

Электрофизические свойства нелегированных высокоомных поликристаллов n -CdTe

© Ю.В. Клевков, С.А. Колосов[¶], А.Ф. Плотников^{¶¶}

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991, Москва, Россия

(Получена 21 сентября 2006 г. Принята к печати 3 октября 2006 г.)

Исследованы транспортные свойства нелегированных высокоомных поликристаллов n -CdTe, выращенных по новой технологии. Определены характерные особенности температурных зависимостей проводимости, фотопроводимости и дрейфа носителей в этих поликристаллах. Полученные результаты лишь частично укладываются в рамки общепринятых представлений.

PACS: 72.40.+w, 72.80.Ey

1. Введение

Теллурид кадмия (CdTe) начал рассматриваться в качестве многообещающего полупроводникового материала для детектирования жесткого рентгеновского и γ -излучения начиная примерно с 1970-х годов.

Большие атомные номера Cd и Te позволяют достигать высоких квантовых эффективностей детекторов, работающих в диапазоне 10–500 кэВ. Большая ширина запрещенной зоны позволяет таким детекторам работать при комнатных температурах, в отличие от детекторов на основе Si и Ge.

Однако на пути создания эффективных детекторов на основе CdTe возникают и существенные трудности: материал для их изготовления должен иметь высокое удельное сопротивление (более 10^9 Ом·см) и одновременно высокие значения произведений подвижности и времени жизни $\mu\tau$, что достигается очень редко. Оптимизация технологий подобных материалов требует всестороннего изучения их транспортных свойств.

Исследование транспортных свойств столь высокоомных материалов — достаточно сложная задача. Классический метод определения положений энергетических уровней различных дефектов в запрещенной зоны — исследование температурных зависимостей проводимости — дает неоднозначные результаты. Дело в том, что, как правило, подобные материалы сильно компенсированы. В этом случае наклон зависимости логарифма проводимости от обратной температуры определяется не только энергетическим положением уровня дефекта, но и степенью компенсации образца [1]. Сравнительно низкие подвижности носителей зарядов затрудняют исследования эффекта Холла, так как требуются достаточно сильные магнитные поля.

Различные время-пролетные методики требуют прежде всего наличия „хороших“ контактов, изготовление которых, особенно к поликристаллам, — задача достаточно сложная.

Нам представляется, что одним из наиболее информативных методов исследования физических свойств высокоомных полупроводников является фотопроводимость, поскольку этот метод позволяет определить не только энергетическое положение уровней локальных дефектов, но также времена жизни и подвижности неравновесных носителей заряда [2].

Этот метод мы применили для исследования электрофизических свойств нелегированных поликристаллов n -CdTe, выращенных по новой технологии.

Заметим, что интерпретация различных пиков и изломов в спектрах фотопроводимости требует знания „точки отсчета“ — ширины запрещенной зоны E_g . До недавнего времени ни точное значение ширины запрещенной зоны при комнатной температуре, ни ее температурная зависимость в высокоомном CdTe известны не были. В 2002 г. авторы работы [3], изучая спектры фотопроводимости при различных температурах T , установили, что в CdTe температурная зависимость ширины запрещенной зоны определяется законом

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T / (T + \beta),$$

где $E_g(0) = 1.608$ эВ, $\alpha = 5.21 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, $\beta = 37.5$ К.

Эта зависимость хорошо согласуется с полученными нами результатами.

2. Экспериментальная часть

Нами измерялись температурные зависимости проводимости и фотопроводимости в высокочистых поликристаллических образцах n -CdTe с удельным сопротивлением более 10^9 Ом·см при комнатных температурах.

Поликристаллические слои нелегированного CdTe были получены при неравновесном переходе пар–кристалл методом химической реакции в потоке паров Cd и Te₂, подаваемых в зону осаждения из отдельных ячеек, сопряженных с кристаллизатором. Процессы проводились в кварцевом реакторе проточного типа в динамическом вакууме. Плотность потоков пара компонентов (пересыщение) и соотношение паровых видов (нестехиометричность паровой среды в зоне осаждения) задавались

[¶] E-mail: kolosov@sci.lebedev.ru

^{¶¶} E-mail: plot@sci.lebedev.ru

нагревом ячеек с компонентами при индивидуальном контроле их температуры (давления паров). При величине пересыщения в зоне осаждения 10^3 – 10^4 и относительно небольших отклонениях состава паровой среды в сторону избытка Cd на стенках кристаллизатора в горизонтальном температурном градиенте 550–600°C высаживался текстурированный поликристаллический конденсат до 2–4 мм толщиной. При быстром нагреве ячеек с общим весом загрузки до 250–300 г средняя скорость осаждения составляла 60 мкм/мин. Морфологически поверхность конденсата представляла собой граненые кристаллы CdTe с предпочтительным направлением роста [110] и размером монозерна 500 мкм.

Измерения проводились на образцах, прошедших шлифовку и полировку параллельно фронту кристаллизации с последующим удалением нарушенного слоя в растворе бром-метанола.

В качестве контактов использовался металлический In.

