

# Исследование глубоких электронных состояний в текстурированных поликристаллах $p$ -CdTe стехиометрического состава методом DLTS

© Е.А. Боброва<sup>¶</sup>, Ю.В. Клевков, С.А. Медведев, А.Ф. Плотников

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

(Получена 27 февраля 2002 г. Принята к печати 25 апреля 2002 г.)

Определен набор глубоких электронных состояний в текстурированном поликристалле  $p$ -CdTe состава, близкого к стехиометрическому, методом емкостной спектроскопии (DLTS). Наблюдались четыре дырочные и две электронные ловушки. Показано, что наиболее глубокая дырочная ловушка с уровнем  $E_v + 0.86$  эВ является преобладающим дефектом в данном материале. Особенности формы линии в спектре DLTS и логарифмическая зависимость заселенности этого уровня от длительности заполняющего импульса соответствуют протяженному дефекту, обусловленному, наиболее вероятно, дислокациями на границах зерен.

## 1. Введение

Контроль величины и типа проводимости при выращивании кристаллов CdTe до сих пор считается трудно разрешимой задачей. В зависимости от отклонения от стехиометрии, содержания неконтролируемых примесей и степени совершенства кристаллов удельное сопротивление может изменяться от  $10^3$  до  $10^8$  Ом·см. Независимо от методов выращивания специально не легированных монокристаллов  $p$ -CdTe, в запрещенной зоне этого соединения, как правило, присутствует набор глубоких электронных состояний, которые оказывают существенное влияние на удельное сопротивление. В настоящее время удельное сопротивление CdTe удалось довести до  $10^{10}$ – $10^{11}$  Ом·см, не прибегая к их легированию [1]. Поскольку эти экспериментальные результаты трудно объяснить в рамках действующих моделей компенсации, все большее внимание стали уделять влиянию структурных дефектов (дислокаций, границ зерен и др.) на оптические и особенно транспортные свойства CdTe. Это связано с тем, что протяженные дефекты являются электрически активными, участвуют в рассеянии свободных носителей, являются местом скопления (стока) точечных дефектов (собственных и примесных) в процессе роста, вызывают образование полей упругих деформаций и внутренних электрических полей, имеющих внутри объема кристаллов потенциальный рельеф.

Для выявления роли протяженных дефектов в формировании глубоких электронных состояний при их взаимодействии с точечными дефектами обычно прибегают к деформации образцов. Это, по-видимому, связано с тем, что в недеформируемых монокристаллах фоновые примеси маскируют ростовые протяженные дефекты и создают определенные трудности в интерпретации спектров глубоких электронных состояний. К тому же содержание фоновых примесей в обычно не легиро-

ванных кристаллах, выращенных при высоких температурах из жидкой фазы, составляет в лучшем случае  $10^{16}$ – $10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Одним из распространенных методов изучения глубоких уровней в полупроводниках считается метод емкостной релаксационной спектроскопии — DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy). Однако изучение их природы и установление источника происхождения с помощью этого метода оказывается достаточно сложной задачей из-за присутствия в реальных кристаллах протяженных дефектов, которые могут взаимодействовать с примесями и образовывать сложные по структуре комплексы (пары ближнего порядка). В результате такого взаимодействия даже в присутствии небольших концентраций неконтролируемых примесей в запрещенной зоне наблюдается ряд глубоких электронных состояний, которые характеризуются необычной формой линии в спектре и логарифмическим законом захвата неравновесных носителей [2,3].

Цель настоящей работы состояла в том, чтобы определить набор глубоких электронных состояний, характерных для текстурированных в направлении [111] поликристаллов  $p$ -CdTe с составом, близким к стехиометрическому, и попытаться выяснить причастность протяженных ростовых дефектов (дислокаций, границ зерен) к формированию глубоких уровней, используя метод DLTS.

