

Точная самокомпенсация проводимости в кристалле $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ в широком интервале давлений пара Cd

© О.А. Матвеев[†], А.И. Терентьев, Н.К. Зеленина, В.Н. Гуськов*, В.Е. Седов, А.А. Томасов, В.П. Карпенко

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

* Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук,
117907 Москва, Россия

(Получена 7 декабря 2004 г. Принята к печати 22 декабря 2004 г.)

Процесс самокомпенсации в кристаллах твердого раствора $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ изучался путем отжига монокристаллов под управляемым давлением пара Cd с последующим измерением эффекта Холла, фотолюминесценции, времени жизни и подвижности носителей заряда и памяти фототока в отожженных кристаллах. В результате отжига были определены термические условия получения образцов с низкой проводимостью и малой концентрацией свободных носителей заряда (10^7 – 10^{11} см⁻³). Показано, что инверсия проводимости $p \rightarrow n$ наблюдается в этих кристаллах при более высоких концентрациях свободных носителей заряда ($n, p \approx 10^9$ см⁻³), а кривая зависимости концентрации электронов от давления кадмия более пологая, чем в кристаллах CdTe:Cl. Для объяснения полученных результатов привлечена модель самокомпенсации с участием заряженных собственных точечных дефектов акцепторов с глубоким уровнем. Сделано предположение, что этот уровень принадлежит вакансии цинка, сохраняющей активность при высоких давлениях кадмия.

Получение полуизолирующих кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}:\text{Cl}$ широко исследуется в последнее время [1,2]. Низкая проводимость этих кристаллов объясняется эффектом самокомпенсации электрически заряженных точечных дефектов. Для объяснения самокомпенсации в полупроводнике, легированном донорной примесью, чаще других используются модели: генерации противоположно заряженных собственных точечных дефектов [3–8] и релаксации кристаллической решетки с образованием DX-центров [9–11]. Высокая степень самокомпенсации в кристалле достигается медленным охлаждением его после выращивания, когда происходит взаимодействие заряженных точечных дефектов [3,4,12].

Процесс самокомпенсации CdTe:Cl мы изучали, осуществляя отжиг образцов монокристаллов под управляемым давлением пара Cd (P_{Cd}) с последующим измерением эффекта Холла [13,14]. В результате отжига были определены термические условия получения образцов с низкой проводимостью ($\sim 10^{-10}$ Ом⁻¹·см⁻¹) и малой концентрацией свободных носителей заряда (10^7 – 10^8 см⁻³). Был установлен характер инверсии типа проводимости p – n от P_{Cd} при низких концентрациях носителей заряда (10^7 – 10^8 см⁻³). На основании этих результатов были определены условия управления процессом самокомпенсации при отжиге слитка CdTe:Cl после его выращивания.

При отжиге образцов и выращивании слитка CdTe:Cl мы воспроизводимо получали полуизолирующие кристаллы p -типа проводимости. Значительно реже удавалось получать полуизолирующие кристаллы n -типа, часто они были неоднородными по физическим характеристикам. Однако уже в первых опытах выращивания $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}:\text{Cl}$ ($x = 0.0002$ – 0.1) уверенно получались

полуизолирующие кристаллы n -типа проводимости [15]. Именно такие полуизолирующие кристаллы n -типа необходимы для создания приемников рентгеновского излучения в компьютерной томографии [15].

В настоящей работе приводятся результаты исследования образцов монокристаллов $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$, отожженных под управляемым давлением пара Cd.

