

Спин-пайерлсовский переход в хаотической примесной подрешетке полупроводника

© А.И. Вейнгер[¶], А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 21 октября 2009 г. Принята к печати 2 ноября 2009 г.)

При исследовании электронного парамагнитного резонанса в некомпенсированном полупроводнике Ge:As вблизи фазового перехода II рода изолятор–металл обнаружено, что взаимодействие спинов, локализованных на атомах As, приводит к искажению кристаллической решетки и усиливает эффект локализации. Эффект имеет место в области электронных концентраций $n = 3 \cdot 10^{17} - 3.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, непосредственно предшествующих критической точке фазового перехода. Он объяснен в рамках модели спинового перехода Пайерлса в хаотической примесной подрешетке полупроводника. Это позволяет понять особенности эффекта по сравнению с известными материалами, в которых наблюдается спиновый переход Пайерлса.

1. Введение

Как известно, при достаточной концентрации мелких примесей в неупорядоченных полупроводниковых системах происходит фазовый переход II рода изолятор–металл (ИМ) [1,2]. Важную роль в этом явлении, как оказалось, играет эффект кулоновского взаимодействия зарядов, который приводит к возникновению щели на уровне Ферми: щели Хаббарда [1] или кулоновской щели [1,2]. Схлопывание любой из этих щелей и вызывает переход ИМ [1,3] в противоположность бесщелевой модели Андерсена [1,2]. Известно также, что в области перехода ИМ могут возникать эффекты, связанные с взаимодействием спинов [1].

С целью изучения этого взаимодействия нами были исследованы особенности электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в Ge(As) в области фазового перехода ИМ как в изоляторном [4,5], так и в металлическом состоянии [6]. Наиболее значительные проявления взаимодействия спинов были обнаружены в изоляторном состоянии вблизи фазового перехода ИМ. В этой области концентраций наблюдалось связывание спинов в антиферромагнитные пары, которое приводило к уменьшению интенсивности сигнала ЭПР с понижением температуры, уменьшению g -фактора с ростом концентрации примесей и изменению ширины и формы линии, а также расширение температурной области детектирования сигнала ЭПР от 10 до 100 К и выше.

В непосредственной близости от критической концентрации для перехода ИМ был обнаружен эффект необычной анизотропии спектра ЭПР [7]. Как оказалось, этот эффект тесно связан с искажением кристаллической решетки полупроводника вследствие спин-пайерлсовского перехода (СП) в хаотической примесной подрешетке. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа.

2. Результаты эксперимента

Изучались спектры ЭПР мелкой примеси As в Ge. Технология изготовления образцов и особенности низкотемпературного электронного транспорта в них описаны в [4]. На рис. 1 показаны спектры ЭПР серии некомпенсированных образцов, перекрывающей область фазового перехода ИМ. Из рисунка видно, что в изоляторном состоянии увеличение плотности спинов приводит к исчезновению в спектре ЭПР сверхтонкой структуры. Затем линия искажается, приобретая дайсоновскую форму. Как в изоляторном, так и в металлическом состоянии вдали от критической концентрации (спектры 1, 2 и 5) линия ЭПР изотропна, что соответствует кубической симметрии монокристалла Ge. Однако в непосредствен-

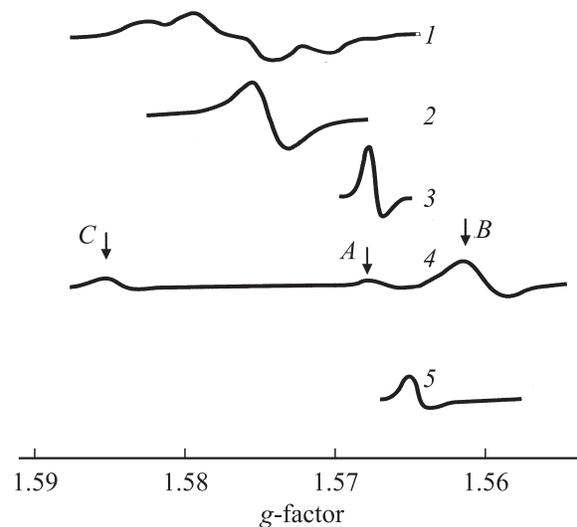


Рис. 1. Изменение спектра ЭПР некомпенсированных образцов Ge:As в области фазового перехода ИМ при $T = 3.2 \text{ К}$. Концентрации электронов $n, 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 — 0.2, 2 — 1, 3, 4 — 3.57, 5 — 5.75. Направление магнитного поля: 1, 2, 5 — $H \parallel [100]$ и $[110]$, 3 — $H \parallel [100]$, 4 — $H \parallel [110]$; ($n_c = 3.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

[¶] E-mail: Anatoly.Veingerg@mail.ioffe.ru

ной близости от критической концентрации спектр становится анизотропным (спектры 3 и 4).