## 2. Экспериментальная часть

### 2.1. Приготовление образцов

Поликристаллы были выращены методом свободного роста в динамическом вакууме при 620°C с использованием очищенной шихты CdTe. Средний размер зерна в текстуре составлял 1.5–2 мм в диаметре. Разориентация зерен относительно направления [111] не превышала 3–7°. Плотность дислокаций в монокристалле на плоскости (111), измеренная методом травления, была мень-

<sup>¶</sup> E-mail: bobrova@mail1.lebedev.ru

ше  $10^3 \text{ см}^{-2}$ . Содержание основных фоновых примесей, установленное с помощью масс-спектрометрического анализа, не превышало  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация носителей заряда, измеренная вдоль текстуры при комнатной температуре, составила  $(1-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а подвижность дырок не менее  $80 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Образцы размером  $10 \times 10 \times 2 \text{ мм}^3$  вырезались из поликристаллических слитков поперек направления роста. После шлифовки и тщательной полировки образцы обрабатывались в бром-метаноловом травителе. Омический контакт изготавливался осаждением Au из раствора  $\text{AuCl}_3$ , барьерный контакт Шоттки — залуживанием поверхности образца индием. Площадь барьерного контакта составляла  $7.5 \text{ мм}^2$ .

Для оценки качества материала, нанесенных контактов и интерпретации спектров DLTS были приведены измерения вольт-амперных ( $I-V$ ) и вольт-фарядных ( $C-V$ ) характеристик в интервале температур от 80 до 380 К.

## 2.2. Результаты $I-V$ - и $C-V$ -измерений

$I-V$ -характеристики структур с барьером Шоттки измерялись при различных температурах. Сопротивление барьера Шоттки ( $R$ ), определенное по обратной ветви  $I-V$ -характеристик, изменялось в пределах от 200 кОм при 380 К до 2 МОм и более при  $T \leq 150 \text{ К}$ . Температурная зависимость тока для малых прямых смещений не соответствовала термоэмиссионно-диффузионной теории, что не позволило оценить высоту барьера Шоттки. В интервале температур  $\sim 240-340 \text{ К}$  при малых напряжениях прямого смещения ( $< 0.5 \text{ В}$ ) наблюдался участок быстрого возрастания тока с последующим замедлением, что, возможно, связано с существованием внутренних потенциальных барьеров на дислокациях или границах зерен. Кроме того, влияние на  $I-V$ -характеристики могут оказывать наличие тонкого окисла и туннелирование, а также такие процессы, как рекомбинация и захват на ловушки, вымораживание носителей заряда. Последовательное сопротивление структуры ( $r$ ) при заданном обратном смещении определено с помощью мостовых измерений на переменном токе на частоте измерений DLTS-спектров. Существенное увеличение  $r$  (от  $\sim 700$  до  $6000 \text{ Ом}$ ) и одновременное уменьшение емкости  $C$  (от  $\sim 50$  до  $25 \text{ пФ}$  при смещении  $V_b = 6 \text{ В}$ ) происходило с понижением температуры от 150 до 110 К.

Зависимости  $1/C^2$  от напряжения обратного смещения (рис. 1) при всех температурах были нелинейными, что может быть связано с образованием инверсионного слоя вблизи поверхности при наличии туннельно-прозрачного окисла под контактом Шоттки [4] и(или) с влиянием поверхностных состояний [5]. Как будет показано далее, наши экспериментальные данные соответствуют наличию инверсионного слоя вблизи поверхности. Определение высоты барьера Шоттки по зависимости  $1/C^2$  от  $V$  при существовании тонкого окисла

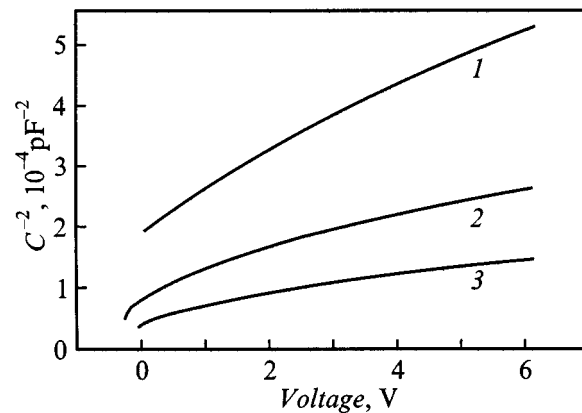


Рис. 1. Вольт-фарядные характеристики структуры Шоттки (обратное смещение) при температуре  $T$ , К: 1 — 150, 2 — 290, 3 — 370.