Образцы для отжига вырезали из слитка $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$, выращенного методом горизонтальной направленной кристаллизации под управляемым P_{Cd} [15]. Условия выращивания (перегрев расплава, отклонение состава расплава от стехиометрического, скорость роста) были теми же самыми, как и для CdTe:Cl [16]. Концентрация хлора в слитке определялась загрузкой CdCl₂ в расплав ($2 \cdot 10^{-18}$ см⁻³) и была такой же, как и для CdTe:Cl. Исходные образцы $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ до отжига имели дырочную проводимость, концентрация дырок $p = 10^8$ – 10^9 см⁻³. Отжиг образцов проводили по методике, подробно описанной для кристаллов CdTe:Cl в работе [13]. Образцы отжигали в трехзонной печи в кварцевой ампуле. Температура отжига составляла $t_{\text{cr}} = 900^\circ\text{C}$, температура засыпки $t_p = 905^\circ\text{C}$, температура металлического кадмия t_{Cd} определялась необходимой величиной парциального давления паров кадмия в каждом эксперименте. Засыпка изготавливалась из того же кристалла, что и отжигаемый образец и позволяла сохранять состав образца в процессе отжига.

На отожженных при заданных парциальных давлениях паров кадмия образцах $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ из измерений эдс Холла определена концентрация свободных носителей заряда. Зависимость концентраций дырок (электронов) p (n) от P_{Cd} для этих образцов показана на рис. 1, а (точки 2, 2').

[†] E-mail: Oleg.Matveev@mail.ioffe.ru

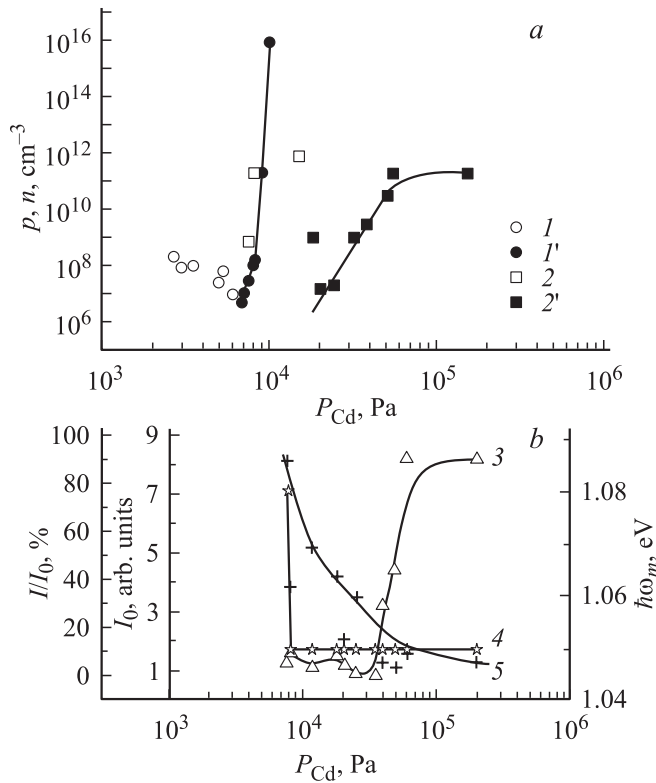


Рис. 1. Зависимости концентрации свободных носителей заряда (а) и фотолуминесцентных характеристик (б) образцов от давления пара кадмия при отжиге. а: 1 — p -CdTe, 1' — n -CdTe, 2 — p - $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$, 2' — n - $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$. б: 3 — относительная интегральная интенсивность полосы фотолуминесценции 1 эВ (I/I_0), 4 — положение максимума полосы 1 эВ ($h\nu_m$), 5 — общая интегральная интенсивность фотолуминесценции (I_0).

Здесь также приведены результаты аналогичных измерений для $CdTe:Cl$ (точки 1, 1'). При малых значениях P_{Cd} кристаллы $CdTe:Cl$ и $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$ имеют p -тип проводимости. При средних величинах P_{Cd} наблюдается инверсия типа проводимости $p \rightarrow n$.

При высоком парциальном давлении кадмия кристаллы становятся n -типа проводимости. Отметим, что инверсия типа проводимости для кристаллов $CdTe:Cl$ наблюдается в очень узком интервале значений P_{Cd} и при малых концентрациях, $p(n) = 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$.