Фотопроводимость измерялась при 300 К в области края собственного поглощения (энергии фотонов 1.3–1.6 эВ) при освещении образцов немодулированными потоками излучения.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлена температурная зависимость удельного сопротивления одного из образцов *n*-CdTe (при комнатной температуре удельное сопротивление $\rho \approx 1.2 \cdot 10^9$ Ом·см). Подвижность электронов в высокоомном CdTe, по последним данным [4], при комнатных

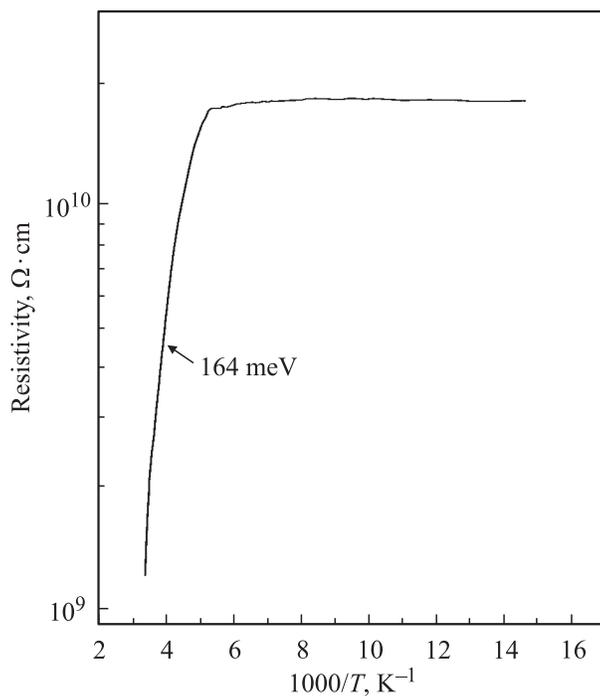


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления *n*-CdTe.

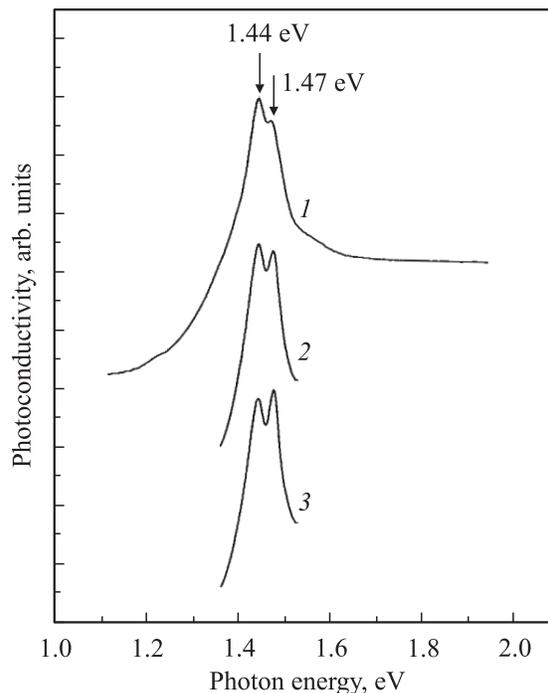


Рис. 2. Спектры фотопроводимости *n*-CdTe при разной интенсивности излучения: 2, 3 — интенсивность увеличена в 1.5 и 2.2 раза соответственно по сравнению с 1.

температурах равна $880 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Вычисленная на основе этой величины концентрация свободных электронов составляет всего $\sim 6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Столь малое значение концентрации свидетельствует о сильной компенсации образца.

В области температур от 300 до ~ 200 К проводимость образца определяется центрами с энергией ионизации (0.164 ± 0.03) эВ. Это, конечно, не означает, что в образце отсутствуют центры с более мелкими уровнями. Такие центры должны были бы проявляться при более низких температурах. Однако при температурах ниже 200 К сопротивление образца измерить невозможно из-за ограничений, накладываемых токами утечки.

Более информативным оказалось изучение спектров фотопроводимости. В частности, выяснилось, что, несмотря на столь высокие удельные сопротивления, в изучаемом материале доминирующим являются дефекты с достаточно мелкими уровнями энергии ионизации.

На рис. 2 представлен типичный для изучаемых поликристаллов спектр фотопроводимости (кривая 1). В данном спектре наблюдаются четко выраженный максимум при возбуждении фотонами с энергией 1.44 эВ и менее четко выраженный максимум при энергиях фотонов ~ 1.47 эВ. Заметим, что вычисленная по приведенной выше формуле ширина запрещенной зоны при 300 К равна как раз 1.47 эВ.