затруднено из-за отсутствия таких данных о параметрах структуры, как толщина окисла, плотность поверхностных состояний и др. [4]. Температурное изменение  $C-V$  кривых указывает на тенденцию повышения барьера и вымораживание свободных носителей заряда с понижением температуры. Значения концентрации свободных носителей, определяемые методом  $C-V$  при наличии тонкого окисла, дают более правильные значения вблизи нулевого смещения [4]. В частности, при комнатной температуре методом  $C-V$  в области нулевого смещения получено значение концентрации  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , хорошо согласующееся с данными холловских измерений. При температуре 370 К концентрация носителей имела значение  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Существенное вымораживание свободных носителей заряда наблюдалось при температурах ниже 150 К. Концентрация носителей, рассчитанная из последовательного сопротивления на переменном токе, при комнатной температуре превышает в 2–3 раза концентрацию, определяемую по  $C-V$ -характеристике или эффекту Холла на постоянном токе. Расхождение, возможно, связано с влиянием внутренних барьеров в поликристалле. При других температурах сопоставление затруднено, так как нет данных о температурной зависимости подвижности в поликристаллах.

## 2.3. Измерения спектров глубоких уровней методом DLTS

Запись спектров проводилась на автоматизированной установке методом стробинтегратора с накоплением данных в компьютере. Установка позволяла за один температурный проход от 80 до 380 К записать спектры для четырех окон скорости эмиссии. Времена релаксации емкости ( $\tau$ ) измерялись в интервале от 4 до 320 мс. Длительность импульса заполнения ( $\geq 4 \text{ мс}$ ) была достаточной для получения максимальной заселенности глубоких уровней.

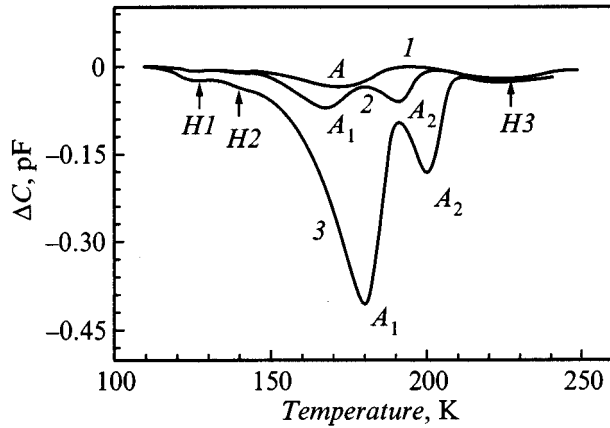


Рис. 2. Спектры DLTS структуры Шоттки при смещении  $V_b = +6$  В и напряжении заполняющего импульса  $V_p, В$ : 1 —  $-4$ , 2 —  $-6.5$ , 3 —  $-7.5$ . Стробы:  $t_1 = 4$  мс,  $t_2 = 8$  мс.

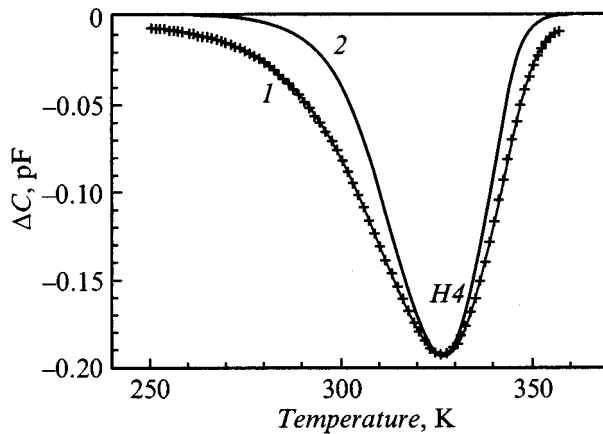


Рис. 3. Спектры DLTS структуры Шоттки при смещении  $V_b = +6$  В и напряжении заполняющего импульса  $V_p = -1$  В (1 — эксперимент, 2 — расчетная кривая). Стробы:  $t_1 = 320$  мс,  $t_2 = 640$  мс.

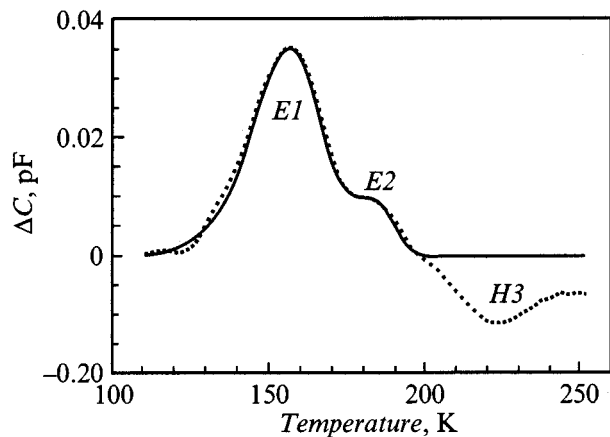


Рис. 4. Спектры DLTS структуры Шоттки при смещении  $V_b = +2$  В и напряжении заполняющего импульса  $V_p = -1$  В (точки — эксперимент, сплошная линия — расчетная кривая). Стробы:  $t_1 = 4$  мс,  $t_2 = 8$  мс.