В кристаллах $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$ инверсия типа проводимости $p \rightarrow n$ наблюдается при более высоких концентрациях, $p(n) \gtrsim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Кривая зависимости n от P_{Cd} для кристаллов $CdTe:Cl$ характеризуется очень крутым наклоном: увеличение значения с 10^7 до 10^{15} см^{-3} происходит при увеличении парциального давления кадмия P_{Cd} всего в ~ 2 раза. В случае кристаллов $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$ — кривая более пологая: при увеличении P_{Cd} в 10 раз концентрация n увеличивается с 10^7 до 10^{11} см^{-3} (при этом материал остается практически полуизолирующим!). Такой характер зависимости концентрации n от P_{Cd} для кристаллов $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$, в

отличие от $CdTe:Cl$, создает намного более благоприятные условия для управления электрическими свойствами кристалла в процессе его приготовления с помощью вариаций парциального давления паров кадмия.

Низкая концентрация свободных носителей заряда в кристаллах $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$, $p(n) = 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$, объясняется процессом самокомпенсации заряженных точечных дефектов. Согласно одной из моделей самокомпенсации [9–11], вследствие сильной релаксации кристаллической решетки вблизи атома хлора происходит образование DX^- -центра, создающего глубокий уровень ниже минимума зоны проводимости. Это объясняет получение полуизолирующих кристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ n -типа проводимости. Однако остаются необъясненными:

1) зависимость концентрации электронов от P_{Cd} , так как релаксация решетки, согласно данной модели, зависит только от состава твердого раствора (концентрации Zn) и природы легирующего элемента (Cl);

2) образование DX^- -центров в $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ становится энергетически выгодным только при содержании цинка $x \geq 0.2$ [10] (заметим, что образование DX^- -центров в кристаллах $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ для $x < 0.2$ наблюдали в [9,11]).

Согласно другой модели [3–8] самокомпенсация объясняется генерацией собственных точечных дефектов — вакансий металла (V_{Zn} , V_{Cd}), которые являются акцепторами, и ассоциацией заряженных доноров и акцепторов в центры, дающие глубокие уровни в запрещенной зоне. Согласно этой концепции при низких P_{Cd} кристалл содержит высокую концентрацию V_{Cd} — акцепторов и, следовательно, имеет высокую концентрацию свободных носителей — дырок, что и видим на рис. 1, а для кристаллов $CdTe:Cl$ и $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$. Увеличение давления пара кадмия над кристаллом приводит к уменьшению содержания в нем V_{Cd} . Кривая зависимости p от P_{Cd} для образцов $CdTe$ показывает соответствующее этому уменьшение концентрации дырок. В образцах $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$ нам не удалось выявить четкую зависимость p от P_{Cd} . Высокая концентрация дырок и отсутствие отчетливой зависимости концентрации дырок от P_{Cd} свидетельствуют о сохранении высокого значения концентрации V_{Cd} . Высокая $[V_{Cd}]$ является следствием недостаточно высокого P_{Cd} над кристаллом $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$ при отжиге. (Действительно, при одинаковой температуре для стехиометрического состава $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$ требуется парциальное давление P_{Cd} выше, чем для $CdTe$ [17]). При более высоких P_{Cd} концентрация донорных центров $[Cd_i] + [Cl_{Te}]$ превышает концентрацию $[V_{Cd}]$. Такой характер изменения концентраций заряженных дефектов находится в согласии с рис. 1, а, где наблюдаем инверсию типа проводимости $p \rightarrow n$ для $CdTe:Cl$ и $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te:Cl$. Для $CdTe:Cl$ инверсия $p \rightarrow n$ носит резкий характер (близкий к скачку). Такое изменение концентрации носителей объясняется „скачком“ уровня Ферми с глубокого акцепторного уровня на мелкий донорный (Cd_i , Cl_{Te}).