Зависимость положения линий спектра от направления магнитного поля H приведена на рис. 2. Из него видно, что наибольшее „разбегание“ линий наблюдается, когда магнитное поле H направлено вдоль одной из осей [110]. Рис. 1 и 2 показывают также, что спектр состоит из трех линий различной интенсивности (A , B и C), причем положение двух из этих линий (B и C) зависит от направления магнитного поля, а третья (слабая линия A) является изотропной. Как показано в [8], две линии такого спектра при малой концентрации спинов ($\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) соответствуют расщеплению изотропной линии при одноосном сжатии кристалла вдоль одной из осей [110], причем величина расщепления растет с ростом деформации. Сравнение с [8] показывает, что наблюдаемое нами расщепление соответствует внешнему давлению около 250 кГ/см^2 . Следовательно, атомы решетки Ge смещены именно вдоль этой оси таким образом, как если бы на них действовала такая внешняя сила. Однако наличие изотропной линии A указывает на то, что описываемое одноосное сжатие происходит не во всем объеме кристалла. Какая-то его часть не подвергается такому воздействию. Сравнение со спектром 5 (рис. 1), который соответствует металлическому состоянию Ge, позволяет считать, что эта часть спектра обусловлена локальными областями кристалла, уже перешедшими в металлическое состояние за счет флуктуаций локальной концентрации примеси As. Таким образом, можно утверждать, что вблизи фазового перехода ИМ в значительной части объема Ge наблюдается спонтанное возникновение внутренних напряжений вдоль одной из шести осей [110].

Температурные зависимости расщепления линии ЭПР представлены на рис. 3 для трех образцов, различающихся концентрациями электронов и степенью компенсации.

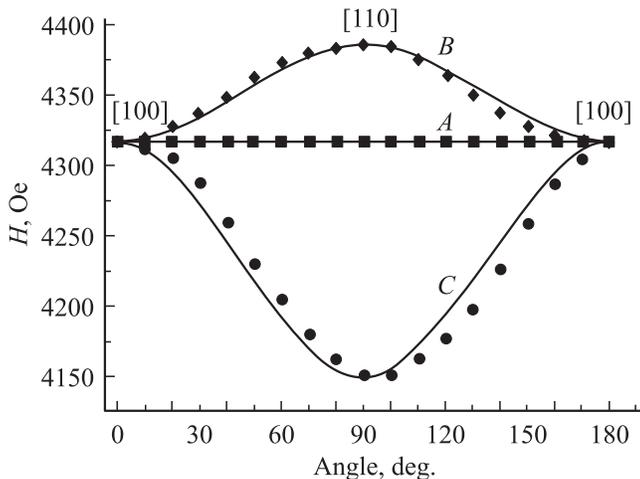


Рис. 2. Зависимость положения линий A , B и C анизотропного спектра для некомпенсированного образца, $n = 3.58 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

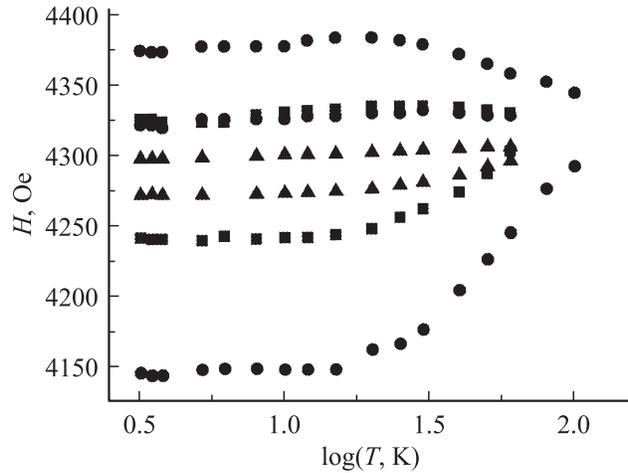


Рис. 3. Зависимость резонансного магнитного поля анизотропных линий от температуры для трех областей с различной концентрацией электронов n и различной компенсацией K : \bullet — $n/n_c = 0.97$, $K = 0$; \blacktriangle — $n/n_c = 0.88$, $K = 0.14$; \blacksquare — $n/n_c = 0.81$, $K = 0.23$.