В связи с увеличением последовательного сопротивления диода Шоттки при низких температурах была определена область температур, в которой допустимы измерения методом DLTS. Известно, что при измерениях емкости мостовым методом последовательно включенные емкость и сопротивление реальной структуры преобразуются в эквивалентную параллельную цепочку [6]. Если последовательное сопротивление структуры больше некоторого значения, то сигнал DLTS падает, а измеряемая емкость становится меньше действительной. С дальнейшим увеличением последовательного сопротивления, когда нарушается условие

$$\omega rC < 1 + r/R, \quad (1)$$

происходит переворот фазы измеряемого сигнала. В условии (1)  $\omega$  — частота измерительного сигнала (в нашем эксперименте  $2\pi \cdot 840$  кГц),  $R, r$  и  $C$  — параметры структуры, определенные выше.

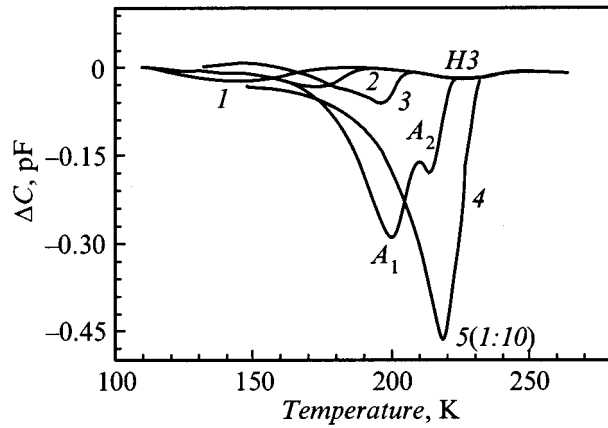
В выражении (1), как следует из  $I-V$ -характеристик, отношением  $r/R$  всегда можно пренебречь. Для уменьшения  $C$  в (1) режим записи спектров DLTS выбирался преимущественно с использованием больших смещений на структуре. Величина  $\omega rC$  изменялась от  $\sim 0.2$  до  $0.9$  в интервале температур от  $150$  до  $110$  К, что приводило к падению чувствительности измерений. Экспериментально проверено также, что для температур выше  $100$  К переворота фазы сигнала не происходит при выбранных режимах измерений.

В спектрах DLTS наблюдалось 4 пика, соответствующих захвату основных носителей — дырок (рис. 2, 3), и 2 пика, связанных с захватом электронов (рис. 4). В области температур, где регистрируются пики  $H1, H2$ , чувствительность измерительного моста примерно в 3 раза меньше, чем для пиков  $H3, H4$ . Энергии активации  $E_t - E_v, E_c - E_t$  и сечения захвата  $\sigma$  глубоких уровней, определенные в предположении независимости сечения захвата от температуры, приведены в таблице. Полевой зависимости положения наиболее интенсивных пиков не наблюдалось.

Параметры глубоких уровней

	$E_t - E_v, \text{эВ}$	$\sigma, \text{см}^2$		$E_c - E_t, \text{эВ}$	$\sigma, \text{см}^2$
$H1$	$0.24 \pm 0.02$	$2 \cdot 10^{-14}$	$E1$	$0.17 \pm 0.01$	$7 \cdot 10^{-18}$
$H2$	$0.26 \pm 0.02$	$1.5 \cdot 10^{-14}$	$E2$	$0.34 \pm 0.02$	$4 \cdot 10^{-14}$
$H3$	$0.45 \pm 0.01$	$3 \cdot 10^{-14}$			
$H4$	$0.86 \pm 0.03$	$2.4 \cdot 10^{-13}$			

Наличие пиков положительной полярности (рис. 4) указывает на присутствие слоя с инверсной проводимостью вблизи поверхности полупроводника под контактом Шоттки. Во время действия заполняющего импульса инжекция электронов из этого слоя в  $p$ -область структуры сопровождается их захватом глубокими электронными ловушками.



