

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ЭПР ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛОВ $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Р.Р. ЗАЙНУЛЛИН*, В.А. УЛАНОВ*, Е.Р. ЖИТЕЙЦЕВ**

* Казанский государственный энергетический университет

** Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН

Методом ЭПР показано, что повышение средней концентрации марганца в полумангнитных термоэлектрических кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x > 0,002$) приводит к неоднородному распределению ионов Mn^{2+} по объему образовавшегося твердого раствора и формированию микроскопических областей с повышенным содержанием марганца. В этих областях реализуется эффект дипольной неустойчивости со смещением иона Mn^{2+} из центра координационного октаэдра в одну из 8 равновесных нецентральных позиций тригонального типа. На нижнем листе адиабатического потенциала иона Mn^{2+} каждой такой позиции соответствует потенциальная яма эквивалентного вида, отделенная от других ям энергетическими барьерами. Анализ угловых и температурных зависимостей в спектрах ЭПР показывает, что указанные барьеры не высокие, вследствие чего примесный ион способен туннелировать сквозь барьеры с частотой, намного превышающей частоту ЭПР.

Ключевые слова: термоэлектрик, теллурид свинца, ЭПР, марганец, примесь, дипольная неустойчивость, нецентральная позиция.

Введение

PbTe относится к группе халькогенидов свинца, которые характеризуются высокими значениями коэффициентов Зеебека и Пелтье. В связи с этим они в настоящее время рассматриваются как одни из наиболее перспективных материалов для изготовления термоэлектрических устройств, осуществляющих прямые преобразования тепловой энергии в электрическую и электрической энергии в тепловую. В течение двух последних десятилетий путем легирования халькогенидов свинца различными примесями и получения различных смешанных составов термоэлектрические характеристики этих материалов были существенно улучшены. Поскольку до теоретических пределов пока еще далеко, исследовательские работы по выяснению путей дальнейшего совершенствования термоэлектрических свойств халькогенидных материалов являются до сих пор актуальными.

Несмотря на большие достижения в исследованиях физических свойств халькогенидов свинца (PbTe, PbS, PbSe) (см., например, [1 - 3]), до последнего времени оставался не до конца выясненным вопрос о том, почему эти материалы характеризуются высокой термоэлектрической добротностью. Лишь в последние пять лет было обнаружено [4, 5], что в кристаллах этого ряда (в частности, в PbTe) при повышении температуры реализуются необычные явления, связанные с переходами атомов свинца в нецентральные положения (дипольная неустойчивость кристаллической решетки). Стало очевидным, что высокая термоэлектрическая добротность халькогенидов свинца в немалой степени обусловлена возникающими динамическими неоднородностями в их объемах. Оказалось также [6], что внедрение нейтральной примеси Mn^{2+} в кристаллы PbTe приводит к существенному увеличению ширины запрещенной зоны при изменении постоянной решетки $da/dx = -0,5\text{\AA}$. При

этом, благодаря обменному взаимодействию свободных носителей заряда с электронами ионов Mn^{2+} , в магнитном поле необычно сильно изменяется зонная диаграмма твердого раствора $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Эти факты свидетельствовали о том, что твердый раствор $Pb_{1-x}Mn_xTe$ может оказаться эффективным материалом для создания термоэлектрических преобразователей, управляемых магнитным полем.

Для разработки технологии производства термоэлектрического материала $Pb_{1-x}Mn_xTe$ с оптимальными свойствами необходимы дополнительные экспериментальные сведения о позициях ионов Mn^{2+} и о характере их распределения по объему твердого раствора $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Наиболее информативным методом получения такой информации является ЭПР. Однако исследования твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ методом ЭПР, представленных к настоящему времени в научной литературе (см., например, [7-9]), оставили без ответа ряд вопросов, связанных с интерпретацией некоторых из полученных результатов. Наша первая попытка ответить на возникшие вопросы [10] позволила сделать предположение о том, что в кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xTe$ с повышенной концентрацией марганца наблюдаются эффекты дипольной неустойчивости даже при температуре жидкого гелия.