Видно, что при низких температурах (ниже 20–25 К) расщепление не зависит от температуры. За пределами этой области температуры оно уменьшается и исчезает при $T \geq 100 \text{ К}$. Из рисунка также следует, что на величину расщепления спектра большое влияние оказывает концентрация электронов. Наибольшее расщепление наблюдается в некомпенсированном образце, электронная концентрация в котором наиболее близка к критической для перехода ИМ. Уже при незначительном уменьшении концентрации электронов за счет компенсации расщепление оказывается заметно меньше. При более сильной компенсации, т.е. при значительном удалении от критической точки в изоляторную область, этот эффект исчезает. В этом случае при любой температуре эксперимента резонансная линия остается изотропной, но с зависимой от направления шириной.

Таким образом, появление низкотемпературной анизотропии спектра ЭПР в непосредственной близости от критической концентрации указывает на возникновение при определенных условиях статического искажения решетки Ge.

3. Обсуждение результатов

Низкотемпературное искажение решетки в классических полупроводниках до сих пор не наблюдалось. С другой стороны, для кристаллов с квазиодномерной проводимостью хорошо известен переход из металлического в изоляторное состояние за счет спонтанного усложнения решетки. Первым на такую возможность указал Пайерлс [9], который на примере линейной цепочки атомов показал, что для одномерного металла с зоной, заполненной наполовину (каждый атом содержит один электрон), регулярная цепочка всегда оказывается

нестабильной. Энергетически выгодным для нее является образование пар атомов (димеризованное состояние). Следовательно, решетка искажается, а в энергетическом спектре электронов появляется разрыв, т. е. запрещенная зона. Изучение этого явления, стимулированное интересом к одномерным сверхпроводникам, показало, что целый ряд причин должен приводить к разрушению регулярной цепочки атомов [10]. К ним относятся: понижение энергии электронов при расщеплении зоны проводимости в металле на полностью заполненную и пустую подзоны; кулоновское взаимодействие в одномерной решетке, приводящее к появлению щели за счет отталкивания электронов (переход Мотта); локализация электронов за счет хаотического потенциала (переход Андерсена).

Обнаружение квазиодномерных органических полупроводников и их изучение позволили понять, что причиной перехода в изоляторное состояние в этом случае является обменное взаимодействие, приводящее к антиферромагнитному спариванию и появлению димеров [11]. Этот переход в отличие от описанной выше пайерлсовской неустойчивости в металлах получил название „спиновый переход Пайерлса“ или просто „спин-пайерлс“ (СП). Низкотемпературная магнитная восприимчивость в этом случае резко уменьшается. На опыте это позволяет однозначно детектировать переход. Таким способом сравнительно недавно были обнаружены неорганические проводящие кристаллы CuGeO_3 [12] и NaV_2O_5 [13], испытывающие СП при низкой температуре. Природа перехода была подтверждена рентгеновскими спектрами. В последнее время аналогичные свойства обнаружены в $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ [14].

При СП переходе спины электронов в паре ориентируются антипараллельно, а сама решетка становится антиферромагнитной. В электронном спектре возникает запрещенная зона, так что ниже нее все состояния заполнены, а выше — пусты. Таким образом, происходит фазовый переход из металлического состояния в состояние антиферромагнитного изолятора с изотропным уменьшением магнитной восприимчивости χ . Такое уменьшение χ отличает кристаллы с СП от обычных антиферромагнетиков, в которых величина магнитной восприимчивости зависит от направления магнитного поля.

Универсальные свойства веществ, испытывающих СП превращение [15], состоят в следующем: 1) в результате перехода в димеризованное состояние возникает статическое искажение структуры, 2) резко изотропно уменьшается магнитная восприимчивость, 3) в энергетическом спектре электронов открывается щель, характерная для изоляторного состояния.

Сравним с этими свойствами результаты наших экспериментов. Из рис. 3, на котором представлены температурные зависимости расщепления линий для трех образцов с различной концентрацией примесей и компенсацией, видно, что при повышении температуры действительно происходит исчезновение искажения решетки. Однако

это исчезновение происходит в широком температурном диапазоне, так что переходу в данном случае нельзя приписать определенную критическую температуру. По-видимому, это — следствие случайного распределения узлов примесной подрешетки полупроводника. Поскольку энергия обменного взаимодействия экспоненциально зависит от расстояния между примесными центрами, связывание электронов в пары происходит в широком температурном интервале. При понижении температуры деформация решетки Ge нарастает постепенно в соответствии со связыванием в пары (димеры) все более и более удаленных спинов.

Результаты экспериментов, представленные на рис. 1–3, показывают, что взаимодействие примесей приводит к искажению решетки Ge в макроскопических областях, которое характеризуется достаточно небольшой величиной давления относительно среднего значения. В случае значительного разброса давлений мы видели бы не расщепление, а уширение линий. Подобное уширение мы наблюдали ранее при значительном разупорядочении системы путем введения компенсирующей примеси [5].

