

01,05,08,18

Анизотропия парамагнитной восприимчивости дираковского полуметалла Cd_3As_2 , обусловленная примесью хрома: ЭПР на ионах Cr^{3+}

© Ю.В. Горюнов¹, А.Н. Натепров²

¹ ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

² Институт прикладной физики, Молдавский государственный университет, Кишинев, Молдова

E-mail: gorjunov@kfti.knc.ru

Поступила в Редакцию 15 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 15 декабря 2022 г.

Принята к публикации 22 декабря 2022 г.

В литературе, посвященной магнитным примесям в дираковских полуметаллах, предсказывается появление анизотропного и дальнедействующего неосциллирующего вклада во взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды. Эти вклады обуславливаются гибридизацией волновых функций магнитных примесей с волновыми функциями дираковских электронов, имеющих линейный закон дисперсии. Нами изучен электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) в порошковых образцах топологического трехмерного дираковского полуметалла Cd_3As_2 с примесью ионов хрома. По поведению резонансного поля обнаружена анизотропия магнитной восприимчивости в парамагнитном состоянии. Появление магнитной анизотропии в парамагнитном состоянии связывается с усилением вклада орбитальных моментов ионов хрома Cr^{2+} и Cr^{3+} за счет их взаимодействия с орбитальными моментами донорных дираковских электронов, имеющих аномально большие величины g -факторов.

Ключевые слова: магнитный резонанс, топологические материалы, магнитные примеси.

DOI: 10.21883/FTT.2023.03.54733.553

1. Введение

Характерной особенностью топологических материалов является сильная связь спинового и орбитального момента дираковских электронов, приводящая, в частности, к тому, что направления спинов таких электронов оказываются жестко привязанным к их направлению движения. Это в первую очередь относится к родительским электронам топологического материала. Однако, поскольку модификация электронных свойств полупроводников или полуметаллов производится введением в материал донорных электронов или специфических рассеивающих центров, изучение поведения донорных электронов приобретает едва ли не большее значение. Сложность такой задачи усугубляется наличием орбитальных моментов у донорной примеси. Поэтому первоначально [1,2] нами было предпринято изучение поведения донорных магнитных примесей с чисто спиновым состоянием в трехмерном (3D) топологическом дираковском полуметалле Cd_3As_2 . Было замечено, что между спинами электронов проводимости и локализованными чисто спиновыми состояниями имеется существенная связь, приводящая, в частности, к увеличению g -фактора локализованного состояния и появлению неосциллирующего вклада в их взаимодействии Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) [3–6]. Отсюда естественным образом прорастает вопрос о вза-

имовлиянии дираковских электронов и локализованных электронных состояний, обладающих, наряду со спиновым угловым моментом, еще и орбитальным. Теоретические расчеты указывают на возможность возникновения анизотропии РККИ-взаимодействия [7]. В сфере такого интереса нами предпринято изучение влияния примеси хрома на свойства 3D топологического дираковского полуметалла Cd_3As_2 . Ионы переходных d -металлов (Fe и Mn) с конфигурацией $3d^5$ находятся в S -состоянии, и их полный орбитальный угловой момент равен нулю. Поэтому магнитное состояние этих ионов традиционно считается чисто спиновым с g -фактором, равным таковому у свободного электрона (2.0023). В случае примеси хрома, которая может быть представлена ионом Cr^{2+} , с конфигурацией $3d^4$, и ионом Cr^{3+} , с конфигурацией $3d^3$, магнитные состояния ионов не являются чисто спиновыми, и имеется значительный вклад орбитального углового момента [8]. Кроме того, поскольку изовалентное замещение иона Cd^{2+} ионом Cr^{2+} прямо не производит донорных дираковских электронов [9], последнее связано с образованием ионов Cr^{3+} , эффектами смешанной валентности [10] и нарушениями зарядовой компенсации. Таким образом, можно ожидать проявления эффектов влияния орбитальной степени свободы и гибридизации различных валентных состояний ионов хрома с волновыми функциями свободных электронов матрицы Cd_3As_2 на ее магнитные свойства.

