

**НЕРАВНОВЕСНАЯ ПАРАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ ГАЛЛИЯ В ТЕЛЛУРИДЕ СВИНЦА***А. Н. Васильев<sup>а\*</sup>, Б. А. Волков<sup>б</sup>, Т. Н. Волошок<sup>а</sup>, С. В. Кувшинников<sup>а</sup>*<sup>а</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*<sup>б</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 марта 1998 г.

В легированном галлием теллуриде свинца, характеризующемся эффектом задержанной фотопроводимости, при различных режимах подсветки исследованы температурные зависимости сопротивления и магнитной восприимчивости. После низкотемпературной подсветки образца в области с металлической задержанной проводимостью (при  $T < 50$  К) магнитная восприимчивость диамагнитна. В области термодинамического равновесия (при  $T > 70$  К), где проводимость имеет активационный характер, магнитная восприимчивость также диамагнитна и практически равна низкотемпературной. В переходной области ( $T \sim 50$ – $70$  К), где проводимость неравновесна, но носители еще не вырождены, наблюдается пик парамагнитной восприимчивости. Величина этого пика возрастает с увеличением темпа измерений в указанном температурном интервале. Кроме того, в условиях неконтролируемой (слабой) подсветки от капки криостата при низких температурах ( $T < 25$  К) наблюдается парамагнитный ход восприимчивости по закону Кюри. Интерпретация наблюдаемых зависимостей основана на представлениях о переменной валентности галлия в теллуриде свинца, а появление пика парамагнитной восприимчивости связывается с наличием мелких локализованных уровней галлия, находящегося в трехвалентном состоянии.

1. Легированный элементами III группы (Ga, In,...) теллурид свинца является одним из полупроводниковых материалов, обнаруживающих при низких температурах необычное поведение, напоминающее поведение полупроводников III-V с  $DX$ -центрами. Эта аналогия в смысле физической картины явления будет ясна из дальнейшего, если учесть поливалентность примесей, создающих  $DX$ -центры (например, валентность углерода 2 и 4). Сюда относится задержанная, монополярная фотопроводимость и переменная электроактивность соответствующих примесей. Явление задержанной фотопроводимости заключается в том, что проводимость таких полупроводников при низких температурах резко увеличивается при подсветке, а возникающее при этом низкоомное состояние сохраняется в течение длительного времени после выключения подсветки. Эффект задержанной фотопроводимости в теллуриде свинца обязан специфическим свойствам галлия (и других элементов III группы) как примеси, замещающей свинец в этом материале. Электроактивность примеси галлия в теллуриде свинца такова, что элемент III группы Ga, замещающий элемент IV группы Pb, является донором при достаточно низком значении химического потенциала носителей. Понять донорное действие Ga можно, лишь предположив, что атом галлия, внедренный в кристаллическую матрицу, входит в нее в трехвалентном состоянии. Такое состояние отвечает кон-

\*E-mail: vasil@lt.phys.msu.su

фигурации внешних электронных оболочек примеси  $s^0p^3$ . Поливалентное поведение Ga (как и вообще элементов третьей группы) известно в химии [2]. В различных соединениях эти элементы обладают валентностями от 1 до 3, что соответствует электронным конфигурациям свободного атома (или атома, находящегося в кубическом окружении)  $s^2p^1$ ,  $s^1p^2$  и  $s^0p^3$  соответственно. В этом смысле донорное действие Ga в соединениях IV-VI легко понять: Ga в трехвалентной конфигурации, замещая двухвалентный металл, поставляет в зоны один лишний электрон.