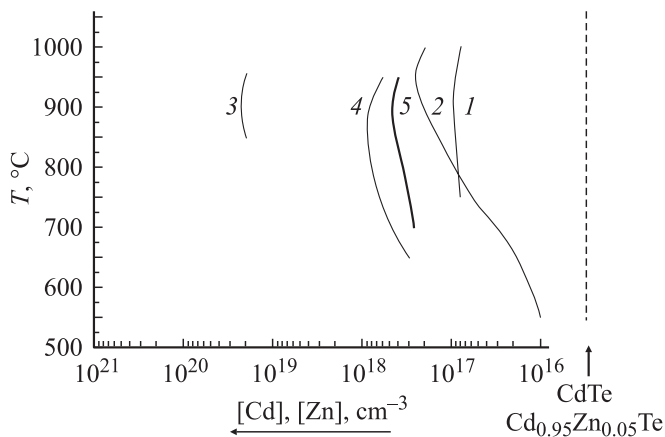


Рис. 2. Максимальная растворимость кадмия в CdTe (1 — [3], 2 — [20], 3 — [18], 4 — [19]), кадмия и цинка в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ (5 — [17]) на разрезе $T-x$ (температура–состав) диаграммы состояния системы Cd–Zn–Te.

Скорость возрастания концентрации электронов n при увеличении P_{Cd} для кристаллов $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ значительно меньше, чем для $\text{CdTe}:\text{Cl}$. Это может означать слабую зависимость увеличения концентраций донорных точечных дефектов $[\text{Cd}_i^+]$, $[\text{V}_{\text{Te}}^-]$ от P_{Cd} . Ограничение растворимости этих собственных точечных дефектов в $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ можно видеть на диаграмме состояния системы Cd–Zn–Te (рис. 2). Граница максимальной концентрации кадмия в кристалле $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ (кривая 5) указывает на уменьшение растворимости Cd_i^+ , V_{Te}^- по сравнению с CdTe (кривые 3, 4). Эти кривые отражают общую концентрацию точечных дефектов. Кроме того, ограничение растворимости V_{Te}^- в кристалле приведет к ограничению растворимости основной легирующей донорной примеси, замещающей теллур, — Cl_{Te}^- . Таким образом, на основании данных по растворимости V_{Te}^- в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ и CdTe можно предположить меньшую растворимость хлора в твердом растворе по сравнению с бинарным соединением. В образцах $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ до отжига хлор содержится в заряженном состоянии в концентрации $[\text{Cl}_{\text{Te}}^-] \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (необходимой для получения полуизолирующего материала с $p \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$). В процессе отжига при 900°C концентрация дефектов Cl_{Te}^- может уменьшиться за счет ухода хлора во включения в кристалле или газообразную фазу вследствие ретроградного характера растворимости этих дефектов в кристалле. При уменьшении содержания Cl_{Te}^- и Cd_i^+ уменьшается концентрация центров, создающих мелкие уровни энергии в запрещенной зоне, и переход уровня Ферми от глубоких состояний к мелким будет более плавным. Эти рассуждения позволяют качественно объяснить различие зависимостей концентрации электронов от P_{Cd} для $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ и CdTe (рис. 1, а).

Количественной оценке препятствуют следующие обстоятельства.

1) Экспериментально данные по растворимости точечных дефектов, полученные разными авторами и раз-

ными методами, сильно отличаются друг от друга и от результатов, полученных расчетными методами (рис. 2).

2) Не изучено пока содержание заряженных точечных дефектов (V_{Zn} , Zn_i) в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$.

3) Не установлена растворимость хлора в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$.