Целью данной работы являлась проверка нашего предположения о дипольной неустойчивости в центрах Mn^{2+} при низких температурах, а также получение информации о характере распределения примесных ионов по объему кристалла $Pb_{1-x}Mn_xTe$, о месте локализации нецентрального примесного иона и о примерной величине критической концентрации марганца, при которой возникает эффект дипольной неустойчивости.

Эксперимент

Кристаллы $Pb_{1-x}Mn_xTe$ выращивались методом направленной кристаллизации в запаянных кварцевых ампулах конической формы, протягиваемых в вертикальном направлении в тепловом поле цилиндрического графитового нагревателя. Для выращивания кристаллов была использована шихта, полученная путем предварительного плавления в запаянной кварцевой ампуле смеси из порошкообразного реактива $PbTe$ и металлической марганцевой пудры (оба компонента смеси – марки ОСЧ). На этой стадии подготовки шихты для гомогенизации расплава кварцевая ампула с расплавленной шихтой вращалась с переменной скоростью вокруг вертикальной оси. После остывания содержание кварцевой ампулы перемалывалось в осушенной атмосфере до мелкодисперсного состояния и тщательно перемешивалось. Перед герметизацией на каждом этапе объем кварцевой ампулы с шихтой откачивался диффузионным насосом при температуре $85^\circ C$ в течение 5 часов с помощью масляного диффузионного насоса, снабженного ловушкой масляных паров на жидком азоте. На стадии выращивания кристалла скорость перемещения тигля в тепловом поле нагревателей составляла 2 мм/час.

Изучение угловых, температурных и концентрационных зависимостей в спектрах ЭПР проводилось на спектрометре E-12 фирмы “Varian” в X-диапазоне при температурах $4,2 \div 90$ К. Выше $T=85$ К спектры ЭПР не наблюдались. В исследованиях методом ЭПР были использованы образцы с типичными размерами: $3,5 \times 3,5 \times 8,0$ мм³.

Результаты эксперимента и их обсуждение

В выращенных нами кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x = 0,0001$) наблюдался спектр ЭПР, подробно описанный в работе [8]. Он состоял из шести групп линий, каждая из которых была расщеплена на пять линий с относительными интенсивностями $1:0,26:0,025:0,0013$, представляющих собой суперсверхтонкую структуру (ССТС) спектра. В исследуемом случае ССТС возникает из-за суперсверхтонкого взаимодействия (ССТВ) электронного магнитного момента иона Mn^{2+} ($3d^5$, 6S ; $S = 5/2$) с ядерными моментами ближайших к нему изотопов теллура ^{125}Te (распространенность –

7,1%, $I = 1/2$). Поскольку ССТВ с ядрами ^{123}Te (распространенность – 0,9%, $I = 1/2$) примерно в 17 раз меньше, в спектрах ЭПР оно не проявляется. Группирование всей совокупности линий спектра в шесть групп обусловлено сверхтонким взаимодействием (СТВ) между электронным магнитным моментом иона Mn^{2+} с собственным ядерным магнитным моментом ($I_{\text{Mn}} = 5/2$). Интенсивности центральных линий каждой группы практически были одинаковыми и они были расположены почти эквидистантно друг относительно друга. Все наблюдаемые линии имели форму Дайсона. При изменениях ориентации кристалла относительно направления внешнего магнитного поля вид спектра практически не менялся. Это указывало на изотропный характер СТВ и ССТВ. В образцах $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0,0001$) тонкая структура (ТС) спектров ЭПР не наблюдалась, что свидетельствовало о малой величине параметра ТС ($a \approx 0$). Параметры СТВ (A_{Mn}) и ССТВ (A_{Te}), а также параметр зеемановского взаимодействия электронного момента Mn^{2+} с внешним магнитным полем (g -фактор), определенные из наблюдаемых нами спектров ЭПР, практически совпали с соответствующими параметрами, найденными авторами работы [8]: $A_{\text{Mn}} = 65,8 \pm 0,2$ Гс; $A_{\text{Te}} = 15,4 \pm 0,5$ Гс; $g = 1,991 \pm 0,001$.