Итак, наблюдаемая анизотропия спектра является следствием выравнивания значений внутреннего давления в макрообластях при термодинамическом равновесии, а причиной деформации в макрообъеме является димеризация хаотически распределенных примесных центров. Основное отличие нашего случая от СП в тех монокристаллах, в которых спины встроены в основную решетку и находятся на строго определенных расстояниях друг от друга, состоит в хаотичности примесной спиновой подрешетки.

Другим свойством СП в веществах с некомпенсированными спинами в упорядоченной матрице является резкое уменьшение магнитной восприимчивости χ за счет димеризации, когда два спина связываются антипараллельно и перестают давать вклад в χ . Прежде всего заметим, что поскольку переход, вызванный димеризацией примесей в полупроводнике, происходит в широком интервале температур, он не может сопровождаться таким же резким изменением χ , как в случае упорядоченной решетки. На рис. 4 показана температурная зависимость магнитной восприимчивости для тех же трех образцов Ge:As, полученная двойным интегрированием сигнала ЭПР. Видно, что при не очень низких температурах $T \geq 10$ К с уменьшением температуры наблюдается довольно медленный нелинейный рост χ . С приближением к точке перехода ИМ температурный коэффициент кривых $\chi(T)$ уменьшается. В области низких температур $T \leq 10$ К кривые $\chi(T)$ выходят на насыщение, а в образце с $n/n_C = 0.8$ с понижением температуры наблюдается изменение знака производной этой кривой, соответствующее уменьшению χ с понижением температуры.

Заметим, что без учета изменения плотности одиночных спинов в парамагнетике $\chi \propto 1/T$ (закон Кюри). В какой степени этот закон проявлялся в наших

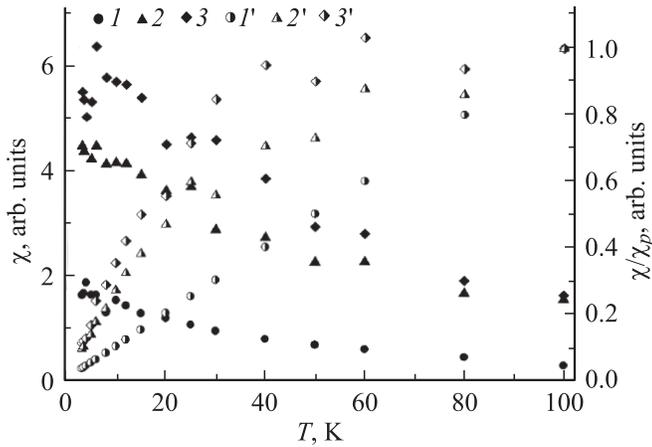


Рис. 4. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ (1, 2, 3) и относительной магнитной восприимчивости χ/χ_p (1', 2', 3') для трех образцов Ge:As, представленных на рис. 3, в которых происходит искажение решетки (1, 1' — $n/n_c = 0.97$, $K = 0$; 2, 2' — $n/n_c = 0.88$, $K = 0.14$; 3, 3' — $n/n_c = 0.81$, $K = 0.23$).

экспериментальных данных? Сравнение с законом Кюри показано на рис. 4. Для этого было определено значение $\chi = \chi_p$ для каждого образца во всем диапазоне температур в том случае, как если бы каждый исследованный образец являлся парамагнетиком. При этом предполагалось, что при самой высокой температуре эксперимента (100 К) связанные пары спинов (димеры) полностью отсутствуют. Другими словами, расчетная величина χ_p получалась экстраполяцией измеренного при 100 К значения $\chi(100)$ в сторону низких температур на основе закона Кюри $\chi \propto 1/T$. Затем вычислялось отношение χ_{exp}/χ_p , которое показывает, какая часть магнитной восприимчивости образца при данной температуре определяется не связанными в пары спинами. Видно, что с уменьшением температуры плотность невзаимодействующих спинов уменьшается и $\chi/\chi_p \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Такое поведение отношения χ/χ_p указывает на то, что плотность изолированных спинов в образцах уменьшается при понижении температуры, причем с уменьшением концентрации электронов наклон кривых χ/χ_p при низкой температуре становится более резким.

Анализ резонансных линий ЭПР дает возможность непосредственного измерения температурного изменения плотности одиночных спинов. Из него следует, что при уменьшении температуры спины связываются в пары и перестают регистрироваться с помощью ЭПР. Методика такого анализа подробно рассмотрена в [16]. Для нашего случая необходимо было дополнительно учитывать изменение с температурой добротности резонатора и проводимости образца. Полученные температурные зависимости плотности спинов для трех уже названных выше образцов представлены на рис. 5. Из него следует, что с понижением температуры плотность одиночных

спинов понижается экспоненциально. Причиной, по-видимому, является их димеризация. При температуре $T \rightarrow 0$ все спины стремятся связаться в пары. Кривые на рис. 5 получены из соотношения

$$n_s = n_{s0}[1 - \exp(-T/T_0)], \quad (1)$$

где n_{s0} и T_0 — некоторые константы: n_{s0} характеризует плотность спинов при $T \rightarrow \infty$.