Мы сделали попытку оценить максимальную растворимость заряженных собственных донорных дефектов, используя недавно полученные данные по общей растворимости дефектов в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ [17], CdTe [19] и данные для заряженных собственных точечных дефектов в CdTe [3,20] (последние различаются незначительно — рис. 2, кривые 1, 2). Предполагаем, что соотношение общего количества собственных точечных дефектов и заряженных дефектов в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ является таким же, как в CdTe,

$$\left(\frac{[\text{Cd}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]}{[\text{Cd}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]} \right)_{\text{CdTe}} = \left(\frac{[\text{Cd}_i^+] + [\text{Zn}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]}{[\text{Cd}_i^+] + [\text{Zn}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]} \right)_{\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}} \quad (1)$$

Данное предположение основывается на том, что энергии кристаллической решетки CdTe и $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ различаются незначительно [21] и образцы при отжиге находятся в одинаковых условиях $P-T$ (давление–температура). Предполагаем также, что доминирующее влияние на изменение концентраций заряженных дефектов (на положение уровня Ферми и концентрацию свободных носителей) оказывает давление пара кадмия. Данные по концентрациям дефектов для 900°C взяты из рис. 2. Получаем для $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ $[\text{Cd}_i^+] + [\text{Zn}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-] \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, и при высоком P_{Cd} такой же должна быть концентрация электронов в зоне проводимости. Однако этого не наблюдается (рис. 1, а). Следовательно, либо сделано неправильное предположение (1), либо концентрации точечных дефектов, взятые нами для 900°C , не соответствуют концентрациям дефектов в полуизолирующем кристалле при комнатной температуре, при которой проводили измерения эдс Холла. Если оставить в силе предположение (1) и использовать его для оценки концентрации дефектов при низких температурах ($\sim 500^\circ\text{C}$), когда „застывает“ равновесие дефектов при охлаждении кристалла, то получим еще более высокое значение $[\text{Cd}_i^+] + [\text{Zn}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]$, так как, согласно [17], растворимость металла в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ при низких температурах даже выше, чем в CdTe. Однако отметим, что, рассматривая зависимость от P_{Cd} отношения

$$\left(\frac{[\text{Cd}_i^+] + [\text{Zn}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]}{[\text{Cd}_i^+] + [\text{Zn}_i^+] + [\text{V}_{\text{Te}}^-]} \right)_{\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}}$$

мы формально включили в него $[\text{Zn}_i^+]$ и ожидаем инверсии проводимости за счет изменения соотношения $([\text{V}_{\text{Cd}}^-] + [\text{V}_{\text{Cd}}^{2-}])/[\text{Cd}_i^+]$ при изменении P_{Cd} . Концентрация точечных дефектов с участием цинка в образце контролируется составом и температурой засыпки, находящейся в ампуле, а эти параметры для засыпки и образца одинаковы. Концентрация дырок $p = 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$,

Значения произведения подвижности на время жизни для электронов и дырок, память фототока в образцах, отожженных при различных P_{Cd}

До отжига			После отжига				
$(\mu\tau)_e, \text{см}^2/\text{В}$	$(\mu\tau)_h, \text{см}^2/\text{В}$	память фототока, %	№ отжига	$P_{Cd}, 10^4 \text{ Па}$	$(\mu\tau)_e, \text{см}^2/\text{В}$	$(\mu\tau)_h, \text{см}^2/\text{В}$	память фототока, %
$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	$\sim (1-3) \cdot 10^{-5}$	9–10	063	1.8	$5 \cdot 10^{-5}$	$4.5 \cdot 10^{-5}$	3.5
			064	0.8	$4 \cdot 10^{-5}$	$< 2 \cdot 10^{-7}$	0.13
			067	2.5	$5 \cdot 10^{-5}$ $3.5 \cdot 10^{-5}$ $6 \cdot 10^{-5}$	$< 8 \cdot 10^{-7}$ $< 2 \cdot 10^{-6}$	0.4
			070	5	$\sim 2.5 \cdot 10^{-7}$ $\sim 2.5 \cdot 10^{-6}$	$< 5 \cdot 10^{-7}$ $< 2 \cdot 10^{-7}$	0.17