2. Эксперимент

Слитки Cd_3As_2 , легированные 0.45 at% Cr, были синтезированы при 1023 К как прямым взаимодействием компонентов: Cd (чистота 99.999%), As (99.9999%) и Cr (99.99%), так и через сплавы Cd–Cr в стеклографитовых тиглях, помещенных в вакуумированные герметичные кварцевые ампулы. Кристаллическая структура и стехиометрия были подтверждены энергодисперсионным (EDX) анализом и порошковой рентгеновской дифракцией (PXRD), и повторяют результаты, изложенные в наших работах [1,2]. Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) был измерен на стандартном модулирующем ЭПР-спектрометре Bruker в X-диапазоне (9.3 GHz). Образцы представляли собой взвешенные в парафине порошки частиц размером около $4\ \mu\text{m}$ в поперечнике. Вращение цилиндрической ампулы производилось вокруг ее оси. Перед измерениями ампула выдерживалась в магнитном поле 1.3 Т при температуре $\sim 370\ \text{K}$ (выше температуры плавления парафина) в течение 15 min и охлаждалась до комнатной температуры (до затвердевания парафина) в этом же поле.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Кристаллическая структура

Как указывалось выше, данные PXRD подтверждают идентичность синтезированных чистых и легированных соединений низкотемпературной тетрагональной модификации $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$ [11] с пространственной группой симметрии $I4_1cd$ и параметрами решетки $a = b = 12.653\ \text{\AA}$, $c = 25.456\ \text{\AA}$. Параметры кристаллической решетки чистого $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$, полученного тем же способом, составляли $a = b = 12.6539\ \text{\AA}$, $c = 25.4586\ \text{\AA}$. Экспериментальные и расчетные данные по PXRD, как и в [1,2], практически совпадают. Следует заметить, что в каждом cm^3 $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$ содержится $2.564 \cdot 10^{20}$ кристаллических ячеек. Концентрация же электронов проводимости составляет всего $6 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$. И это при том, что каждая ячейка содержит 160 атомов, в частности, 96 ионов Cd^{2+} и 64 иона As^{3-} в стехиометрических позициях. Кроме того, тетраэдрические вакансии кристаллической ячейки, основным мотивом композиции которых является структура типа антифлюорита [12], могут содержать до 0.16 at.% ионов Cd^{2+} или, при наличии примесей, ионов Cr^{2+} . Т.е. примерно 1 „лишний“ кадмий на 6 ячеек. Однако электроны от этих ионов кадмия не попадают в зону проводимости, так как возможная концентрация таких ионов на 2 порядка выше, чем концентрация электронов в чистом образце. Величины энергий отрыва вторых электронов Cd и Cr очень близки. Но для отрыва третьего электрона требуются существенно отличные энергии: в случае иона Cr^{2+} — 30.1 eV против 37.5 eV для Cd^{2+} [13]. Размеры двухвалентных ионов $D_{\text{Cd}} \approx 1.98\ \text{\AA}$ и $D_{\text{Cr}} \approx 1.66\ \text{\AA}$ [13] также

существенно различаются и являются причиной „проседания“ решетки в месте расположения примесных ионов хрома и, соответственно, сжатия связей в ближних координационных сферах.

3.2. Электронный парамагнитный резонанс

Исходя из общих соображений о возможности наблюдения ЭПР на ионах хрома [14], мы можем говорить о наблюдении в нашей системе ЭПР на ионах хрома Cr^{2+} , Cr^{3+} , Cr^{4+} . Ион хрома Cr^{2+} имеет конфигурацию $3d^4$ со спином $S = 2$ и орбитальным моментом $L = 2$, и его валентное состояние полностью соответствует замещаемому иону Cd^{2+} , как, например, в случае ЭПР во флюорите CaF_2 [15] и CdGa_2S_4 [16]. Ион хрома Cr^{4+} имеет конфигурацию $3d^2$ с $S = 1$. Однако образование иона Cr^{4+} вследствие высокой энергии отрыва 4-го электрона в данной системе невероятно, как и обнаружение его в ЭПР-измерениях X-диапазона частот. Также в данном диапазоне частот невозможно наблюдать ЭПР на ионе Cr^{2+} , являющимся, очевидно, основной примесью при легировании Cd_3As_2 хромом. Наблюдение невозможно вследствие сильного расщепления энергетических уровней этого иона в кристаллическом поле [14], большем, чем квант радиочастотного поля. Таким образом, в случае измерений ЭПР на частотах в X-диапазоне рассматривать можно только ЭПР на ионах Cr^{3+} .