На зонном языке электроактивность примесей III группы в кубических соединениях IV-VI (структура NaCl) можно представить следующим образом. Известно [2], что электронный спектр этих соединений в приближении сильной связи формируется  $s$ - и  $p$ -орбиталями металла и халькогена.  $s$ -орбитали формируют две глубоких полностью заполненных зоны, а из  $p$ -орбиталей образуются актуальные валентные зоны и зоны проводимости. Всего таких зон шесть, по числу  $p$ -электронов в двухатомной элементарной ячейке. Шесть  $p$ -электронов (два от металла и четыре от халькогена) полностью заполняют три нижние валентные зоны. Три верхние зоны пусты и формируют зоны проводимости. Экстремумы всех этих зон находятся в  $L$ -точках зоны Бриллюэна ГЦК-решетки, где и образуется узкая щель между валентными зонами и зонами проводимости. Можно показать, что в экстремумах валентных зон блоховские волновые функции сконструированы из  $p$ -орбиталей халькогена, а блоховские функции в экстремумах зон проводимости сконструированы из  $p$ -орбиталей металла. Это обусловлено тем, что  $p$ -состояния халькогена расположены ниже по энергии  $p$ -состояний металла. В такой ситуации замещение металла примесью III группы в трехвалентном состоянии приводит к появлению в зонах избыточного электрона, что и обуславливает донорное действие подобной примеси. Если бы эта примесь замещала металл, находясь в одновалентном состоянии, то она была бы акцептором.

Естественно, что реализация того или иного состояния определяется разностью полных энергий соответствующих электронных конфигураций примеси, внедренной в матрицу кристалла. Поскольку реакция  $s^2p^1-s^0p^3$  требует возбуждения двух  $s$ -электронов в  $p$ -состояния, то очевидно, что она может быть энергетически целесообразной только тогда, когда энергия одноэлектронных  $p$ -состояний достаточно низка. В кристалле роль энергии  $p$ -состояний играет уровень химического потенциала в актуальных зонах. Очевидно, что чем ниже уровень химического потенциала, тем легче образование трехвалентного состояния. При некотором значении химического потенциала энергии конфигураций  $s^2p^1$  и  $s^0p^3$  могут стать равными. Это значение химического потенциала определяет энергию его пиннинга, при которой в кристалле одновременно присутствуют примеси как в одновалентном, так и в трехвалентном состояниях. Конкретное значение энергии пиннинга, или, что то же самое, энергии смешанного состояния, определяется свойствами полупроводниковой матрицы (в частности, работой выхода) и конкретным сортом примеси третьей группы Ga, In, Tl. В PbTe этот уровень для In находится внутри зоны проводимости, а для Tl — внутри валентной зоны [5-9]. Как будет следовать из дальнейшего, уровень пиннинга для Ga в PbTe находится в пределах щели.

До сих пор мы не рассматривали возможность нахождения Ga в двухвалентном состоянии  $s^1p^2$ . В природе такое состояние существует только как метастабильное, например, GaCl<sub>2</sub> неустойчив по отношению к реакции



Нет принципиальных оснований полагать, что такое состояние не может реализоваться в соединениях IV-VI. Для исследования такой возможности необходимы измерения магнитной восприимчивости, точнее  $g$ -фактора электрона на частично заполненной  $s$ -оболочке примеси. Этот  $g$ -фактор в конфигурации  $s^1p^2$  равен 2, тогда как  $g$ -фактор зонных носителей порядка 50. Более важно то, что магнитные измерения могут прояснить вопрос о наличии мелких уровней, связанных с примесью Ga в трехвалентном состоянии. Возможность возникновения таких уровней при рассматриваемом здесь электронном механизме электроактивности примесей третьей группы показана в [10]. Дело в том, что с переходом двух  $s$ -электронов в зону на примеси возникает дополнительный притягивающий потенциал, обусловленный исчезновением экранировки атомного ядра  $s$ -электронами. Этот потенциал имеет атомный масштаб и действует только на электроны, находящиеся у дна зоны проводимости<sup>1)</sup>. Последнее связано с тем, что волновые функции только этих электронов, как отмечено выше, отличны от нуля на атомах металла. Однократное заполнение мелких уровней должно приводить к дополнительному значительному вкладу в парамагнитную восприимчивость, поскольку, как уже отмечалось,  $g$ -фактор электронов, связанных на этих уровнях, из-за малости щели в зонном спектре исключительно велик ( $g \sim 50$ ).