измеренная на образце до отжига, свидетельствует о том, что доминирующими по концентрации собственными точечными дефектами являются $[V_{Cd}^-]$, $[V_{Cd}^{-2}]$ и $[V_{Zn}^-]$, $[V_{Zn}^{-2}]$. В процессе отжига в подрешетке металла при высоких P_{Cd} происходит уменьшение концентраций $[V_{Cd}^-]$, $[V_{Cd}^{-2}]$ и увеличение концентраций $[Cd_i^+]$ и $[V_{Te}^+]$. При этом концентрации собственных точечных дефектов $[V_{Zn}^-]$, $[V_{Zn}^{-2}]$, прямо не связанные с P_{Cd} , могут оставаться постоянными или незначительно изменяться. Наличие глубокого уровня в запрещенной зоне, определяемого центром, связанным с вакансией цинка, может объяснить медленное увеличение n от P_{Cd} при резком возрастании концентраций мелких доноров $[Cd_i^+]$, $[Cl_{Te}^+]$.

Для всех образцов $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$, отожженных при различных давлениях P_{Cd} , кроме эффекта Холла были измерены спектры фотолюминесценции, время жизни и подвижность носителей заряда, память фототока.

Фотолюминесценция измерялась при 77 К в области энергий фотонов $\hbar\omega = 0.8-2.3$ эВ. Излучение возбуждалось аргоновым лазером (энергия кванта 2.43 эВ, плотность потока $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и регистрировалось охлаждаемым германиевым фотодиодом. Как обычно, спектр фотолюминесценции состоял из трех полос с максимумами вблизи 1.6, 1.45 и 1 эВ. Ограничимся обсуждением полосы 1 эВ. На рис. 1, *b* показаны зависимости от P_{Cd} отношения интегральной интенсивности этой полосы I к полной интенсивности, интегрированной по всему спектру I_0 (кривая 3), положения максимума полосы $\hbar\omega_m$ (кривая 4) и полной интегральной интенсивности I_0 (кривая 5). Интегральные интенсивности для различных образцов измерялись при одинаковых условиях возбуждения и регистрации. Видно, что до $P_{Cd} \approx 3.5 \cdot 10^4 \text{ Па}$ практически не меняется, составляя $\sim 6\%$, а затем резко возрастает до $\sim 90\%$ и насыщается. Заметим, что насыщение концентрации электронов n и интенсивности полосы фотолюминесценции I наблюдается в одной и той же области P_{Cd} (кривая 2' на рис. 1, *a* и кривая 3 на рис. 1, *b*). Постоянство положения максимума полосы (по крайней мере при P_{Cd} , соответствующих электронному типу проводимости образцов)

указывает на то, что рост интенсивности полосы связан с увеличением концентрации центров одной природы, а не с появлением центров другого происхождения. Источники полосы 1 эВ до настоящего времени не установлены. По-видимому, она имеет сложную природу [22,23]. Ряд авторов, в том числе и мы, связывали ее с захватом носителей на центры, представляющие собой либо изолированные двукратно отрицательно заряженные вакансии кадмия V_{Cd}^{-2} [3], либо различные комплексы, включающие эти вакансии [15,24–27]. В условиях нашего эксперимента концентрация вакансий кадмия не может увеличиваться с увеличением давления паров кадмия. Однако вполне вероятно присутствие V_{Zn} , содержащихся в исходном образце и сохраняющихся, как указывалось выше, в условиях отжига с засыпкой. В пользу этого предположения свидетельствует оценка энергетического положения уровня V_{Zn} в ZnTe [23], который почти совпадает с уровнем V_{Cd} в CdTe. Увеличение P_{Cd} при отжиге приводит к уменьшению концентрации акцепторных комплексов вакансии металла с донором $[V_{Me}D]$, ответственных за полосу фотолюминесценции 1.45 эВ, в результате чего возрастает вклад полосы 1 эВ.

