагнитный для высокополювой).

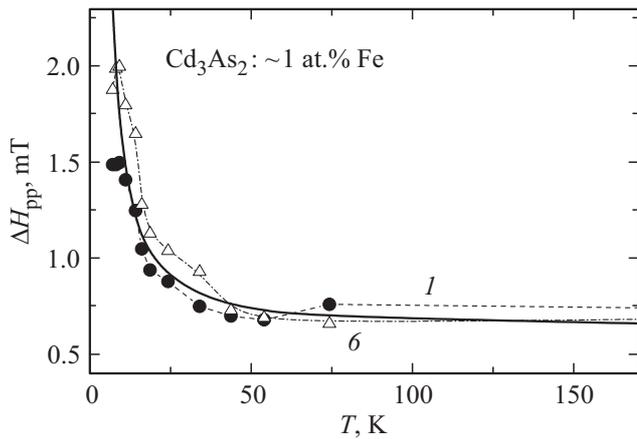


Рис. 4. Температурные зависимости ширин крайних резонансных линий ССТС спектра в ЭПР на Fe^{3+} образца $Cd_3As_2 + \sim 1 \text{ at.}\% Fe$. Сплошная линия — зависимость $\Delta H_{pp} = \Delta H_0 \exp(\Delta E/T)$ с $\Delta H_0 = 0.6 \text{ mT}$, $\Delta E = 10 \text{ K}$.

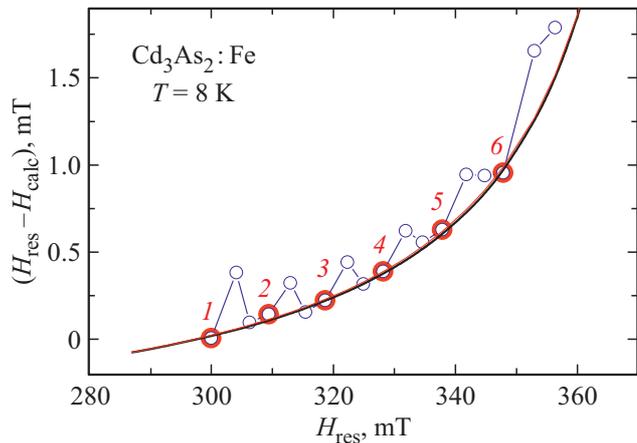


Рис. 5. Величина диамагнитного вклада в резонансное поле в зависимости от величины этого поля. Линия соответствует зависимости $\Delta H_{res} = 60(383.5 - H_{res})^{-1}$ на уровне электронного сдвига Найта $\Delta g_K \sim +0.004$.

и спин $1/2$ ядер кадмия ^{111}Cd и ^{113}Cd , имеющих в сумме 25% естественного содержания изотопов. На основании конфигураций спинов ядер кадмия в ближайшем окружении иона Fe^{3+} спинов и спинов ядер As можно получить схему расположения энергетических уровней, аналогичную используемой для объяснения магнитной сверхтонкой структуры мессбауэровского спектра [16], обусловленного переходом ядра ^{57}Fe из возбужденного состояния со спином $3/2$ в основное состояние со спином $1/2$, которая дает шестерку эквидистантных резонансных линий. Таким образом, имеются основания считать допустимым прежний подход к определению g -фактора. Полагая допустимым традиционный подход для определения g -фактора иона в 6S -состоянии в кубической кристаллической решетке типа флюорита при наличии сверхтонкой структуры спектра, получаем