Легко показать из формулы (1), что плотность пар (димеров) n_p растет с понижением температуры в соответствии с формулой

$$n_p = n_{p0} \exp(-T/T_0), \quad (2)$$

где n_{p0} — плотность пар при $T = 0$, T_0 — характеристическая энергия связи в паре: для исследованных образцов значения T_0 оказались равными 20, 22 и 28 К соответственно.

Кривые на рис. 5, будучи аппроксимированы к $T = 0$, показывают, что распад пар начинается уже с температуры абсолютного нуля. Из сравнения с рис. 3 следует, что только при температурах выше характеристической, когда плотность пар существенно уменьшается (более чем в e раз), воздействие спиновой системы на решетку начинает уменьшаться. Исчезновение искажений кубической решетки происходит при достаточно высоких температурах, когда димеры составляют уже пренебрежимо малую часть спиновой подсистемы.

Возникновение наблюдаемых искажений кристаллической решетки и СП перехода в подсистеме примесных спинов в полупроводнике кажется удивительным, поскольку в этом случае оказывается, что относительно малая концентрация примесей способна управлять симметрией решетки. Действительно, для Ge наличие концентрации примеси порядка 10^{17} см^{-3} приводит, как мы видели, при определенных условиях к смещению атомов

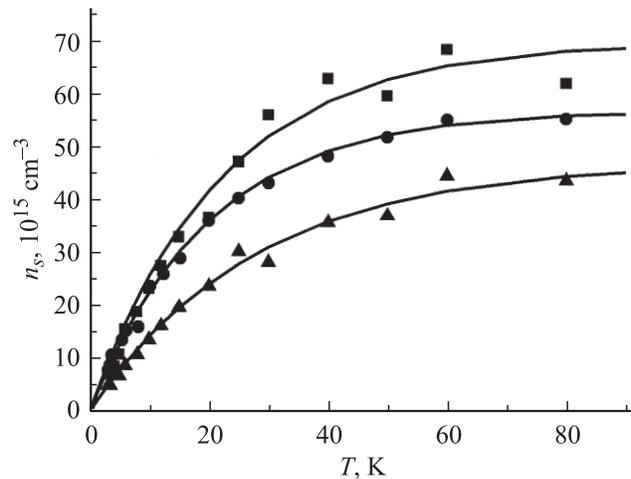


Рис. 5. Температурные зависимости плотности спинов в образцах, представленных на рис. 3, в которых происходит искажение решетки.