Спектры ЭПР кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с повышенной концентрацией марганца ($x = 0,001$) отличались от спектров $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0,0001$) тем, что в них (рис. 1) были обнаружены дополнительные линии ЭПР, по две на каждую из шести основных линий. Они располагались симметрично относительно основных линий и в ориентациях $\langle 111 \rangle \parallel \vec{H}_0$ оказывались на максимальном удалении от последних.

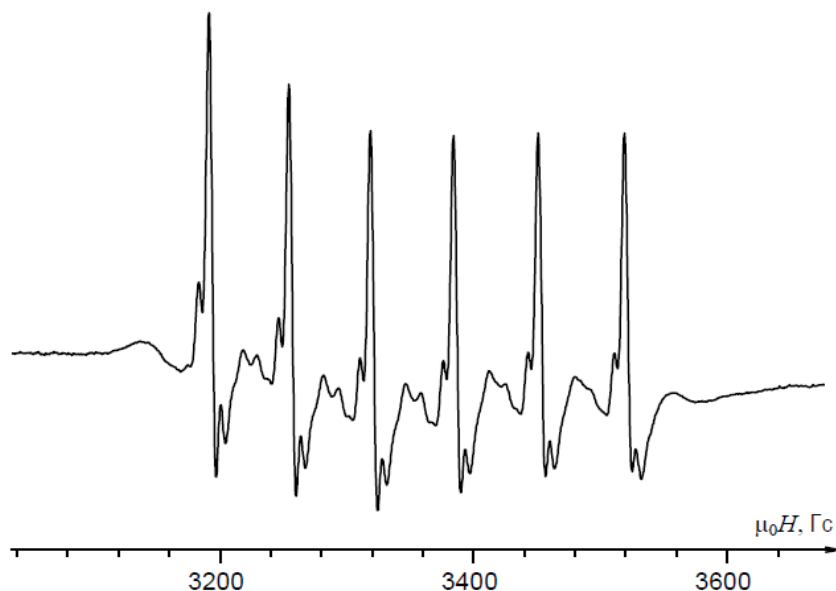


Рис. 1. Спектр ЭПР образца $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0,001$), зарегистрированный в X-диапазоне (9,32 ГГц) при температуре 4,2К в ориентации $\langle 111 \rangle \parallel \vec{H}_0$

Дальнейшее повышение концентрации марганца в кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ привело к существенному уширению линий спектра. Вследствие этого шесть групп линий, описанных выше, превратились в шесть нерасщепленных линий, ширина каждой из которых примерно равнялась ширине соответствующей группы

линий ССТС. При этом интенсивности дополнительных линий возрастали почти пропорционально концентрации примесного марганца.

В отличие от основных, дополнительные линии (назовем их сателлитами) меняли свое положение при вращениях образца относительно направления внешнего магнитного поля (рис. 2). Следует отметить, что такие же линии наблюдались авторами работы [9], посвященной исследованиям методом ЭПР тонких пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, наращенным эпитаксиально на подложки из кристаллов KCl и KBr. В работе [9] они были объяснены деформациями пленки, обусловленными различием постоянных решеток пленки и подложки. В нашем случае случайные деформации в объемном кристалле $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ не могли быть такими большими, как это было в эпитаксиальных пленках авторов работы [9]. Поэтому нами было сделано предположение о том, что в $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ марганец замещает изовалентно собственный катион решетки Pb^{2+} и оказывается в центре координационного октаэдра с ионами теллура на вершинах (рис. 3). Поэтому в образцах с малой концентрацией марганца СТС и ССТС спектров ЭПР не зависят от направления внешнего магнитного поля (являются изотропными). Однако, с повышением концентрации марганца ($x > 0,0005$) распределение примесного марганца по кристаллу оказывается неоднородным настолько, что в некоторых малых объемах локальная концентрация марганца оказывается высокой. Поэтому в этих объемах уже при низких температурах ($T \approx 4,2 \text{ K}$) реализуется эффект дипольной неустойчивости, приводящий к смещению ионов Mn^{2+} в нецентральные положения тригонального типа (смещения параллельно кристаллографическим осям $\langle 111 \rangle$, симметрия парамагнитного комплекса – C_{3v}).