**Рис. 5.** Спектры DLTS структуры Шоттки при смещении  $V_b = +6$  В и напряжении заполняющего импульса  $V_p$ , В: 1 —  $-3$ , 2 —  $-4$ , 3 —  $-6$ ; 4 —  $V_b = +6$  В,  $V_p = -6.5$ ; 5 —  $V_b = +1$  В,  $V_p = -5$  В. Стробы:  $t_1 = 4$  мс,  $t_2 = 8$  мс.

Энергия и сечение захвата уровней определены либо путем построения зависимости Аррениуса ( $H3$ ), либо, в связи с влиянием соседних линий, подгонкой параметров расчетного спектра до совмещения его по форме и положению с экспериментальным ( $H1$ ,  $H2$ ,  $E2$ ), либо тем и другим способом ( $E1$ ,  $H4$ ). В пределах температур записи отдельных линий изменением чувствительности моста можно было пренебречь.

Помимо указанных пиков наблюдался пик ( $A$ ) с аномальными свойствами (рис. 2), положение и амплитуда которого сильно зависели от режима измерений, главным образом от величины заполняющего импульса. С ростом напряжения импульса пик смещался от температуры  $\sim 140$  К до температуры  $\sim 220$  К, раздваивался в некотором интервале температур ( $A_1$  и  $A_2$  на рис. 2, 5) и сильно возрастал. Для импульса прямого смещения, превышавшего обратное на несколько вольт, амплитуда релаксации емкости достигала примерно 20 пФ при исходной емкости структуры около 50 пФ.

Такую релаксацию можно объяснить существованием инверсионного слоя и наличием тонкого туннельно-прозрачного окисла между металлом и полупроводником (известно, что на поверхности CdTe регистрируемый окисел  $\text{TeO}_2$  образуется при комнатной температуре уже в течение 2 ч [7]). Кроме того, потенциальный барьер для неосновных носителей заряда, помимо окисла, создается силами изображения [8]. Благодаря этому диод Шоттки проявляет свойства, характерные обычно для МДП структур, для которых наблюдается релаксация емкости с большой амплитудой при переходе из режима глубокого обеднения в равновесное состояние с формированием инверсионного слоя. При этом релаксация обычно имеет сложную форму, отличную от экспоненты, в результате чего процесс восстановления инверсионного слоя в нашем случае происходит с двумя постоянными времени (пики  $A_1$  и  $A_2$ ). Указанные ано-

мальные пики с увеличением амплитуды заполняющего импульса полностью маскируют пики, обусловленные захватом электронов. Наблюдаемое температурное смещение пика  $A$  с увеличением амплитуды инжектирующего импульса скорее всего связано с зависящим от температуры туннелированием неосновных носителей из металла в полупроводник [9,10], так как объемная тепловая генерация носителей при температурах  $\sim 200$  К очень мала.

Для пика  $H4$  при амплитуде заполняющего импульса, равной приложенному обратному смещению, наблюдался сигнал  $\Delta C/C \approx 0.1$ . Оценки концентрации  $N_T$  центров  $H4$  с учетом области зондирования показали, что  $N_T$  соизмерима с концентрацией основных носителей заряда  $N$ . В случае произвольного значения  $N_T/N$  и  $\Delta C/C_0 \ll 1$  (при малой амплитуде заполняющего импульса) для оценки  $N_T$  справедливо соотношение

$$N_T/N = 2(\Delta C/C_0)/[K - (2\Delta C/C_0)(1 - C_0/C_\lambda)], \quad (2)$$

где  $K = (1 - C_0/C_b)(1 + C_0/C_b - 2C_0/C_\lambda)$ ,  $C_0$  — емкость при обратном смещении на структуре,  $C_b$  — емкость в момент действия заполняющего импульса,  $C_\lambda$  — емкость слоя от точки пересечения уровня ловушки и уровня Ферми до области нейтральности. Предполагается также, что в (2)  $N_T$  и  $N$  постоянны.

Оценки концентрации центров  $H4$  и  $H3$  дают значения  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в области зондирования 4.5–6.5 мкм и  $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  в области зондирования 6–12 мкм соответственно. Для других центров эти оценки затруднены из-за большой погрешности. Измерения спектров в различных режимах показывают, что распределение центров  $H3$  и  $H4$  в указанных пределах близко к равномерному.