Как видно из рис. 1, *b*, увеличение давления пара кадмия при отжиге приводит к уменьшению интегральной интенсивности фотолюминесценции I_0 , что указывает на рост концентрации центров безызлучательной рекомбинации (или появление излучения за пределами изученной области спектра, что мало вероятно). Эта зависимость коррелирует с приведенными далее данными для произведения подвижности на время жизни носителей заряда и „памяти“ фототока в образцах, отожженных при больших P_{Cd} .

На отжигаемых кристаллах методом измерения времени пролета электронов и дырок при облучении α -частицами (time-of-flight method) (см., например, [28]) были измерены произведения подвижности и времени жизни электронов, $(\mu\tau)_e$, и дырок, $(\mu\tau)_h$, до и после отжига (см. таблицу). Видно, что $(\mu\tau)_e$ мало изменяется в кристаллах после отжига. В то же время $(\mu\tau)_h$ существенно понижается в отожженных кристаллах. Это

подтверждает высказанное предположение о том, что при отжиге кристаллов $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ при высоких P_{Cd} появляются глубокие акцепторные центры (возможно, собственные точечные дефекты V_{Zn}^- , V_{Zn}^{-2}). Эти центры являются отрицательно заряженными, что приводит к интенсивному захвату дырок.

Исследования характеристик этих же кристаллов (до и после отжига) при воздействии интенсивным импульсным однородно поглощаемым излучением (режим компьютерной томографии [29,30]) показали большую память фототока на неотожженных кристаллах (см. таблицу). Видно, что после отжига при малом P_{Cd} (близком к давлению, при котором происходит инверсия $p \rightarrow n$) (отжиг 063) память фототока несколько снижается. В отжиге 064, 067, 070 при увеличении P_{Cd} происходит резкое снижение памяти фототока до значений (0.13–0.4)%. Величина памяти фототока коррелирует с зависимостью от P_{Cd} величины $(\mu\tau)_h$ (см. таблицу). Как известно [15,29,30], одной из причин памяти фототока является неполное собирание дырочной компоненты сигнала. В нашем случае (отжиги 064, 067, 070) дырочная компонента практически отсутствует, что приводит к резкому (в 10–20 раз) снижению памяти фототока и свидетельствует о появлении большого числа глубоких акцепторных центров, ответственных за рекомбинацию дырок.

Таким образом, проведенные исследования процесса самокомпенсации в монокристаллах $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ показали, что инверсия проводимости $p \rightarrow n$ наблюдается в этих кристаллах при более высоких концентрациях свободных носителей заряда (n , $p \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$), а кривая зависимости концентрации электронов от давления кадмия более пологая, чем в кристаллах $\text{CdTe}:\text{Cl}$.

Результаты исследования фотолюминесценции, времени жизни и подвижности носителей заряда, а также памяти фототока подтверждают появление глубокого акцепторного уровня в запрещенной зоне отожженных кристаллов. Это свидетельствует о правомочности применения для объяснения низких значений электропроводности отожженных кристаллов $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ модели самокомпенсации путем генерации заряженных собственных точечных дефектов с глубоким акцепторным уровнем. Сделано предположение, что этот уровень принадлежит вакансии цинка, сохраняющей активность при высоких P_{Cd} .

Необходимо отметить, что обнаруженный характер зависимости концентрации электронов от P_{Cd} для кристаллов $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$ создает намного более благоприятные условия для управления электрическими свойствами кристалла в процессе его приготовления с помощью изменения давления паров кадмия по сравнению с $\text{CdTe}:\text{Cl}$.

Работа выполнена при поддержке INTAS (№ 99-1456).