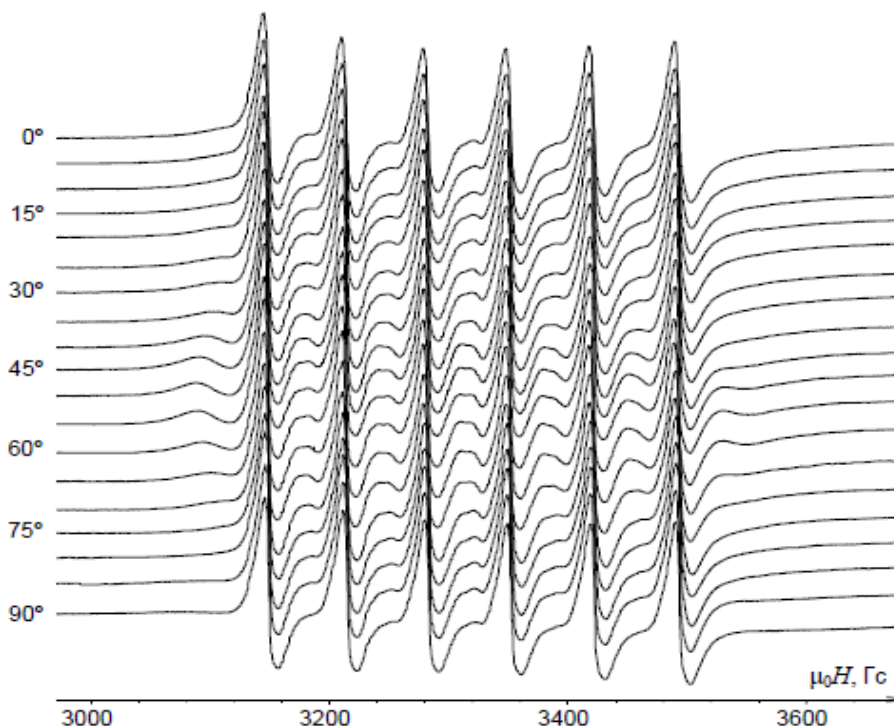


Рис. 2. Изменения вида экспериментального спектра ЭПР образца кристалла $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0,005$) при поворотах вектора $\vec{H}_0$ в кристаллографической плоскости (110): 0° соответствует ориентации $\langle 001 \rangle \parallel \vec{H}_0$

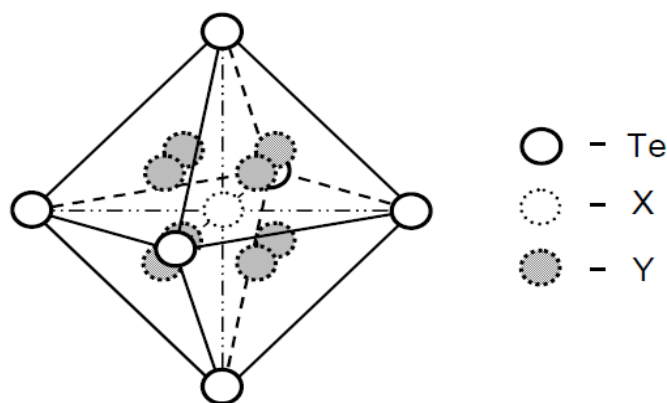


Рис. 3. Координационный октаэдр примесного иона Mn^{2+} в кристалле $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (незаштрихованным пунктирным кружком X указано исходное положение Mn^{2+} ; заштрихованными пунктирными кружками Y указаны его нецентральные положения, в одно из которых он переходит при достаточно высокой концентрации)