2. Изучение электронных свойств  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  проводилось с помощью измерений сопротивления и магнитной восприимчивости на массивных монокристаллах. Концентрация Ga в исследованных образцах составляла 0.3 ат.%, что соответствует области наибольшей фоточувствительности для этого соединения. Образцы вырезались электроискровым методом в форме прямоугольных параллелепипедов и подвергались химическому травлению для удаления поврежденного поверхностного слоя. Сопротивление измерялось потенциометрическим методом. Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея в области линейной зависимости намагниченности от внешнего поля в диапазоне 0.1–1 Тл. Как сопротивление, так и восприимчивость измерялись при отогреве в температурном интервале 4–150 К. Миниатюрная лампа накаливания, расположенная у поверхности образца, использовалась либо для кратковременного освещения кристалла при гелиевой температуре, либо для постоянной подсветки образца при изменяющейся температуре.

При комнатной температуре удельное сопротивление монокристалла  $\text{PbTe}(\text{Ga})$   $n$ -типа  $\rho \sim 10^{-1}$  Ом·см, что соответствует концентрации электронов порядка  $10^{17}$ – $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. При охлаждении в экранированной от подсветки металлической камере сопротивление быстро нарастало, достигая величин  $\rho \geq 10^5$  Ом·см при низких температурах. Из наклона температурной зависимости сопротивления была определена энергия активации носителей  $E_a = 66$  мэВ, что существенно отличается от величины щели в  $\text{PbTe}$ ,  $E_g = 220$  мэВ. После кратковременной подсветки образца при гелиевых температурах его сопротивление вновь уменьшалось до  $\rho \sim 10^{-1}$  Ом·см, что сопоставимо с высокотемпературным значением. Сопротивление при низких температурах со временем не изменялось, за исключением очень быстрого восстановления некоторой части сопротивления сразу после выключения подсветки.

На рис. 1 показаны температурные зависимости сопротивления образца, получен-

<sup>1)</sup> Говорить здесь о возможности образования водородоподобного состояния, связанного с действующей частью кулоновского потенциала примеси, не приходится. В полупроводниках IV-VI диэлектрическая проницаемость  $\epsilon > 100$ , эффективная масса  $m^* \sim 10^{-2}$  массы свободного электрона, поэтому характерная энергия связи такого состояния  $\leq 10^{-4}$  эВ.

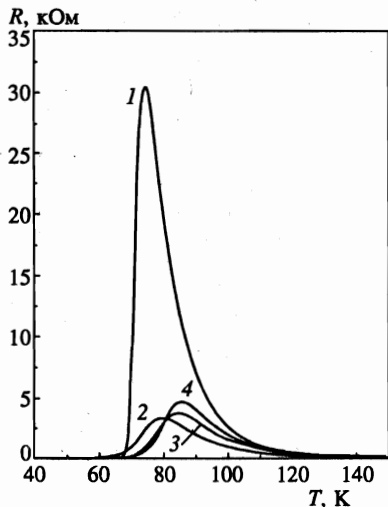


Рис. 1

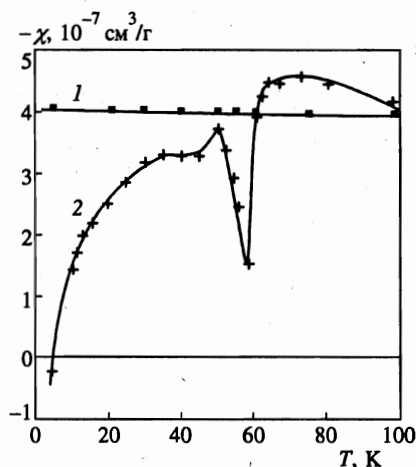


Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ , полученные при различных режимах подсветки от лампы накаливания. Кривая 1 — кратковременная подсветка при гелиевой температуре, кривые 2–4 — постоянная подсветка различной (нарастающей) интенсивности

Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\text{PbTe}$  (кривая 1) и  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  (кривая 2) в условиях неконтролируемой слабой подсветки от капки криостата

ные при различных режимах подсветки. Кривая 1 отвечает следующей постановке эксперимента. Образец при гелиевой температуре переводился в металлическое состояние с помощью подсветки. Затем подсветка выключалась и образец в течение часа отогревался до комнатной температуры в темной камере. В этих условиях сопротивление сначала слабо изменялось с ростом температуры, затем в интервале  $T \sim 50\text{--}60$  К происходило резкое (на три порядка) возрастание сопротивления до нескольких сотен Ом·см, после чего сопротивление снова уменьшалось обычным активационным образом с энергией активации  $E_a$ . Низкотемпературная (метастабильная) часть этой кривой зависела от скорости отогрева, особенно сильно на низкотемпературном плече пика сопротивления. Высокотемпературная (активационная) часть кривой от скорости отогрева не зависела. Кривые 2–4 представляют результаты измерений сопротивления образца при постоянной подсветке различной интенсивности. Видно, что в этих условиях пик сопротивления существенно уменьшается и сдвигается в область высоких температур по мере увеличения интенсивности подсветки.