Спектры ЭПР от ионов Cr^{3+} должны иметь компоненты, соответствующие $S = 3/2$ и $L = 3$, которые в случае низкой симметрии окружения иона распадаются на три компоненты тонкой структуры, а в случае влияния спина ядра — еще и на компоненты сверхтонкой структуры. В наблюдаемом спектре ЭПР превалирует резонансная линия, имеющая искаженную, почти симметричную форму, в которой можно заметить следы тонкой или сверхтонкой структуры (см. рис. 1). Отметим, что в естественной смеси изотопов хрома хотя и содержится только 9% изотопа с ненулевым ядерным спином (и это сильно уменьшает интенсивность и возможность разрешения сверхтонкой структуры), но возможно проявление и супер-сверхтонкой структуры [17], вызванной межконфигурационным взаимодействием [18] с ядрами лигандов Cd и As, которые в естественной смеси изотопов содержат ядра, обладающие магнитными моментами. Таким образом, спектр образца имеет очень сложную структуру, что с достаточной степенью уверенности позволяет утверждать, что наблюдаемый спектр порошкового образца состоит из по крайней мере двух групп разрешенных линий ЭПР шириной около 300 Oe. Исходя из результатов экспериментов по легированию $\alpha\text{-Cd}_3\text{As}_2$ другими примесями, мы соотносим эти группы с ионами Cr^{3+} , расположенными в тетраэдрическом окружении в позициях замещения ионов Cd^{2+} и в позициях тетраэдрических вакансий структуры антифлюорита [12]. Однако большую часть этих позиций, в соответствии с уровнем легирования, занимают ионы Cr^{2+} , которые,

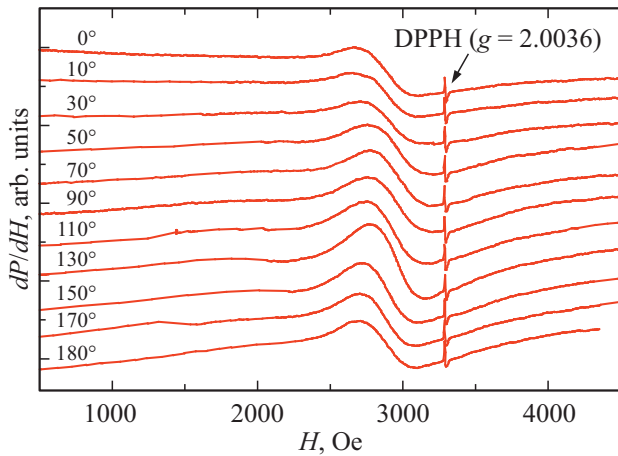


Рис. 1. Вариации спектров ЭПР при вращении ампулы с порошком вокруг своей оси. Вертикальная линия относится к стандартному маркеру дифенил-пикрил-гидразилу (ДФПГ, DPPH).

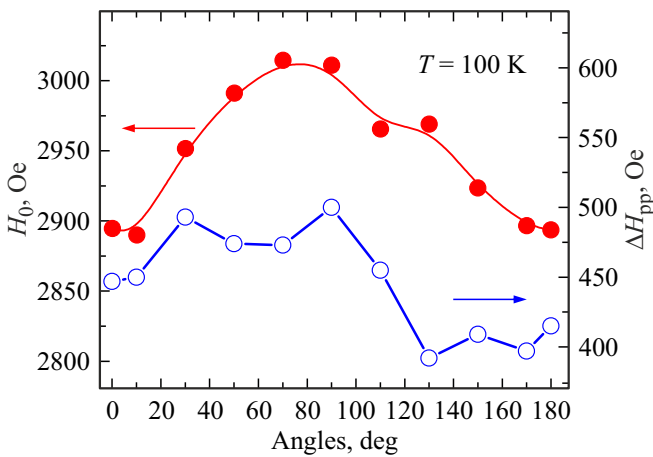


Рис. 2. Зависимости положения H_0 и пиковой ширины линии ЭПР ΔH_{pp} от угла поворота ампулы вокруг своей оси.