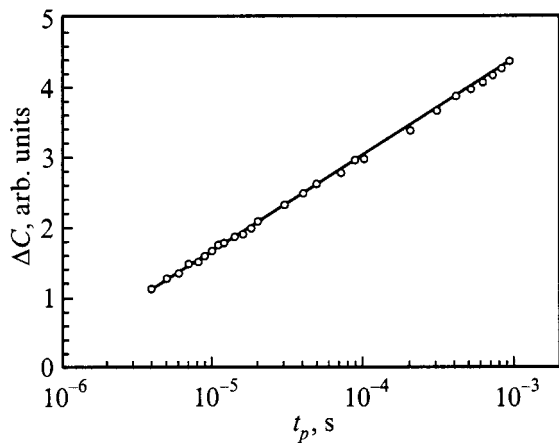
Форму кривой релаксации емкости в случае, когда  $N_T$  и  $N$  соизмеримы, а  $\Delta C/C_0 \ll 1$ , можно описать выражением

$$\Delta C(t)/C_0 = 0.5K(N_T/N) \exp(-t/\tau) \times (1 + B)\{1 + B[1 - \exp(-t/\tau)]\}, \quad (3)$$

где  $B = (N_T/N)(1 - C_0/C_\lambda)$ . Выражение (3) при  $t = 0$  переходит в следующее:

$$\Delta C(0)/C_0 = 0.5K(N_T/N)/(1 + B). \quad (4)$$

В нашем случае параметр  $B \approx 0.3$  и выражение (3) близко к экспоненте с  $\tau$  на  $\sim 15\%$  больше и амплитудой на  $\sim 20\%$  меньше реальных значений. Ошибка, связанная с применением обычного анализа релаксации, дает погрешность в энергии, существенно меньшую, чем экспериментальная. Результаты расчета формы линии для пика  $H4$  с использованием формулы (3) представлены на рис. 3. Экспериментальная линия имеет существенное уширение в низкотемпературную область.



**Рис. 6.** Зависимость амплитуды сигнала релаксации емкости от длительности заполняющего импульса. Смещение на структуре Шоттки  $V_b = +6$  В, напряжение заполняющего импульса  $V_p = -1$  В.

Была измерена зависимость амплитуды релаксации емкости для пика  $H4$  от длительности заполняющего импульса  $t_p$  в интервале от 4 мкс до 1 мс. Наблюдалась зависимость амплитуды  $\Delta C(0)$ , линейно изменяющаяся от  $\ln(t_p)$  (рис. 6). Для импульсов заполнения малой длительности величина  $N_T/N \ll 1$ , величина  $\Delta C(t)/C_0 \propto N_T/N$  и, значит,  $N_T/N$  также линейно зависит от  $\ln(t_p)$ .

### 3. Обсуждение результатов

При излучении глубоких уровней и интерпретации их природы необходимо учитывать в первую очередь условия выращивания кристаллов, содержание примесей донорного или акцепторного типа в решетке соединения, а также присутствие в объеме различных видов протяженных дефектов (дислокаций, границ зерен и др.). Как уже отмечалось выше, исследуемые нами текстурированные поликристаллы характеризуются малым содержанием собственных точечных дефектов при температуре их роста ( $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и основных фоновых примесей ( $\leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), плотностью дислокаций в монокристе  $< 10^3 \text{ см}^{-2}$  и наличием границ зерен и двойников как основных видов протяженных дефектов. Измерения электрических свойств таких кристаллов показали, что только небольшая часть фоновых примесей от общего содержания находится в замещенном состоянии и является электрически активной. Основная часть их, по-видимому, сегрегирована в полях упругих напряжений протяженных дефектов, где в результате их взаимодействия формируются комплексы, ответственные за появление глубоких уровней. При небольшом содержании фоновых примесей и собственных точечных дефектов, как в нашем случае, протяженные дефекты особенно границы зерен, могут оказывать более существенное влияние на формирование электрических свойств  $p$ -CdTe.

По литературным данным, в CdTe различными методами наблюдалось большое количество (от 25 до 30) глубоких уровней в запрещенной зоне [11,12]. Отождествление их с определенными дефектами часто неоднозначно либо отсутствует.