Аналогично измерениям сопротивления, магнитная восприимчивость также измерялась в двух режимах, т.е. либо при постоянной подсветке при всех температурах, либо после кратковременной подсветки при гелиевой температуре. Кроме того, измерения восприимчивости  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  проводились в условиях неконтролируемой подсветки (использованная методика магнитных измерений не позволяла полностью изолировать образец от подсветки капки криостата). Реперные измерения проводились на образце нелегированного  $\text{PbTe}$ . На рис. 2 кривая 1 представляет результаты реперных

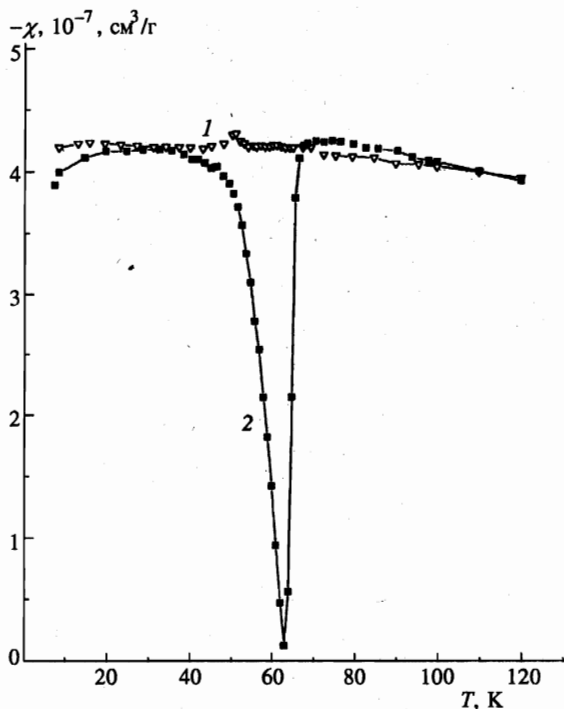


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ , полученные при различных режимах подсветки от лампы накаливания. Кривая 1 — постоянная подсветка лампой накаливания, кривая 2 — кратковременная подсветка при гелиевой температуре

измерений. Они вообще не зависели от подсветки образца и совпадают с табличными значениями восприимчивости [11]. Кривая 2 на этом рисунке отвечает результатам измерений образца  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  в условиях неконтролируемой подсветки. Видно, что в условиях подсветки только от капли криостата температурный ход восприимчивости при низких температурах ( $< 25 \text{ K}$ ) близок к закону Кюри ( $\chi = C/T$ ). Следует отметить, однако, что измеряемая в этих экспериментах постоянная Кюри  $C$  изменяется от опыта к опыту. Наибольший интерес представляет наблюдавшийся в образце  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  парамагнитный пик при  $T \sim 60 \text{ K}$ . Величина этого пика тем больше, чем выше темп изменения температуры.

На рис. 3 показаны температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ , полученные при различных режимах подсветки от лампы накаливания. Кривая 1 представляет результаты измерений восприимчивости в режиме непрерывной подсветки лампой накаливания. При постоянной подсветке диамагнитная восприимчивость  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  слегка уменьшается с повышением температуры, хотя небольшое возрастание диамагнитной восприимчивости наблюдается при  $\sim 50 \text{ K}$ . Кривая 2 представляет результаты измерений восприимчивости после предварительной кратковременной подсветки образца при гелиевой температуре. Последующий отогрев проводился в отсутствие подсветки (исключая подсветку от капли). Подобно измерениям в условиях неконтролируемой подсветки здесь также наблюдается парамагнитный пик при  $T \sim 60 \text{ K}$ , величина и положение которого зависят от темпа отогрева. Сопоставление

результатов измерений сопротивления (рис. 1) и магнитной восприимчивости (рис. 2 и 3) образца  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  показывает, что положение парамагнитного пика при  $T \sim 60$  К попадает на низкотемпературное плечо пика сопротивления.