конечно же, оказывают влияние на ширины и положения линий ЭПР, происходящих от ионов Cr^{3+} .

В диапазоне температур около 80–120 К в спектре ЭПР наблюдалось плато, характерное для порошковых образцов с анизотропным g -фактором. После подскока величины резонансного поля H_0 при $T \approx 120$ К при понижении температуры наблюдалось быстрое уменьшение H_0 . Этот сдвиг ниже 50 К сопровождался резким уширением основной резонансной линии. Температурное поведение спектра ЭПР в нашем эксперименте требует более кропотливого изложения. Настоящая же статья имеет целью сообщить об очень важном и интересном в данном исследовании моменте — наблюдении угловой зависимости положения и ширины сигнала ЭПР (см. рис. 1 и 2). Дело в том, что образец представляет собой порошок с размером частиц около $4 \mu m$, помещенный в парафин и цилиндрическую ампулу. Образец

вращался в магнитном поле вокруг оси ампулы. Для иона Cr^{3+} характерна небольшая анизотропия g -фактора (типичные значения $g_x, g_y, g_z \approx 1.95-1.98$). В нашем случае (см. рис. 1) g -фактор колеблется в интервале от 2.13 до 2.18. В случае порошка, где все кристаллографические направления равновероятны, вращение ампулы не может привести к изменению положения сигнала ЭПР. В нашем эксперименте 2 угловые зависимости, представленные на рис. 1, были получены после плавления парафина и выдержки образца в течение 15 min при температуре около ~ 380 К в поле 13 кОе и охлаждения в этом же поле до затвердевания парафина. Угловые зависимости указывают, на наличие оси 2-го порядка, как и в работе [19]. Этот же тип угловой зависимости повторяется и в ширине линии. Однако это напрямую не свидетельствует о характере симметрии анизотропии, поскольку ориентирование частиц происходит только по направлению „легкой оси“ (скорее всего, оси c) при хаотичности ориентирования других кристаллографических осей. Факт наличия „легкой оси намагничивания“ в парамагнитном состоянии означает, что при заданной температуре (~ 400 К) величина наведенной намагниченности ионов хрома зависит от кристаллографического направления. Подчеркнем, что чистый α - Cd_3As_2 является сильным диамагнетиком. Появление текстуры в порошковом образце может быть связано только с двумя факторами: магнитной анизотропией формы частиц порошка и магнитной кристаллической анизотропией. В первом случае форма частиц опять-таки должна быть привязана к кристаллической структуре. Например, при приготовлении порошка вследствие выраженной спайности кристалла в направлении, перпендикулярном оси c , образуются частицы дискообразной формы (чешуйки). Эти частицы в магнитном поле выстроятся плоскостями параллельно полю даже в случае диамагнетизма. Ось c окажется перпендикулярной внешнему магнитному полю, при этом будет беспорядок в расположении осей a и b . При приготовлении порошка выраженного проявления плоскости спайности не наблюдалось; частицы порошка имели хотя и не сферическую форму, но характеризовались близкими размерами по трем направлениям. Поэтому остается значимым только второй фактор — наличие магнитной кристаллической анизотропии в парамагнитном состоянии.

Таким образом, на магнитное состояние ионов Cr^{2+} и Cr^{3+} существенно влияют орбитальные степени свободы, и в случае квазичастиц Дирака можно ожидать, что этот эффект будет усилен за счет обменного взаимодействия между локализованными магнитными моментами и свободными дираковскими электронами, спины которых жестко связаны с их орбитальными моментами. Это приводит к увеличению g -фактора локализованных магнитных моментов и появлению анизотропии наведенной намагниченности в парамагнитном состоянии. Анизотропия проявляется в ориентировании частиц порошка в магнитном поле даже при температурах ~ 400 К, заметно превышающих комнатную температуру. При этих