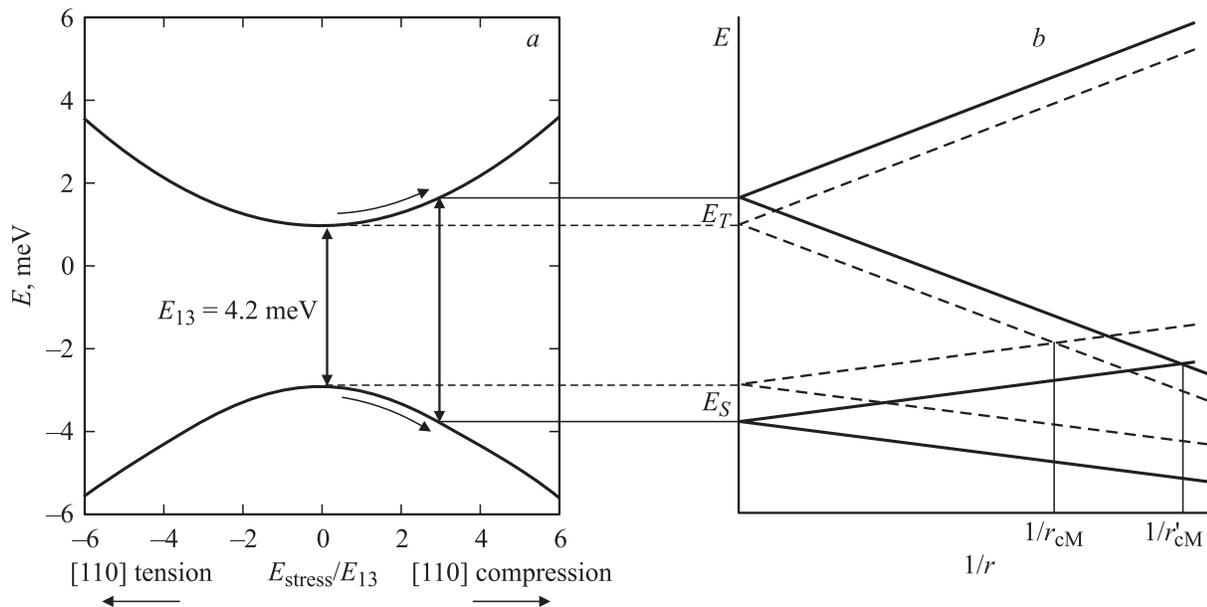


Рис. 6. *a* — зависимость энергии донорного уровня от одноосного давления вдоль оси [110]. *b* — зависимость ширины примесных зон от расстояния между донорными центрами и их смещение при одноосном давлении.

решетки, концентрация которых порядка 10^{21} см^{-3} . Это противоречие снимается, если обратить внимание на величину радиуса локализации мелкой примеси вблизи точки перехода. По сравнению с ионными кристаллами CuGeO_3 , где боровский радиус электрона порядка ионного радиуса Cu^{2+} (порядка 1 \AA), в Ge он анизотропен и имеет максимальную компоненту 60 \AA . Обменное взаимодействие между спинами, локализованными на донорах, проявляется уже при их относительно малых плотностях, соответствующих точке перехода ИМ. При этом следует учесть расходимость самого радиуса локализации в критической точке. Важным экспериментальным фактором наблюдения и исследования искажений решетки является высокая чувствительность методики. В принципе она позволяет регистрировать внутренние давления порядка 10 кГ/см^2 .

Третья особенность СП состоит в том, что в результате упругого искажения решетки энергия электронной подсистемы понижается. Согласно Пайерлсу [9], при этом в энергетическом спектре электронов появляется щель (запрещенная зона).

Рассмотрим, как это явление можно изучать с помощью ЭПР.

Исследование ЭПР в слабо легированном Ge:As [8] показало, что давление, направленное вдоль одной из осей [110], приводит к увеличению расстояния между основным (синглетным) и первым возбужденным (триплетным) уровнем As в Ge (рис. 6, *a*). Из рисунка видно, что при слабых давлениях разность энергий между уровнями увеличивается квадратично. На рис. 6, *b* мы показали, как эти уровни превращаются в примесные зоны с уменьшением расстояния между примесями. Зоны пересекаются при некотором среднем расстоянии между

примесями r_0 , которому соответствует критическая для перехода ИМ концентрация примесей. Деформация увеличивает исходное расщепление Δ , приводит к усилению локализации и сдвигу критической точки в сторону больших концентраций, соответствующих среднему расстоянию между примесями r_0 .

Величину расщепления примесных зон при СП мы можем оценить на основе результатов работы [8], в которой рассматривается сдвиг синглетного и триплетного уровней слабо легированного Ge:As при воздействии на него одноосной деформации вдоль направления [110]. Связь между величиной расщепления Δ , давлением Z и энергией уровней $E_{a,b}$ определяется соотношением

$$\Delta(Z)/\Delta(0) = (1 + (x^2/9))^{1/2}, \quad (3)$$

где $\Delta(0) = E_{13}$, величине синглет–триплетного расщепления при $Z = 0$;

$$x = \Xi_\mu Z / \Delta(0) c_{44}, \quad (4)$$

Ξ_μ — соответствующая константа деформационного потенциала решетки Ge; c_{44} — соответствующая константа упругости.

Вытекающая из формул (3) и (4) непосредственная связь расщепления Δ с приложенным давлением Z показана на рис. 7. По величине наблюдаемого расщепления линий спектра ЭПР можно на основании приведенных выше формул найти величину Z (рис. 7). Сравнение с [8] показывает, что наблюдаемое нами расщепление спектральной линии соответствует внешнему давлению около 250 кГ/см^2 . Учитывая, что для As $E_{13} = 4.2 \text{ мэВ}$

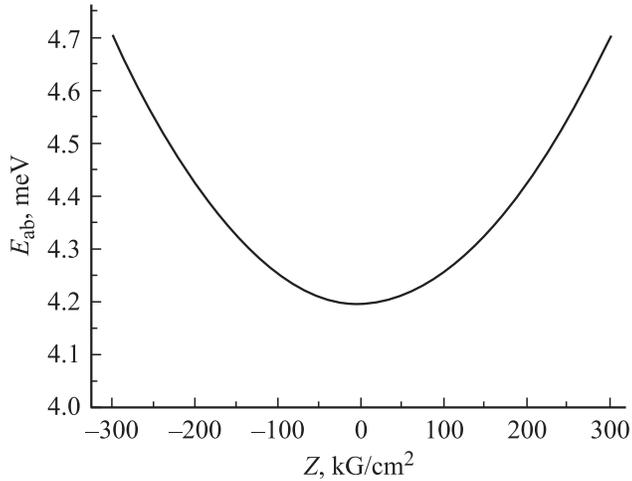


Рис. 7. Зависимость синглет–триплетного расщепления E_{ab} от давления Z .