по значению внешнего магнитного поля в середине между двумя центральными интенсивными линиями ССТС величину g -фактора иона Fe^{3+} : она составляет $g = 2.0036 \pm 0.0005$, что близко к g -фактору свободного электрона $g_e = 2.0023$. Вариации размещения примесного иона железа в решетке Cd_3As_2 , типа решетки флюорита, определяют смещенные вариации основного секстетного мотива спектра. Однако расстояние между резонансными линиями было монотонно увеличивающимся, что является необычным для иона Fe^{3+} с нулевыми орбитальным и ядерным спином. Минимальное расстояние в низкополевой части спектра составляло 9.1 mT , максимальное в высокополевой части — почти 10.1 mT . Сдвиг резонансных линий спектра с увеличением магнитного поля имел явно нелинейный характер (см. рис. 5), что также обнаруживалось по возрастающей ширине линий. Уширение (и сдвиг) сателлитных линий в самой высоко-полевой части спектра было столь значительным, что приводило к уменьшению их амплитуды до уровня, близкого к шумам. Температурные зависимости интенсивностей основных линий секстета имели характерный для антиферромагнетика вид с температурой Нееля $T_N \sim 10 \text{ K}$, т.е. с максимумом при указанной температуре (см. рис. 3). Однако температурная зависимость обратной интенсивности законом Кюри–Вейса не описывалась. Вместе с тем, соотношение интенсивностей в спектре с понижением температуры выравнивалось. Увеличение ширины резонансных линий с понижением температуры имело экспоненциальный характер (см. рис. 4). Для образца с высокой концентрацией железа обнаружить явный сигнал ЭПР не удалось.

4. Обсуждение

Возможным объяснением наблюдаемого эффекта, которому посвящена статья, может быть следующее. Прежде всего, заметим, что наблюдаемый спектр явно относится к спектру иона в 6S -состоянии (Fe^{3+} , Mn^{2+}) в матрице со структурой флюорита, т.е. относится к $\alpha-Cd_3As_2$. Валентное состояние Fe^{3+} железа в $\alpha-Cd_3As_2$, по всей видимости, является для него несвойственным. т.к. валентное состояние замещаемого иона $Cd^{2+} 2^+$, а ион Cd^{2+} больше даже иона Fe^{2+} . При замещении иона Cd^{2+} ионом Fe^{2+} электроны должны уходить в валентную зону. Таким образом, электрон в зону проводимости может поступать от иона Fe^{3+} , что менее вероятно, чем при легировании европием, поскольку энергия отрыва 2-го и 3-го электрона для иона железа значительно больше таковых у Eu , и можно ожидать существенного уменьшения концентрации донорных электронов.

Известно, что железо имеет большее сродство к электрону, и в растворах Cd передает электрон иону Fe^{3+} , восстанавливая его до валентного состояния Fe^{2+} . Ион Fe^{2+} в свободном состоянии имеет спин 2

и g -фактор 3.42 [17], однако под влиянием кристаллического поля и ковалентных эффектов окружения $4d$ -электроны могут попарно расположиться на орбиталях, и ион Fe^{2+} становится немагнитным, что делает ненаблюдаемым ЭПР на этом ионе в таком окружении. Эффекты ковалентности, которые в паре $\text{Fe}-\text{Cd}$ сильнее, чем в паре $\text{Eu}-\text{Cd}$, оказываются значительно сильнее из-за близости энергий d - и s -оболочек,

Состояние со спином 2 также имеет значительно большую скорость релаксации и, соответственно, значительно большую ширину линии ЭПР, что обуславливает наблюдение ЭПР только при очень низких температурах; либо в валентном состоянии $2+$ меняется конфигурация оболочки на немагнитную, также делая ненаблюдаемым ЭПР на этом ионе, т.е. наблюдение ЭПР в арсениде кадмия от иона железа не относится к заурядным событиям. Поэтому данное состояние Fe^{3+} , скорее всего, стабилизируется [18] какими-то особенностями решетки (дислокации, дефекты роста), оттягивающими на себя дополнительные электроны.