3. Из полученных данных можно сделать следующие выводы.

а) В области термодинамического равновесия, где проводимость имеет активационный характер (и при более высоких температурах), магнитная восприимчивость диамагнитна и лишь слабо уменьшается с ростом температуры. Ее величина такая же, как и восприимчивость нелегированного образца.

б) В низкотемпературной области (при  $T < 50$  К) с металлической задержанной фотопроводимостью, когда статистика фотовозбужденных зонных электронов является квазифермиевской (зонные носители вырождены), магнитная восприимчивость также диамагнитна и практически равна высокотемпературной.

в) Лишь в переходной области ( $T \sim 50\text{--}70$  К), там, где проводимость существенно неравновесна, но носители еще не вырождены, в образцах с Ga наблюдается резкий парамагнитный пик. Этот пик выражен тем ярче, чем быстрее проводятся измерения в указанном температурном интервале.

г) Кроме того, дополнительный рост парамагнетизма по закону Кюри наблюдается в низкотемпературной области  $T < 25$  К, но только в условиях слабой подсветки от капки, когда система фотовозбужденных носителей невырождена.

Первое и второе из приведенных здесь положений согласуются с теорией магнитной восприимчивости полупроводников типа  $A^4B^6$  с квазирелятивистским зонным спектром. Вычисленное методом линейного отклика выражение для магнитной восприимчивости имеет вид [12]

$$\chi = -\frac{\alpha}{6\pi^2} \frac{v}{c} \int_0^\Lambda \{n(-\varepsilon_p, \mu, T) - n(\varepsilon_p, \mu, T)\} \frac{v dp}{\varepsilon_p}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $v$  — матричный элемент межзонной скорости,  $c$  — скорость света,  $\varepsilon_p = \sqrt{\Delta^2 + v^2 p^2}$  — квазирелятивистский электронный спектр,  $\Delta$  — полуширина запрещенной зоны,  $n(\varepsilon_p)$ ,  $n(-\varepsilon_p)$  — функции распределения Ферми электронов соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне,  $\mu$ ,  $T$  — химический потенциал электронов и их температура,  $\Lambda$  — параметр обрезания по импульсу  $p$  ( $\Lambda v \gg \Delta$ ). Из формулы (1) следует, что в диапазоне экспериментально изученных параметров  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  ( $|\mu|$ ,  $T < \Delta$ ,  $\Delta \sim 0.1$  эВ,  $\Lambda v \sim 10$  эВ,  $v \sim 10^8$  см/с)

$$\chi = -\frac{\alpha}{6\pi^2} \frac{v}{c} \ln \frac{\Lambda v}{\Delta} \approx -10^{-5}. \quad (2)$$

То есть в термодинамически равновесных условиях, а также в условиях квазихимического равновесия (лишь бы функция распределения неравновесных носителей имела фермиевский характер) восприимчивость диамагнитна и зависит от  $\mu$  и  $T$  лишь в меру малых поправок. Надо заметить, что формула типа (2) была получена еще в работе [13] прямым суммированием по уровням Ландау.

С помощью формулы (1) несложно вычислить такую поправку  $\delta\chi$  в случае бальмановского газа носителей с концентрацией  $n_1$  и эффективной массой  $m^*$ :

$$\delta\chi = \frac{2}{3} \frac{n_1}{T} \left( \frac{eh}{2m^*c} \right)^2. \quad (3)$$

Здесь  $m^*$  равно  $\Delta/v^2$ , что много меньше массы свободного электрона  $m$  ( $m^*/m \sim 1/20$ ). В результате эффективный  $g$ -фактор носителей оказывается во столько же раз больше  $g$ -фактора свободного электрона. Физически поправка (3) описывает полную восприимчивость однократно заполненных электронами двукратно вырожденных по спину состояний.