Наблюдаемые нами электронные ловушки  $E1$  и  $E2$  с уровнями  $E_c - 0.17$  эВ и  $E_c - 0.34$  эВ соответственно регистрировались как в высокоомном [12], так и в низкоомном кристаллах  $n$ -CdTe в работах [13,14] и идентифицировались как  $\text{Cd}_i$  и  $V_{\text{Te}}$  соответственно [14].

Известно, что в  $p$ -CdTe основные фоновые примеси (Li, Na, Cu), находящиеся в замещенном состоянии, создают относительно мелкие уровни в запрещенной зоне на расстоянии от ее краев не более 0.15 эВ. Определенные нами уровни более глубокие и, таким образом, не связаны непосредственно с замещающими фоновыми примесями.

Сравнивать приведенные в литературе спектры DLTS специально не легированных образцов  $p$ -CdTe, полученных различными методами, и проводить аналогию довольно сложно, поскольку имеется большой разброс от одного кристалла к другому по содержанию и набору фоновых примесей и по степени их структурного совершенства. Несмотря на существенные различия приготовления текстурированных поликристаллов и специально не легированных монокристаллов  $p$ -CdTe, в спектрах DLTS тех и других наблюдается ряд глубоких уровней, которые близки между собой по своему энергетическому положению и сечению захвата. В частности, дырочные ловушки с положением уровней, близким к  $H1$  ( $E_v + 0.24$  эВ) и  $H2$  ( $E_v + 0.26$  эВ), наблюдались в [11,13],  $H3$  ( $E_v + 0.45$  эВ) — в [15–17]. Исследованием, проведенным в [16], обнаружена связь  $E_v + 0.45$  эВ с генерированием  $\beta$ -дислокаций в  $p$ -CdTe. При этом линия в спектре DLTS имела гауссовское уширение, что объясняется неоднородностью плотности точечных дефектов, генерированных введением дислокаций.

Полосы в середине запрещенной зоны, близкие к  $H4$  ( $E_v + 0.86$  эВ), регистрировались в высокоомном CdTe [11,12] и реже в низкоомном  $p$ -CdTe [15]. Часто упомянутые уровни идентифицировались как собственные точечные дефекты, например  $V_{\text{Cd}}$  либо комплексы  $V_{\text{Cd}}$  с примесью.

Рассматривая возможную связь наблюдаемых уровней с протяженными дефектами (дислокациями, границами зерен), следует учесть, что основными особенностями пиков в спектре DLTS для протяженных дефектов являются необычная форма, уширение линии и логарифмическая зависимость амплитуды сигнала от длительности заполняющего импульса [2,3].

Форма линий в DLTS-спектре для случая протяженных дефектов рассматривалась теоретически в работе [3]. С точки зрения этой теории можно рассмотреть лишь линию  $H4$ , которая имеет высокую интенсивность и не искажена присутствием других близлежащих линий в спектре. Линия  $H4$  (уровень  $E_v + 0.86$  эВ) проявляет особенности (асимметрия и уширение линии,

логарифмический закон захвата), описываемые моделью локализованных состояний протяженного дефекта, окруженного скоплениями точечных дефектов [3]. Концентрация центров  $H4$  указывает на высокую плотность дислокаций, по-видимому, в области границ зерен. Логарифмическая зависимость для захвата носителей и уширение линии обусловлены, согласно теории, изменением потенциального барьера около протяженного дефекта после захвата им свободного носителя заряда и существованием полосы уровней в запрещенной зоне. При этом положение пика линии в спектре не изменяется с увеличением длительности заполняющего импульса. Уширение линии исчезает, если облако дефектов выходит за пределы 1 нм.

Близкий по свойствам к  $H4$  центр наблюдали авторы [2] в низкоомном CdTe  $n$ -типа, в котором создавались дислокации пластической деформацией. Линия в спектре DLTS соответствовала уровню  $E_c - 0.72$  эВ и имела длинный низкотемпературный край. Амплитуда линии изменялась с длительностью заполняющего импульса как  $\ln(t_p/t_0)$ . Учитывая ширину запрещенной зоны CdTe, можно считать, что уровни  $E_c - 0.72$  эВ и  $E_v + 0.86$  эВ согласуются между собой в пределах погрешностей их определения и, возможно, принадлежат одному и тому же центру. Ссылаясь на теоретические представления, авторы [2] предполагают, что исследуемый ими дефект является облаком точечных дефектов, окружающим дислокацию.