Очевидно, что в данном случае спиновый гамилтониан содержит стандартную пропорциональную внешнему магнитному полю зеемановскую часть, вклад от кристаллического поля, обуславливающий тонкую структуру спектра, вклад сверхтонкого взаимодействия с ядерным спином, вклад супер-сверхтонкого взаимодействия с ядерными спинами лигандов. Очевидно, что в случае квантования орбитального движения s -электронов по типу Ландау возможен вклад полей, обусловленных таким квантованием, в положение линий спектра ЭПР, соответствующих определенным переходам. Поскольку общее поведение всех линий ССТС одинаково, то, не отвлекаясь на механизмы формирования ССТС, укажем на его причину: взаимодействие с электронами проводимости, находящимися на уровне Ландау, пересекающем уровень Ферми. Это взаимодействие дает вклад в предложенный Абрагамом [17,19] механизм межконфигурационного взаимодействия с лигандами, за счет которого к состояниям $3s^23d^5$ примешиваются s -состояния электронов проводимости, которые также оказывают влияние через контактное взаимодействие с ядрами. Плотность состояний на уровне Ферми и вместе с этим диамагнитный вклад в резонансное поле от s -электронов описываются членом вида $1/(H-H_n)$ (см. рис. 5). Введение поля H_n связано с тем, что плотность состояний на уровне Ферми в зависимости от положения уровней Ландау осциллирует с магнитным полем, как проводимость и магнитная восприимчивость $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$. Полученные результаты по отклонению линий ССТС от своих нормальных положений с увеличением поля прекрасно описываются такого рода членом. Ионы переходных d -металлов Fe, Mn, имеющие конфигурацию $3d^5$, как и ионы из группы редких земель Eu^{2+} и Gd^{3+} , имеющие конфигурацию $4f^7$, находятся в S -состоянии, и полный орбитальный момент их электронов равен нулю. Поэтому магнитное состояние данных ионов традиционно считается чисто спиновым

состоянием с g -фактором, равным g -фактору свободного электрона — 2.0023 и практически не подверженным влиянию орбитальных степеней свободы, связанных со свободными носителями заряда — электронами или дырками. По этой же причине электрическое поле лигандов, которое зависит от расстояния до них, не должно было бы расщеплять основные уровни этих ионов. На самом же деле, как ранее нами указывалось [1], в экспериментах было обнаружено и объяснено в теории, что небольшие расщепления существуют [20–25]. Небольшое расщепление (порядка 10^{-4} – 10^{-3} базовой величины) имеет место даже для кубической симметрии кристалла, не говоря о симметриях более низкого порядка, тетрагональной или тригональной. Т.е. за счет этого не может быть объяснен монотонно нелинейный диамагнитный сдвиг резонансных линий в спектре. Таким образом, на магнитное состояние иона Fe^{3+} влияют орбитальные степени свободы и в рядовых случаях, и тем более можно ожидать усиления этого влияния в случае обменного взаимодействия локализованных магнитных моментов со свободными носителями заряда, спины которых в случае дираковских квазичастиц жестко связаны с их орбитальным движением.

Взаимодействие с электронами проводимости, расположенными на уровнях Ландау, определяется плотностью электронных состояний на верхнем, прилегающем к уровню Ферми, частично заполненном уровне Ландау. Данная плотность обратно пропорциональна внешнему магнитному полю, и такого вида зависимость, через плотность электронных состояний и заселенность верхнего уровня, проявляется в различных электронных характеристиках материала, их температурных, полевых, концентрационных зависимостях. Заселенность верхнего уровня Ландау может осциллировать при монотонном изменении температуры, магнитного поля, степени легирования. О модуляции его заселенности с изменением магнитного поля, по всей видимости, свидетельствуют осциллирующие вклады в полевой зависимости магнетосопротивления. Учитывая сделанные замечания, перейдем к обсуждению результатов измерений ЭПР.