Прямые вычисления по формуле (3) показывают, что в условиях квазистационарного равновесия при  $T \sim 60$  К и плотности однократно заполненных уровней  $n_1 \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, парамагнитная поправка  $\delta\chi \sim 10^{-7}$  мала по сравнению с полной диамагнитной восприимчивостью системы. Приведенная оценка концентрации  $n$  является оценкой сверху для числа невырожденных зонных электронов при этой температуре и отвечает экспериментально наблюдаемому возрастанию сопротивления на два—три порядка в области перехода от металлического к полупроводниковому ходу (рис. 1). Этот результат полностью согласуется с отсутствием каких-либо парамагнитных аномалий на высокотемпературном плече пика сопротивления.

Исходя из сказанного выше, не следовало бы ожидать и каких-либо парамагнитных аномалий на низкотемпературном плече пика сопротивления, где температура и концентрация носителей не сильно отличаются от их значений на высокотемпературном плече. На самом деле, на низкотемпературном плече сопротивления наблюдается острый парамагнитный пик, величина которого сравнима с абсолютной величиной диамагнитной восприимчивости образца.

Для получения из формулы (3) реально наблюдаемого масштаба парамагнитного пика следует предположить, что концентрация однократно заполненных уровней  $n_1$  не  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а порядка  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Такое значение концентрации  $n_1$  формально можно было бы объяснить несколькими причинами. Первая — это наличие вблизи уровня Ферми гигантского пика плотности состояний. Вторая — мощное кулоновское отталкивание между электронами с противоположными спинами, заполняющими каждый уровень. И, наконец, третья — это наличие в системе сильно неравновесной функции распределения носителей.

От первых двух гипотез следует отказаться уже потому, что в этих случаях парамагнитная аномалия наблюдалась бы и на высокотемпературном плече пика сопротивления. Таким образом, остается рассмотреть лишь третью гипотезу.

Для существования в системе большого числа однократно заселенных уровней необходимо не только большое значение времени жизни  $\tau$  фотовозбужденных носителей, но и большое время перехода носителей между этими уровнями. Последнее возможно только для локализованных на примесях состояний при низкой концентрации делокализованных (зонных) электронов. В противном случае в системе фотовозбужденных носителей из-за переходов примесь—зона будет быстро устанавливаться квазистационарное равновесие. Изложенным условиям и удовлетворяет температурная область, где наблюдается парамагнитный пик. В этой области время жизни неравновесных носителей  $\tau$  еще достаточно велико (сравнимо с временем эксперимента) для сохранения достаточного числа фотовозбужденных при низкой температуре носителей, но уже недостаточно для поддержания в системе этих носителей квазифермиевской функции распределения с химическим потенциалом, расположенным внутри зоны проводимости. Оценить число однократно заселенных уровней можно с помощью следующей простой кинетической схемы. При низких температурах с помощью внешнего возбуждения из-за изменения конфигурации примеси Ga с  $s^2p^1$  на  $s^0p^3$  в зоне проводимости появляются фотовозбужденные электроны по два на каждый трехвалентный атом Ga. Это

возбужденное состояние носителей оказывается метастабильным, поскольку обратный процесс рекомбинации должен идти через промежуточное ( $s^1p^2$ ) двухвалентное состояние Ga (по схеме  $s^0p^3 \rightarrow s^1p^2-s^2p^1$ ), которое имеет большую энергию, чем состояния  $s^0p^3$  и  $s^2p^1$ , т. е. отделено от них энергетическим барьером  $U^2$ ). Таким образом накапливается достаточное количество электронов, чтобы сформировалось их квазифермиевское распределение. При низких температурах это распределение характеризуется тем, что почти во всех занятых электронами состояниях находятся по два носителя.