Список литературы

- [1] *Proc. 10th Int. Conf. II-VI Compounds* (Bremen, 2001) [Phys. Status Solidi B, **229**, 1–1116 (2002)].
- [2] *Proc. 11th Int. Conf. II-VI Compounds* (Niagara, 2003) [Phys. Status Solidi C, **1**, 621–1079 (2004)].
- [3] D. de Nobel. Phil. Res. Rep., **14**, 361 (1959).
- [4] G. Mandel, F.F. Morehead, P.R. Wagner. Phys. Rev. A, **136**, 826 (1964).
- [5] Ф. Кререр. *Химия несовершенных кристаллов* (М., Мир, 1969) с. 654.
- [6] K. Zanio. *Semiconductor and semimetals*. (San Francisco–London–N. Y., 1978) v. 13, p. 230.
- [7] J. Marfaing. Thin Sol. Films, **387**, 123 (2001).
- [8] V. Babentsov, V. Corregider, K. Benz, M. Fiederle, T. Felgen, E. Dieguez. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **458**, 85 (2001).
- [9] K. Khachatryan, M. Kaminska, E.R. Weber. Phys. Rev. B, **40**, 6304 (1989).
- [10] D.J. Chadi. Phys. Rev. Lett., **72**, 534 (1994).
- [11] C.H. Park, D.J. Chadi. Phys. Rev. B, **52**, 11 884 (1995).
- [12] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **34**, 1316 (2000).
- [13] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **27**, 1894 (1993).
- [14] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **32**, 159 (1998).
- [15] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев, В.Р. Карпенко, Н.К. Зеленина, А. Fauler, M. Fiederle, K.W. Benz. Phys. Status Solidi B, **229**, 1073 (2002).
- [16] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **29**, 378 (1995).
- [17] J.H. Greenberg, V.N. Guskov, M. Fiederle, K. Benz. J. Cryst. Growth, **270**, 69 (2004).
- [18] K.V. Kiseleva, U.V. Klevkov, S.N. Maksimovsky, S.A. Medvedev, N.N. Santurina. *Proc. Int. Symp. Cadmium Telluride* (Strusburg, 1971), ed. by P. Siffert, A. Cornet (Centre de Resich des Nucl.) p. XII.
- [19] J.H. Greenberg, V.N. Guskov, V.B. Lazarev, O.V. Shekershneva. J. Solid St. Chem., **102**, 382 (1993).
- [20] F.T. Smith. Metall. Trans., **1**, 617 (1970).
- [21] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение*, А¹В^{VI}. Справочные таблицы (М., Мин. обороны, 1982) с. 208.
- [22] C.B. Davis, D.D. Allred, A. Reyes-Mena, O. Gonzales, B.C. Hess, W.P. Allred. Phys. Rev. B, **47**, 13 363 (1993).
- [23] W. Stadler, D.M. Hofman, H.C. Alt, T. Muschik, B.K. Meyer, E. Weigel, G. Muller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, K.W. Benz. Phys. Rev. B, **51**, 10 619 (1995).
- [24] M.R. Lorenz, B. Segal, H.H. Woodbury. Phys. Rev., **134**, 751 (1964).
- [25] G. Mandel. Phys. Rev., **134**, 1073 (1964).
- [26] Н.В. Агринская, Е.Н. Аркадьева, О.А. Матвеев. ФТП, **4**, 370 (1970).
- [27] N.V. Agrinskaja, O.A. Matveev. Rev. Phys. Appliquee, **12**, 235 (1977).
- [28] Н.К. Зеленина, А.А. Томасов. Электрон. техн., сер. Материалы, **7**, 77 (1983).
- [29] N.K. Zelenina, S.N. Ignatov, V.P. Karpenko, L.V. Maslova, O.A. Matveev, D.A. Popov, A.I. Terent'ev. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **283**, 274 (1989).
- [30] В.П. Карпенко, О.А. Матвеев, А.А. Томасов. Электрон. моделирование, **11**, 92 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

**Process of self-compensation
of conductance in $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}:\text{Cl}$
crystals in a wide range of Cd vapor
pressures**

*O.A. Matveev, A.I. Terentjev, N.K. Zelenina,
V.N. Guskov*, V.E. Sedov, A.A. Tomasov,
V.P. Karpenko*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Kurnakov Institute of General
and Inorganic Chemistry,
Russian Academy of Sciences,
117907 Moscow, Russia