Как было указано выше, возрастание ширины линий имело экспоненциальный характер. Такого рода зависимость, как правило, связана с появлением щели в энергетическом спектре, которое приводит к увеличению плотности состояний на уровне Ферми. Как следствие этого, происходит увеличение скорости релаксации магнитных моментов и увеличение ширины резонансных линий. На появление энергетической щели указывает максимум на температурной зависимости интенсивностей резонансных линий, характерный для антиферромагнитного перехода в системе магнитных примесей вблизи $T_{\text{AFM}} \sim 10$ К (см. рис. 3). Следует заметить, что интенсивности основных резонансных линий сильно (почти в 2 раза) различаются для крайних линий при комнатной температуре и выравниваются при температуре T_{AFM} .

Прямое построение температурной зависимости обратной интенсивности резонансных линий не дает линейного хода, характерного для зависимости Кюри–Вейса. Однако, если положить, что имеется не зависящий от температуры вклад в интенсивность резонансных линий, удастся описать получающуюся зависимость законом Кюри–Вейса с парамагнитной температурой $\theta_{CW} \sim -11$ К. При этом оказывается, что не зависящий от температуры вклад в магнитную восприимчивость для крайних линий имеет противоположные знаки: парамагнитный — для низких полей и диамагнитный — для высоких. На рис. 3 не зависящий от температуры вклад для кривой *I* по величине составляет 3/4 парамагнитной восприимчивости, связанной с этой кривой, при комнатной температуре. Парамагнитная температура Кюри–Вейса, полученная из этой зависимости, почти совпадает с температурой АФМ-перехода, определенной по максимуму интенсивности. Для кривой ЭПР *b* не зависящий от температуры диамагнитный вклад по величине составляет 1/3 парамагнитной восприимчивости, связанной с кривой *b* при комнатной температуре. Известен ряд механизмов возникновения (условно) не зависящих от температуры вкладов в магнитную восприимчивость электронов проводимости (спиновый парамагнетизм Паули и диамагнетизм Ландау [26]), поляризационные парамагнетизм Ван–Флека и диамагнетизм Ланжевена [27]. Поскольку возникновение магнитного иона Fe^{3+} сопряжено с появлением в зоне проводимости дополнительного электрона, то, несомненно, два первых вида не зависящих от температуры вкладов должны также влиять на интенсивность линии ЭПР вместе с вкладом ориентационного механизма Кюри–Вейса. Классическое соотношение восприимчивостей Ландау/Паули — 1/3 [26]. На усиливающийся с увеличением внешнего магнитного поля диамагнитный вклад указывает растущий с увеличением поля интервал между резонансными линиями (см. рис. 5). Таким образом, мы имеем одну общую причину, по которой происходит увеличение диамагнитного вклада от электронов проводимости в резонансное поле и увеличение скорости релаксации (ширины линий) для переходов соответствующих высокополевому концу спектра, а также экспоненциальному росту ширин линий с понижением температуры. Это увеличение плотности состояний на уровне Ферми вследствие появления запрещенных энергетических состояний, обусловленных появлением упорядочения, связанного либо с уровнями Ландау, либо АФМ-щелью в спектре электронов проводимости.

5. Заключение

При легировании 3D-топологического полуметалла α - Cd_3As_2 ионами Fe установлено, что легирование не меняет знак магнитосопротивления — оно остается также положительным и многократно увеличивается с понижением температуры. По всей видимости, Fe входит

в Cd_3As_2 в двухвалентном состоянии и не образует локализованных магнитных моментов, но изменяет положение уровня Ферми относительно дираковских узлов. Для низких концентраций примеси железа возможно появление стабилизированных зарядовых состояний Fe^{3+} и связанных с ними локализованных магнитных моментов. При этом в температурном и полевом поведении проводимости, магнитной восприимчивости, положении линий супер-сверхтонкой структуры спектров ЭПР преципитатов Fe^{3+} заметно проявляются эффекты, связанные с осцилляцией заселенности уровней Ландау.

Благодарности

Авторы благодарят В. Фритш (Veronika Fritsch, Universität Augsburg) за помощь в определении постоянных кристаллической решетки легированных образцов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственных заданий.

Конфликт интересов

Конфликт интересов авторов отсутствует.