В кристалле PbTe возможны восемь эквивалентных направлений смещения (рис. 3). Однако, методом ЭПР противоположные смещения, параллельные любой из четырех осей $\langle 111 \rangle$, в обычных условиях не различимы. Это позволяет при теоретическом описании угловых зависимостей в спектрах ЭПР рассматривать только 4 ансамбля тригональных магнитно-неэквивалентных центров Mn^{2+} , у которых ось z направлена параллельно одной из четырех кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$. В локальных системах координат, связанных с элементами симметрии каждого из четырех магнитно неэквивалентных центров, спиновый гамильтониан может быть записан в следующем виде:

$$H_S^{(i)} = \beta_e g \left\{ H_{0x}^{(i)} \cdot S_x^{(i)} + H_{0y}^{(i)} \cdot S_y^{(i)} + H_{0z}^{(i)} \cdot S_z^{(i)} \right\} + A_{Mn} \left\{ S_x^{(i)} \cdot I_x^{(i)} + S_y^{(i)} \cdot I_y^{(i)} + S_z^{(i)} \cdot I_z^{(i)} \right\} - \beta_N g_N \left\{ H_{0x}^{(i)} \cdot I_x^{(i)} + H_{0y}^{(i)} \cdot I_y^{(i)} + H_{0z}^{(i)} \cdot I_z^{(i)} \right\} + H_{CF}^{(i)}, \quad (1)$$

где первый член в правой стороне равенства соответствует электронному зеемановскому взаимодействию, второй – сверхтонкому взаимодействию, третий – ядерному зеемановскому взаимодействию. Поскольку в образцах с повышенной концентрацией марганца ССТС не разрешена, операторы ССТВ в спиновый гамильтониан не включены. Оператор $H_{CF}^{(i)}$ в правой части равенства (1) необходим для учета взаимодействия электронного спинового момента парамагнитного центра Mn^{2+} с кристаллическим полем, реализующегося через спин-орбитальное взаимодействие. Верхний индекс i при операторах соответствует номеру ансамбля, к которому принадлежит рассматриваемый центр ($i = 1 \div 4$). В данном случае оператор взаимодействия с кристаллическим полем может быть представлен в следующем виде:

$$H_{CF}^{(i)} = B_2^0(i) \cdot \hat{O}_2^0(i), \quad (2)$$

где операторы четвертого ранга не рассматриваются, поскольку они не проявили себя в кристаллах с низким уровнем марганца.

Оказалось, что для описания экспериментальных угловых зависимостей необходимо дополнительное предположение, выходящее за рамки классической теории спинового гамильтониана. Нам пришлось искусственно ввести анизотропию ширин

наблюдаемых линий ЭПР. Без такого предположения полное описание угловых зависимостей в спектрах образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x > 0.002$) оказалось невозможным. Удовлетворительное согласие симулированных спектров ЭПР с экспериментальными было получено при условии, что ширины линий сателлитов ΔB_{sl} зависят от угла α между направлением вектора $\vec{H}_0$ и осью z соответствующей локальной системы координат согласно равенству

$$\Delta B_{sl}(\alpha) = \Delta B_{sl}(0) / \cos^3 \alpha, \quad (5)$$

где $\Delta B_{sl}(0) = 24,3$ Гс. Ширина линий СТС, соответствующих электронному переходу $|+1/2\rangle \leftrightarrow |-1/2\rangle$, от угла α не зависела и определялась равенством: $\Delta B_{gl} \approx 7,8$ Гс. Величина параметра тонкой структуры спектра ЭПР, использованного в расчетах, оказалась равной $\bar{B}_2^0 = 4,8$ Гс. Она соответствует усредненному значению параметра тонкой структуры, представленного в выражении (2). Остальные параметры имеют следующие значения: $A_{\text{Mn}} = 65,5 \pm 0,2$ Гс; $A_{\text{Te}} = 15,3 \pm 0,5$ Гс; $g = 1,987 \pm 0,001$.