Отметим, что дефект  $H4$  имеет большое сечение захвата дырок и, по-видимому, является акцептором. Наличие его в исследуемом материале с концентрацией, близкой к концентрации свободных носителей заряда, означает, что указанный дефект наряду с мелкими акцепторами может играть существенную роль в компенсации донорных примесей. Учитывая малую плотность дислокаций в зерне, можно предположить, что происхождение его скорее всего связано с границами зерен. Кроме того, уровень в середине запрещенной зоны обычно оказывает основное влияние на время жизни неравновесных носителей заряда, которое является важной характеристикой приборов на основе CdTe.

Таким образом, из наблюдаемых нами глубоких уровней  $H4$  проявляется особенность, описываемые моделью локализованных состояний протяженного дефекта, окруженного облаками точечных дефектов [3], причем концентрация соответствующих центров указывает на относительно высокую плотность состояний, обусловленных, вероятно, границами зерен. Возможна также связь уровня  $H3$  с дислокациями, учитывая данные, известные из литературы. Форма линий  $E1$ ,  $E2$  соответствует расчету для локальных уровней, характерных для точечных дефектов (рис. 4). Оценить принадлежность уровней  $H1$ ,  $H2$ ,  $H3$  к какому-либо типу дефектов по форме линии невозможно из-за малой амплитуды сигналов DLTS и искажения их влиянием соседних линий. Для выяснения природы этих уровней в текстурированных поликристаллах требуются дальнейшие исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 01-02-16500.

## Список литературы

- [1] R. Rudolph, S. Kawasaki, S. Yamashita, S. Yamamoto, Y. Usuki, Y. Konagava, S. Matada, T. Fukuda. *J. Cryst. Growth*, **161**, 28 (1996).
- [2] F. Gelsdorf, W. Schröter. *Phil. Mag. A*, **49**, L35 (1984).
- [3] W. Schröter, J. Kronewitz, U. Gnauert, F. Riedel, M. Seibt. *Phys. Rev. B*, **52**, 13 726 (1995).
- [4] P. Chattopadhyay. *Sol. St. Electron.*, **36**, 1641 (1993).
- [5] A.K. Datta, K. Ghosh, N.K.D. Chowdyury, A.N. Daw. *Sol. St. Electron.*, **23**, 905 (1980).
- [6] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [7] J.-P. Häring, J.G. Werthen, R.H. Bube. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **1**, 1469 (1983).
- [8] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [9] E.H. Rhoderick. *IEE Proc.*, **129**, Pt 1, 1 (1982).
- [10] M.A. Green, F.D. King, J. Shewchun. *Sol. St. Electron.*, **17**, 551 (1974).
- [11] M. Samimi, B. Biglari, M. Hage-Ali, J.M. Koebel, P. Siffert. *Nucl. Instr. Meth. A*, **283**, 243 (1989).
- [12] S.G. Elkomoss, M. Samimi, M. Hage-Ali, P. Siffert. *J. Appl. Phys.*, **57**, 5313 (1985).
- [13] H. Sitter, D. Humenberger, A. Lopez-Otero. *J. Cryst. Growth*, **59**, 229 (1982).
- [14] G.M. Khattak, C.G. Scott. *J. Phys.: Condens. Matter*, **3**, 8619 (1991).
- [15] G. Zoth, W. Schröter. *Phil. Mag. B*, **58**, 623 (1988).
- [16] I.A. Hummelgen, W. Schröter. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2703 (1993).
- [17] R.T. Collins, T.C. McGill. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **1**, 1633 (1983).

Редактор Л.В. Беляков

## A study of the deep levels in textured stoichiometric polycrystalline $p$ -CdTe by a DLTS method

E.A. Bobrova, Yu.V. Klevkov, S.A. Medvedev,  
A.F. Plotnikov

P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
117924 Moscow, Russia

**Abstract** The set of deep electronic states in a textured polycrystalline near to a stoichiometric  $p$ -CdTe has been determined by a method of deep level transient spectroscopy (DLTS). Four hole and two electron traps are observed. It is shown, that the deepest hole trap with  $E_v + 0.86$  eV level is dominating defect in the material in question peculiarities of the shape of a line in DLTS spectrum and the logarithmic dependence of the level population on the duration of a filling pulse correspond to an extended defect, which is caused, most probably, by dislocations on grain boundaries.