и табличные значения констант деформационного потенциала $\Xi_{\mu} = 19$ эВ и $c_{44} = 6.4 \cdot 10^{11}$ дин/см², получаем $x \approx 0.7$, а из рис. 7 находим

$$\Delta(Z) \approx 4.55 \text{ мЭВ} \quad \text{и} \quad \Delta E_{13} = 0.35 \text{ мЭВ} \approx 0.1 E_{13}, \quad (5)$$

т. е. возникающая при СП деформация увеличивает расстояние между уровнями приблизительно на 10%.

Сравним полученную величину щели с нашими экспериментальными результатами. Влияние искажения решетки начинает уменьшаться при температурах выше 20 К (рис. 3). Это соответствует энергии около 1.7 мЭВ, т. е. приблизительно в 5 раз больше, чем величина $\Delta(Z) - \Delta(0)$. Такие по порядку величины соотношения между температурой и шириной щели известны, например, для случая ионизации мелких примесей в полупроводнике или для теплового замытия кулоновской щели [3].

До сих пор СП наблюдался в квазиодномерных органических и неорганических кристаллах, общим фактором которых является сильно анизотропное обменное взаимодействие. В Ge волновая функция электрона, локализованного на доноре, имеет сложную структуру с сильно различающимися значениями боровского радиуса r_B вдоль различных направлений: $r_{\parallel} \approx 60 \text{ \AA}$ вдоль направления [110], $r_{\perp} \approx 20 \text{ \AA}$ вдоль перпендикулярного направления [111]. Это приводит к сильной анизотропии, которая оказывается максимальной вдоль [110]. Именно вдоль этих направлений и образуются обменно-связанные пары. В принципе эти пары могли бы группироваться в кластеры. Так ли это на самом деле, выполненные в настоящей работе эксперименты ответа на дают.

Обращаем внимание на то, что в исследуемой системе наблюдаемое искажение решетки и СП существуют в области концентраций примеси вблизи фазового перехода ИМ. При этом, как видно из рис. 3, искажение решетки

увеличивается при уменьшении расстояния между примесными центрами, т. е. при движении в сторону перехода ИМ. Это значит, что одновременно увеличивается и спиновая щель в димеризованном состоянии после СП перехода. Однако после перехода в металлическое состояние искажение, а следовательно и СП, исчезают. Заметим при этом, что из-за флуктуаций в распределении примесных центров переход ИМ происходит несколько неоднородно по кристаллу, т. е. в целом в некотором интервале концентраций. В подтверждение этого обратим внимание, что в образце, наиболее близком к переходу ИМ с $n/n_C \approx 0.97$, на рис. 1 видна слабая изотропная линия ЭПР. Она, по-видимому, принадлежит части образца, уже перешедшей в металлическое состояние, и выражена гораздо слабее асимметричных линий. При этом следует иметь в виду, что интенсивность сигнала ЭПР от металлической части образца (парамагнетизм Паули) много меньше, чем от изоляторной, при одной и той же концентрации примеси (парамагнетизм Кюри).

Важное обстоятельство состоит в том, что в соответствии с технологией легирования, использованной в работе, изоляторные образцы являются более компенсированными. В них уровень Ферми лежит в глубине синглетной примесной зоны. Поэтому ее соприкосновение с триплетной зоной не оказывает заметного влияния на энергию электронов. Кроме того, в компенсированных образцах за счет флуктуаций зарядов возникают флуктуации потенциала дна зоны проводимости, а следовательно, и энергии локализованных на примесных центрах электронов. По этим причинам СП переход не возникает в образцах с промежуточной и сильной степенью компенсации. Другими словами, компенсация разрушает СП переход.