Подробный анализ всех возможных моделей исследуемого центра Mn^{2+} , выполненный с учетом литературных данных [10 - 18], дает основания для утверждения, что сателлитные линии в спектрах ЭПР появляются благодаря тем центрам Mn^{2+} , которые оказались в малых объемах кристалла $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, где концентрация марганца существенно выше среднего уровня. В этих центрах ион Mn^{2+} оказывается смещенным в одно из восьми возможных нецентральных положений тригонального типа. Поскольку энергетические барьеры между этими положениями недостаточно высокие, ион Mn^{2+} способен туннелировать сквозь них, оказываясь в различных нецентральных положениях. Частота туннельных переходов достаточно высока даже при $T = 4,2$ К, поэтому в экспериментах наблюдается усредненный спектр ЭПР. Высокая анизотропия ширин сателлитных линий и резкое уширение линий ЭПР при температурах $T > 60$ К подтверждают модель туннелирующего иона Mn^{2+} . С повышением концентрации марганца доля центров с нецентральными ионами Mn^{2+} возрастает, что ведет к росту интенсивности сателлитных линий.

Заключение

Сопоставление полученных в настоящем исследовании экспериментальных фактов с известными литературными данными (см. перечень приведенной литературы) приводит к следующим выводам:

1. Ионы Mn^{2+} в кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ замещают базовый катион свинца, образуя ионно-ковалентные связи с шестью ближайшими анионами теллура.
2. Так как распределение примесных ионов марганца по объему кристалла $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ оказывается неравномерным, образуются области с повышенной концентрацией примеси, где высокосимметричная конфигурация кристаллической решетки PbTe становится энергетически невыгодной. В этих областях происходят смещения анионов теллура и примесного иона марганца в новые равновесные положения, соответствующие тригональной симметрии примесных центров $[\text{MnTe}_6]$ с нецентральным положением иона Mn^{2+} (симметрия C_{3v}). Чем выше концентрация марганца, тем большая часть этих ионов оказывается в областях с нарушенной структурой решетки.
3. Обнаруженная нами сильная зависимость ширин линий ЭПР от направления внешнего магнитного поля H_0 связана, по-видимому, с частыми туннельными переходами центра между восемью ямами его адиабатического потенциала, происходящими без сохранения величины электронного спинового момента и

сопровожаемые сильными флуктуациями кристаллического поля, действующего на ион Mn^{2+} .

Summary

It was shown by EPR method that increasing of an average manganese concentration in the $Pb_{1-x}Mn_xTe$ semimagnetic thermoelectric crystals ($x > 0,002$) leads to an non-uniform distribution of the Mn^{2+} ions in the body of the $Pb_{1-x}Mn_xTe$ solid solution and to formation of some microscopic regions where a content of the Mn^{2+} ions is rather high. In these regions, the effect of the dipolar instability associated with an displacement of the Mn^{2+} ions from central position to one of the 8 non-central equivalent positions of the tetragonal type is realized. Each of them corresponds to an adiabatic potential well separated from others by energy barriers. An analysis of the angular and temperature dependencies in the EPR spectra shows that the energy barriers between neighboring non-central positions are not very high and this is a reason for an impurity ion to be tunneling through the barriers with frequencies which are higher than the EPR frequency.

Keywords: thermoelectric, leadtelluride, EPR, manganese, impurity, dipolar instability, non-central position.