температурах еще остается существенным положительное магнетосопротивление — как в чистом, так и легированном хромом арсениде кадмия. В этой связи можно ожидать, что, как и при легировании ионами Mn^{2+} , на ионах Cr^{2+} образуются магнитные поляроны, которые, однако, будут иметь анизотропную поляризуемость. При этом источником донорных электронов являются эти же ионы Cr^{2+} , которые, отдавая в зону проводимости один электрон, превращаются в ионы Cr^{3+} . Ионы Cr^{3+} , на которых наблюдается ЭПР, могут иметь стабилизированную валентность, а могут и участвовать в двойном обмене [10], переносчиками которого в данном случае являются донорные дираковские электроны, состояние движения которых топологически защищено. В этом случае время жизни ионов Cr^{3+} и Cr^{2+} , или частота обмена, будет влиять на ширину линии ЭПР и на фазу волновой функции дираковского электрона, которая определяет режимы слабой локализации или антилокализации [20–23]. Данное обстоятельство указывает на возможность того, что условия реализации режима слабой антилокализации будут зависеть от направления движения дираковских электронов и, в зависимости от направления тока, в легированном хромом монокристаллическом образце будет наблюдаться положительное [24] или отрицательное [25] магнетосопротивление. Сокращение времени жизни иона Cr^{3+} и его взаимодействие с электроном проводимости приводит частичной к редукции магнитного момента иона. А в случае большой величины g -фактора у электрона это вызывает существенное изменение g -фактора иона.

Предполагая, что величина g -фактора иона является результатом взаимодействия с магнитными моментами носителей тока, уменьшающими магнитный момент, и используя результаты [26] для двух взаимодействующих электронных подсистем с соответствующими g -факторами g_1, g_2 и спинами S_1, S_2 ,

$$g_{\text{eff}} = (g_1 S_1 + g_2 S_2) / (S_1 + S_2),$$

$$g_{\text{eff}} = g_{\text{Cr}} [1 - \mu(g_e/g_{\text{Cr}})] / (1 - \mu^*),$$

где $\mu^* = (\mu_{\text{Cr}} - \mu_0) / \mu_{\text{Cr}}$. Для $g_e = 16$, $g_{\text{Cr}} = 2.0$, в зависимости от степени редукции μ_{Cr}/μ_0 магнитного момента иона Cr^{3+} , получаем следующие эффективные g -факторы: для $\mu_{\text{Cr}}/\mu_0 = 1.00$, $g_{\text{eff}} = 2.00$; для $\mu_{\text{Cr}}/\mu_0 = 0.99$, $g_{\text{eff}} = 2.154$.

Следует еще учесть, что ион Cr^{3+} является ян-теллеровским ионом [27–30], и с ним могут быть связаны локальные нарушения симметрии тетраэдрического окружения иона в этом топологическом материале. Это также может закреплять магнитные моменты примесей в кристаллической решетке и способствовать усилению анизотропии в парамагнитном состоянии.

В качестве дополнения, несколько замечаний о возможности присутствия в образце посторонних фаз или соединений из системы Cr–As, которые, в принципе, могли бы дать сигналы ЭПР и при этом не выявляться

иными методами измерений. Согласно [31], в системе Cr–As имеется 7 соединений с температурой плавления выше или близкой к температуре синтеза образцов Cd_3As_2 , которые могли бы вывести хром из исследуемого соединения Cd_3As_2 и подменить его магнитные свойства. Чистый хром является антиферромагнетиком с температурой Нееля немного выше комнатной. Однако для соединения с самым высоким содержанием хрома Cr_3As наблюдается аномалия в температурном поведении магнитной восприимчивости при 973 К. С уменьшением содержания хрома наблюдаются соединения, обладающие непростой магнитной структурой, однако, естественно, температуры магнитных переходов уменьшаются. Температура Нееля для достаточно изученных соединений Cr_2As и $CrAs$ [32–38] составляет, соответственно, величины около 430 и 280 К. Таким образом, температура магнитного перехода для соединения с наибольшим содержанием мышьяка $CrAs_2$ может ожидать вблизи 200 К. В данном диапазоне никаких резких особенностей в поведении спектра ЭПР, обычно сопровождающих фазовые переходы, не наблюдается. Это еще раз подтверждает данные по составу и кристаллической структуре образцов: хром хорошо растворяется в α - Cd_3As_2 и при синтезе не образует отдельных фаз с каждым из компонентов.