Список литературы

- [1] Ю.В. Горюнов, А.Н. Натепров. ФТТ **60**, 1, 69 (2018).
- [2] S.M. Young, S. Zaheer, J.C.Y. Theo, C.L. Kane, E.J. Mele. Phys. Rev. Lett. **108**, 140405 (2012).
- [3] S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Büchner, R.J. Cava. Phys. Rev. Lett. **113**, 027603 (2014).
- [4] M.M. Vazifeh, M. Franz. Phys. Rev. Lett. **111**, 027201 (2013).
- [5] P.W. Anderson. Phys. Rev. **124**, 41 (1961).
- [6] M.A. Ruderman, C. Kittel. Phys. Rev. **96**, 99 (1954).
- [7] N. Bloembergen, T.J. Rowland. Phys. Rev. **97**, 1679 (1955).
- [8] B.I. Kochelaev, L.R. Tagirov, M.G. Khusainov. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **76**, 578 (1979) [Sov. Phys. JETP **49**, 291 (1979)].
- [9] G.G. Khaliullin, B.I. Kochelaev. Phys. Lett. A **106**, 318 (1984).
- [10] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. УФН **126**, 233 (1978).
- [11] T.S. Altshuler, Yu.V. Goryunov, M.S. Bresler. Phys. Rev. **73**, 235210 (2006).
- [12] H.-R. Chang, J. Zhou, S.-X. Wang, W.-Y. Shan, D. Xiao. Phys. Rev. B **92**, 241103(R) (2015).
- [13] J.-H. Sun, D.-H. Xu, F.-C. Zhang, Y. Zhou. Phys. Rev. B **92**, 195124 (2015).
- [14] E. Kogan. Graphene **2**, 8 (2013).
- [15] Л.К. Аминов, И.Н. Куркин, Б.З. Малкин. ФТТ **55**, 7, 1249 (2013).
- [16] G.K. Wertheim. Mössbauer Effect, Principles and Applications. Ch. VII. Academic Press, N.Y. (1964).
- [17] А. Абрагам, Б. Блيني. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Гл. 17. Мир, М. (1973). А. Абрагам, В. Блеаней. Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions. Ch. 17. Clarendon Press, Oxford (1970).
- [18] Т.С. Альтшулер, М.С. Бреслер, Ю.В. Горюнов, Ф. Ига, Т. Такабатаке. ФТТ **44**, 8, 1469 (2002).

- [19] A. Abragam. Phys. Rev. **79**, 534 (1950).
- [20] А.М. Леушин. ФТТ **5**, 12, 3373 (1963).
- [21] B.G. Wybourne. Phys. Rev. **148**, 317 (1966).
- [22] G. Michels, M. Röpke, T. Niemöller, M. Chefki, M.M. Abd-Elmeguid, H. Micklitz, E. Holland-Moritz, W. Schlabitz, C. Huhnt, B. Büchner. J. Phys.: Condens. Matter **8**, 4055 (1996).
- [23] V. Kataev, G. Khaliullin, G. Michels, C. Huhnt, E. Holland-Moritz, W. Schlabitz, A. Mewis. J. Magn. Magn. Mater. **137**, 1–2, 157 (1994).
- [24] Г.Н. Нейло, О.Т. Антомяк, А.Д. Прохоров. ФТТ **43**, 4, 627 (2001).
- [25] K.S. Nemkovski, D.P. Kozlenko, P.A. Alekseev, J.-M. Mignot, A.P. Menushenkov, A.A. Yaroslavtsev, E.S. Clementyev, A.S. Ivanov, S. Rols, B. Klobes, R.P. Hermann, A.V. Gribanov. Phys. Rev. B **94**, 195101 (2016).
- [26] Э.Г. Батыев. УФН **179**, 12, 1333 (2009).
- [27] С.В. Вонсовский. Магнетизм. М. (1971).

Редактор Е.В. Толстякова