Поскольку к СП приводят свойства примесных центров, характерные для легированных полупроводниковых кристаллов, возникает вопрос — в какой степени он возможен в других полупроводниковых системах. Скорее всего, этот эффект может существовать, например, в Si. В нем также есть выделенные направления с максимальным боровским радиусом, хотя различие между максимальным и минимальным его значением не так велико, как в Ge. В полупроводниках p -типа ситуация более сложная из-за того, что боровский радиус локализованной дырки слабо зависит от направления. Кроме того, он не может быть исследован методом ЭПР, так как в дырочных полупроводниках сигнал ЭПР не наблюдается. Еще более изотропен боровский радиус локализованных носителей заряда в полупроводниках $A^{III}B^V$. Однако во всех некомпенсированных полупроводниках вблизи фазового перехода ИМ энергия электронов должна понижаться при искажении решетки за счет взаимодействия спинов и сохранение изоляторного состояния должно быть энергетически выгодным. С определенностью можно сказать, что методы изучения этого явления в изотропных полупроводниках должны быть другими.

4. Заключение

В легированных образцах n -Ge при низких температурах вблизи перехода ИМ с помощью ЭПР обнаружен эффект искажения кристаллической решетки, объясненный на основе спинового перехода Пайерлса.

В Ge такой переход обнаружен и исследован с помощью ЭПР и обладает следующими свойствами.

1. При таком искажении кубической кристаллической решетки атомы смещаются вдоль диагоналей граней куба так, как это происходит при одноосном сжатии вдоль одной из осей [110].

2. Донорные электроны связываются в пары, в результате чего происходит уменьшение концентрации одиночных спинов, регистрируемых с помощью ЭПР. При стремлении температуры к нулю все спины спариваются, так что амплитуда сигнала ЭПР также стремится к нулю.

3. Магнитная восприимчивость, как правило, растет с понижением температуры в отличие от спинового перехода Пайерлса в кристаллах, в которых некомпенсированные спины входят в матрицу решетки, где она резко уменьшается при температуре фазового перехода.

4. В энергетическом спектре электронов возникает щель, когда концентрация электронов достигает $\sim 80\%$ критической.

5. Эффект наблюдается при малых степенях компенсации $K = 0-0.2$. Большая степень компенсации приводит к исчезновению искажения решетки и СП перехода.

Авторы благодарны за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 07-02-00156а), Фонду президента Российской Федерации (грант № НШ 2951.2008.2), президиуму РАН и Отделению физических наук РАН.

Список литературы

- [1] Н.Ф. Мотт. *Переходы металл-изолятор* (М., Наука, 1979) [N.F. Mott. *Metal-Insulator Transitions* (London, Taylor & Francis, 1974)].
- [2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [3] A.G. Zabrodskii. *Phil. Mag.*, **588**, 1131 (2001).
- [4] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов. *ФТП*, **41**, 812 (2007).
- [5] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов. *ФТП*, **42**, 1301 (2008).
- [6] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов. *ФТП*, **34**, 46 (2000).
- [7] A.G. Zabrodskii, A.I. Veinger, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Phys. Status Solidi C*, **5**, 824 (2008).
- [8] D.K. Wilson. *Phys. Rev.*, **134**, A265 (1964).
- [9] Р. Пайерлс. *Квантовая теория твердых тел* (М., ИИЛ, 1956) [R.E. Peierls. *Quantum Theory of Solids* (Oxford, Clarendon Press, 1955)].
- [10] Л.Н. Булаевский. *УФН*, **115**, 263 (1975).
- [11] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский. *УФН*, **131**, 495 (1980).

- [12] M. Hase, I. Terasaki, K. Uchinokura. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3651 (1993).
- [13] M. Isobe, Y. Ueda. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **65**, 1178 (1996).
- [14] A.P. Ramirez, B.S. Shastry, A. Hayashi, J.J. Krajewski, D.A. Huse, R.J. Cava. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 067202 (2002).
- [15] А.Н. Васильев. *Природа*, № 12, 33 (1997).
- [16] Ч. Пул. *Техника ЭПР спектроскопии* (М., Мир, 1970) [C.P. Poole. *Electron spin resonance: comprehensive treatise on experimental techniques* (Wiley & Sons, N.Y.-London-Sydney, 1967)].

Редактор Л.В. Беляков

Spin-Peierls transition in the chaotic impurity system of a semiconductor

A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The effect of an elastic spontaneous distortion of the crystal lattice of a doped semiconductor Ge:As near the insulator-metal phase transition has been discovered. The effect is manifested in the electron spin resonance of neutral As atoms as a splitting of the single resonance absorption line. It observed at electron concentrations in the range $0.8 \leq n/n_c \leq 1$ at low temperatures $T \leq 100$ K ($n_c = 3.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ is the critical electron concentration for the insulator-metal phase transition). The splitting is the strongest along each of the six [110] directions, which indicates that the local lattice distortion occurs just in these directions. As a result, a sample is possibly divided into separate domains differing in the directions of compressive or tensile deformations. A study of concentration, temperature, and angular dependences of the effect has shown that the phenomenon discovered can be understood in terms of the Peierls spin transition model.