4. Заключение

Таким образом, мы полагаем, что в ЭПР на ионах Cr^{3+} в α - Cd_3As_2 наблюдается усиление анизотропии парамагнитной восприимчивости ансамбля локализованных спинов примесных ионов хрома, обусловленное орбитальным угловым моментом и анизотропией g -фактора примесных ионов, взаимодействующих со спиновыми и аномально большими орбитальными моментами донорных дираковских электронов, производимых этими же примесными ионами.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственных заданий.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.В. Горюнов, А.Н. Натепров. ФТТ **62**, 1, 78 (2020). [Yu.V. Goryunov, A.N. Nateprov. Phys. Solid State **62**, 1, 100 (2020)].
- [2] Ю.В. Горюнов, А.Н. Натепров. ФТТ **63**, 2, 199 (2021). [Yu.V. Goryunov, A.N. Nateprov. Phys. Solid State **63**, 2, 223 (2021)].
- [3] M.A. Ruderman, C. Kittel. Phys. Rev. **96**, 1, 99 (1954).
- [4] N. Bloembergen, T.J. Rowland. Phys. Rev. **97**, 6, 1679 (1955).

- [5] H.-R. Chang, J. Zhou, S.-X. Wang, W.-Y. Shan, D. Xiao. *Phys. Rev. B* **92**, 24, 241103(R) (2015).
- [6] J.-H. Sun, D.-H. Xu, F.-C. Zhang, Y. Zhou. *Phys. Rev. B* **92**, 19, 195124 (2015).
- [7] D. Mastrogiuseppe, N. Sandler, S.E. Ulloa. *Phys. Rev. B* **93**, 9, 094433 (2016).
- [8] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. Наука, М. (1972). 672 с.
- [9] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. Письма в ЖЭТФ **42**, 4, 145 (1985). [B.A. Volkov, O.A. Pankratov. *JETP Lett.* **42**, 4, 145 (1985)].
- [10] В.В. Банников, В.Я. Митрофанов. ФТТ **47**, 8, 1474 (2005). [V.V. Bannikov, V.Ya. Mitrofanov. *Phys. Solid State* **47**, 8, 1532 (2005)].
- [11] S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Büchner, R.J. Cava. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 2, 027603 (2014).
- [12] M.N. Ali, Q. Gibson, S. Jeon, B.B. Zhou, A. Yazdani, R.J. Cava. *Inorg. Chem.* **53**, 8, 4062 (2014).
- [13] А.И. Ефимов, Л.П. Белорукова, И.В. Василькова, В.П. Чечев. Свойства неорганических соединений. Химия, Л. (1983). 392 с.
- [14] Д.А. Ахметзянов, В.Б. Дудникова, Е.В. Жариков, Е.Р. Житейцев, О.Н. Зайцева, А.А. Коновалов, В.Ф. Тарасов. ФТТ **55**, 3, 471 (2013). [D.A. Akhmetzyanov, V.B. Dudnikova, E.V. Zharikov, E.R. Zhiteitsev, O.N. Zaitseva, A.A. Konovalov, V.F. Tarasov. *Phys. Solid State* **55**, 3, 520 (2013)].
- [15] P.B. Oliete, V.M. Orera, P.J. Alonso. *Phys. Rev.* **53**, 6, 3047 (1996).
- [16] А.Г. Аванесов, В.В. Бадиков, Г.С. Шакуров. ФТТ **45**, 8, 1382 (2003). [A.G. Avanesov, V.V. Badikov, G.S. Shakurov. *Phys. Solid State* **45**, 8, 1451 (2003)].
- [17] Л.К. Аминов, И.Н. Куркин, Б.З. Малкин. ФТТ **55**, 7, 1249 (2013). [L.K. Aminov, I.N. Kurkin, B.Z. Malkin. *Phys. Solid State* **55**, 7, 1343 (2013)].
- [18] A. Abragam. *Phys. Rev.* **79**, 3, 534 (1950).