С повышением температуры  $T$  тепловая энергия этих носителей растет и, наконец, становится достаточной, чтобы преодолеть энергетический барьер рекомбинации  $U$ . В этой области время жизни  $\tau$  фотовозбужденного носителя падает активационным образом ( $\tau \propto \exp(U/T)$ ). Поэтому динамика числа парно заполненных состояний в указанном температурном интервале может быть грубо описана уравнением

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{n_2}{\tau}, \quad (4)$$

где  $\tau$  — время, а  $n_2$  — число парно заполненных состояний. В начальный момент времени число пар  $n_2(0)$  из-за фермиевского характера распределения носителей практически равно половине их концентраций. По той же причине в начальный момент времени число  $n_1$  однократно заполненных уровней можно положить равным нулю, а их временную динамику описать уравнением

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{n_1}{\tau} - \frac{dn_2}{dt}, \quad (5)$$

поскольку вследствие рекомбинации одного носителя из пары возникает однократно заселенный уровень. Надо заметить, что кинетическое уравнение (5) справедливо лишь для локализованных одноэлектронных состояний. В противном случае к нему надо было бы добавить слагаемое типа  $-\gamma n_1$ , описывающее обратное превращение однократно заполненных состояний в пары. Это слагаемое заведомо не мало для делокализованных (или сильно перекрывающихся локализованных) состояний. Очевидно, что наличие подобного слагаемого привело бы к резкому уменьшению допустимых уравнениями (4), (5) значений  $n_1$ , а парамагнитный пик был бы не наблюдаем. Совместное решение уравнений (4), (5) приводит к следующей зависимости от времени числа однократно заполненных состояний:

$$n_1(t) = \frac{t}{\tau} n_2(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (6)$$

Из последней формулы следует, что возможно достижимое в результате временной эволюции максимальное значение числа однократно заполненных уровней всего в  $e$  раз меньше начального числа пар.

Таким образом, появление резкого парамагнитного пика большой интенсивности на низкотемпературном плече сопротивления в рамках изложенной выше схемы представляется вполне естественным и свидетельствует о наличии в теллуриде свинца мелких локализованных состояний, расположенных под дном зоны проводимости и связанных с примесными атомами Ga, находящимися в трехвалентном состоянии.

<sup>2)</sup> Широко используемая схема формирования барьера  $U$  вследствие деформационных эффектов не представляется вполне удовлетворительной, хотя, конечно, изменение валентности примеси сопровождается деформацией.



В заключение следует остановиться на природе наблюдаемого в области низких температур в условиях слабой подсветки закона Кюри в восприимчивости. В принципе его тоже можно связать с наличием в этих условиях достаточного числа мелких однократно заселенных состояний. Однако не исключено, что здесь возникает дополнительный вклад от Ga, находящегося в неустойчивом двухвалентном состоянии. Четко ответить на вопрос о природе появления закона Кюри в низкотемпературной области могли бы прямые измерения (например, методом электронного парамагнитного резонанса) эффективного  $g$ -фактора магнитных центров.

Б. А. Волков выражает благодарность за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты № 96-02-16701, 96-02-19022, 96-15-96474) и Международной программе INTAS-RFBR (грант № 95-1136).

### Литература

1. Р. М. Моoney, J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
2. Дж. Эмсли, *Элементы*, Мир, Москва (1993).
3. G. Martinez, M. Schluter, and M. L. Cohen, Phys. Rev. B **11**, 651 (1975).
4. O. A. Pankratov and B. A. Volkov, Sov. Sci. Rev. A **9**, 357 (1987).
5. В. И. Кайданов, Ю. И. Равич, УФН **145**, 51 (1985).
6. Б. А. Акимов, Н. Б. Брандт, С. А. Богословский, Л. И. Рябова, С. М. Чудинов, Письма в ЖЭТФ **29**, 11 (1979).
7. Б. М. Вул, И. Д. Воронова, Г. А. Калюжная, Т. С. Мамедов, Т. Ш. Рагимова, Письма в ЖЭТФ **29**, 21 (1979).
8. Ю. Каган, К. А. Кикоин, Письма в ЖЭТФ **31**, 367 (1980).
9. Б. А. Волков, О. А. Панкратов, ДАН СССР **255**, 93 (1980).
10. Б. А. Волков, О. М. Ручайский, Письма в ЖЭТФ **62**, 205 (1995).
11. M. Matyas, Czech. J. Phys. **8**, 301 (1958).
12. Б. А. Волков, О. М. Ручайский, ФТТ **40**, 57 (1998).
13. Л. А. Фальковский, А. В. Бродовой, Г. В. Лашкарев, ЖЭТФ **80**, 334 (1981).