Литература

1. Junhao Chu, Arden Sher. Physics and properties of narrow gap semiconductors. Shpringer Science-Business Media, LLC. 2008, 605 p.
2. K. Hoang, S. D. Mahanti, M.G. Kanatzidis. Impurity clustering and impurity-induced bands in PbTe-, SnTe-, and GeTe-based bulk thermoelectrics. Phys. Rev. B, v.81, p.115106 (2010)
3. J. Androulakis, Y. Lee, I. Todorov, Duck-Young Chung, M. Kanatzidis. High-temperature thermoelectric properties of *n*-type PbSe doped with Ga, In, and Pb. Phys. Rev. B, v.83, p.195209 (2011)
4. E.S. Bozin, C.D. Malliakas, P. Souvatzis, T. Proffen, N.A. Spaldin, M.G. Kanatzidis, S.J.L. Billinge. Entropically stabilized local dipole formation in lead chalcogenides // Science, v.330, p.1660-1663 (2010).
5. K.M.O. Jensen, E.S. Bozin, C.D. Malliakas, M.B. Stone, M.D. Lumsden, M.G. Kanatzidis, S.M. Shapiro, S.J.L. Billinge. Lattice dynamics reveals a local symmetry breaking in the emergent dipole phase of PbTe // Phys. Rev. B, v. 86, P.085313 (2012)
6. Трофимов В.Т., Аббасов Г.З., Спрингхольц Г. и др. Энергетическая диаграмма гетероперехода $Pb_{1-x}Mn_xTe/PbTe$ // ФТП. 1993. Т.27, вып.7. С.1158-1164.
7. H. Lettenmayr, W. Jantsch, L. Palmethofer. Temperature induced clustering of Mn in $Pb_{1-x}Mn_xTe$ // Solid State Communications, V.64, no.10, P.1253-1255 (1987).
8. M. Bartkowski, D.J. Northcott, A.H. Reddoch. Superhyperfine structure in the EPR spectra of Mn^{2+} ions in PbTe // Physical Review B, V.34, no.9. P.6506-6508 (1986).
9. Ройцин А.Б., Пляцко С.В., Громовой Ю.С. и др. Проявление механических напряжений в электронном парамагнитном резонансе гетеросистем на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$, легированных примесью марганца // ФТП. 1992. Т.26, вып.12. С.2091-2097.
10. V.A.Ulanov, A.M. Sinitsyn, R.R. Zainullin, E.R. Zhiteitsev. EPR observation of lattice instabilities in narrow gap semiconductor PbTe doped by Mn^{2+} impurity ions. Book of Abstracts XV International Feofilov Symposium on spectroscopy of crystals doped with rare earth and transition metal ions. September 16-20, 2013. Kazan (Russia). p.158.
11. Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М.: Мир, 1972. Т.1. 652 с.
12. Yi Zhang, Xuezhi Ke, P.R.C. Kent, Jihui Yang, Changfeng Chen. Anomalous Lattice Dynamics near the Ferroelectric Instability in PbTe // Phys. Rev. Lett., v.107, p.175503 (2011).
13. A. Mahendra, S.P. Sanyal. Effect of doping on dynamical properties of diluted magnetic semiconductors // Indian Journal of Pure and Applied Physics, June 2004, vol.42, no.6, pp. 440-444 (2004).

© Проблемы энергетики, 2015, № 1-2

14. M. Bućka, P. Sankowski, R. Buczko, P. Kacman. Structural and electronic properties of $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ and $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ternary alloys // Phys. Rev. B, v. 86, p.085205 (2012).
15. Берсукер И.Б. Эффект Яна-Теллера и вибранные взаимодействия в современной химии. М.: Наука, 1987. 344 с.
16. Вихнин В.С. Реориентационная и спин-решеточная релаксация, обусловленная туннельно-контролируемым процессом // ФТТ. 1978. Т.20. С.1340-1346.
17. K.P.Lee, D.Walsh. Theory of tunneling assisted electron-spin-lattice relaxation // Canadian Journal of Physics, v.49, p.1620-1629 (1971).
18. S.B.Oseroff, R.Calvo. Anisotropy and field dependence of the electron-paramagnetic-resonance linewidth of Ag:Dy // Phys. Rev. B, v.18, p.3041-3047 (1978).

Поступила в редакцию

16 января 2015 г.

Зайнуллин Радик Рустэмович – аспирант Казанского государственного энергетического университета (КГЭУ). Тел: 8(917)2998281. E-mail: rza7@yandex.ru.

Уланов Владимир Андреевич – доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры «Промышленная электроника» (ПЭ) Казанского государственного энергетического университета (КГЭУ); Казанского физико-технического института (КФТИ) им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН. Тел: 8(917)2613054. E-mail: ulvlad@inbox.ru.

Житейцев Евгений Рафаэлевич – канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник Казанского физико-технического института (КФТИ) им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН. Тел: 8(962)5625759. E-mail: evg@kfti.knc.ru.