- [19] I. Stefaniuk, M. Bester, I.S. Virt, M. Kuzma. *Acta Phys. Polonica A* **108**, 2, 413 (2005).
- [20] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ **81**, 2, 768 (1981). [B.L. Al'tshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, D.E. Khmel'nitskii. *JETP* **54**, 2, 411 (1981)].
- [21] Н.А. Абдуллаев, О.З. Алекперов, Х.В. Алигулиева, В.Н. Зверев, А.М. Керимова, Н.Т. Мамедов. ФТТ **58**, 9, 1806 (2016). [N.A. Abdullaev, O.Z. Alekperov, Kh.V. Aligulieva, V.N. Zverev, A.M. Kerimova, N.T. Mamedov. *Phys. Solid State* **58**, 9, 1870 (2016)].
- [22] Е.Б. Ольшанецкий, З.Д. Квон, Г.М. Гусев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Дж.С. Поргал. Письма в ЖЭТФ **91**, 7, 375 (2010). [E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal. *JETP Lett.* **91**, 7, 347 (2010)].
- [23] Y. Kumar, V.P.S. Awana. *J. Supercond. Novel Magn.* **34**, 5, 1303 (2021). <https://doi.org/10.1007/s10948-021-05910-1>
- [24] X. Yuan, P. Cheng, L. Zhang, C. Zhang, Y. Wang, Y. Liu, Q. Sun, P. Zhou, D.W. Chang, Z. Hu, X. Wan, H. Yan, Z. Li, F. Xiu. *Nano Lett.* **17**, 4, 2211 (2017).
- [25] Y. Liu, R. Tiwari, Z. Jin, X. Yuan, C. Zhang, F. Chen, L. Li, Z. Xia, S. Sanvito, P. Zhou, F. Xiu. *Phys. Rev. B* **97**, 8, 085303 (2018).
- [26] R.K. Wangsness. *Phys. Rev.* **91**, 5, 1085 (1953).
- [27] R. Rai, J.-Y. Savard, B. Tousignant. *Canadian J. Phys.* **47**, 11, 69 (1969).
- [28] J.J. Krebs, G.H. Stauss. *Phys. Rev. B* **15**, 1, 17 (1977).
- [29] M.G. Brik, N.M. Avram. *J. Mol. Struct.* **838**, 1–3, 193 (2007).
- [30] L. Seijo, Z. Barandiarán. *J. Chem. Phys.* **94**, 12, 8158 (1991).
- [31] M. Venkatraman, J.P. Neumann. *Bull. Alloy Phase Diagrams* **11**, 5, 424 (1990).
- [32] V.I. Valkov, A.V. Golovchan, U. Aparajita, O. Roslyak. *Adv. Mater. Sci. Eng.* 2019, Art. ID 9649628, Hindawi (2019). DOI: <https://www.hindawi.com/journals/amse/2019/9649628/>
- [33] A.I. Popoola, Y.A. Odusote. *J. Sustainable Technol.* **10**, 2, 63 (2019). ISSN: 2251-0680.
- [34] B. Wang, Q. Lu, Y. Ge, K. Zhang, W. Xie, W.-M. Liu, Y. Liu. *Phys. Rev. B* **96**, 13, 134116 (2017).
- [35] H. Ofuchi, M. Mizuguchi, K. Ono, M. Oshima, H. Akinaga, T. Manago. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **199**, 227 (2003).
- [36] C. Autieri, C. Noce. *Phil. Mag.* **97**, 34, 3276 (2017). <https://doi.org/10.1080/14786435.2017.1375607>
- [37] R. Khasanov, Z. Guguchia, I. Eremin, H. Luetkens, A. Amato, P.K. Biswas, C. Rüegg, M.A. Susner, A.S. Sefat, N.D. Zhigadlo, E. Morenzoni. *Sci. Rep.* **5**, 13788 (2015). DOI: 10.1038/srep13788
- [38] G. Cuono, C. Autieri, G. Guarnaccia, A. Avella, M. Cuoco, F. Forte, C. Noce. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **228**, 631 (2019).

Редактор Е.В. Толстякова