Полученные результаты мы интерпретируем следующим образом. Пик при энергии фотонов 1.44 эВ обусловлен переходами электронов из валентной зоны на

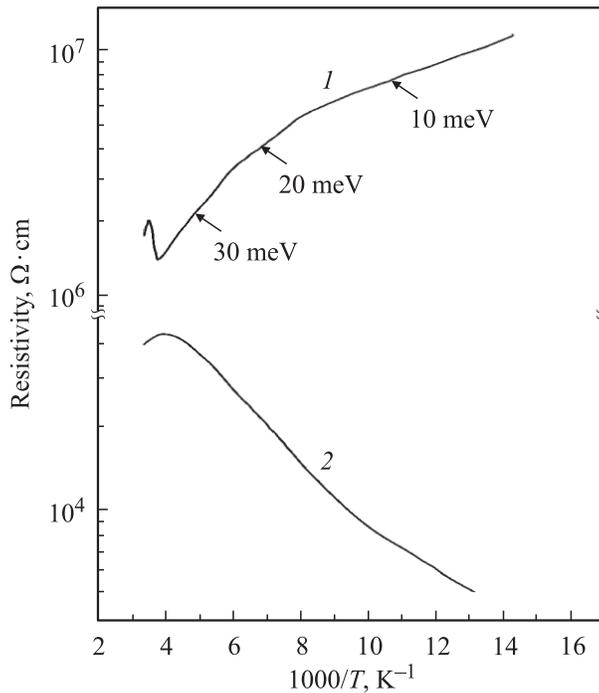


Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления сравнительно низкоомного n -CdTe: 1 — в темноте, 2 — при воздействии потоком фотонов с интенсивностью $10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

уровень E_c — 0.03 эВ. Сигнал фотопроводимости в этом случае определяется неравновесными дырками. Пик 1.47 эВ обусловлен переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости, и сигнал фотопроводимости определяется как неравновесными дырками, так и неравновесными электронами. Казалось бы, что в этом случае сигнал должен быть существенно больше. Однако следует учесть, что фотоны с энергией 1.44 эВ поглощаются во всем объеме материала, а фотоны с энергией 1.47 эВ поглощаются лишь вблизи поверхности, где из-за поверхностной рекомбинации времена жизни носителей существенно меньше объемных.

К некоторому удивлению мы обнаружили, что ситуация значительно изменяется при увеличении интенсивности падающего на образец излучения.

Спектры фотопроводимости того же образца, измеренные при больших интенсивностях излучения, также приведены на рис. 2 (интенсивность увеличена в 1.5 и 2.2 раза для кривых 2 и 3 соответственно).

Видно, что с увеличением интенсивности величины сигналов фотопроводимости в собственной (пик 1.47 эВ) и примесной (пик 1.44 эВ) областях изменяются по разным законам. Этот факт мы разумно объяснить пока не можем.

Выше уже упоминалось, что произведение $\mu\tau$ определяет не только эффективность детекторов ядерных излучений, но и является важной характеристикой качества материала. Это произведение в высокоомном CdTe, легированном донорами, определялось многими авто-

рами [4–7], которые в основном использовали время-пролетные методики при возбуждении неравновесных носителей α -частицами, γ -квантами, импульсным лазерным излучением. Из опубликованных в литературе данных различных авторов следует, что при комнатных температурах разброс в величинах $\mu\tau$ для электронов не очень велик, от $2 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}$, однако при азотных температурах разброс существенно увеличивается. Факт этот не нашел объяснения, по-видимому, потому, что ни один из авторов не исследовал температурные зависимости величин $\mu\tau$.

Далее мы предлагаем метод, который позволяет определять не только абсолютные величины произведений $\mu\tau$, но и их температурные зависимости.

На рис. 3 представлены две температурные зависимости удельного сопротивления несколько более низкоомного поликристалла n -CdTe (при 300 К $\rho \approx 1.5 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), измеренные в различных условиях. Кривая 1 на рис. 3 — типичная для высокоомных поликристаллов зависимость ρ от T^{-1} . Видно, что с понижением температуры ρ увеличивается и в области от $\sim 250 \text{ К}$ до азотных температур проводимость образца определяется наличием в нем трех типов локальных центров с энергиями ионизации $\sim 30, 20$ и 10 мэВ .

Кривая 2 на рис. 3 — это температурная зависимость того же образца, измеренная при постоянном воздействии потоком фотонов с энергией, равной ширине запрещенной зоны. Фотоны с такой энергией полностью поглощаются в слое толщиной $\sim 1 \text{ мм}$ и создают в этом слое стационарную концентрацию избыточных носителей, равную $G\tau$. Скорость генерации носителей G полностью определяется количеством фотонов, попавших на единицу площади поверхности образца, и не зависит от температуры. Время жизни τ может зависеть от температуры. Поэтому проводимость образца $\sigma = G\tau e\mu$ и в том случае, если $G\tau$ много больше концентрации темновых носителей, будет определяться не количеством локальных центров и их энергиями ионизации, а величиной произведения $\mu\tau$. Эта величина (для электронов), вычисленная из данных рис. 3, при 250 К оказалась равной $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}$. В интервале 250–100 К она зависит от температуры как $T^{-1.9}$, в области 100–65 К как $T^{-2.1}$.

По мнению большинства авторов, среднее время жизни электронов в этой области температур не зависит от температуры [4]. Полученные нами результаты свидетельствуют в пользу того, что электроны рассеиваются не на акустических или оптических фононах, а на более сложных образованиях. Для ответа на вопрос, на каких именно, нужны дополнительные исследования.

4. Заключение

Нами были измерены спектры фотопроводимости и температурные зависимости удельного сопротивления нелегированных поликристаллов n -CdTe с удельными

сопротивлениями более 10^9 Ом · см. Полученные результаты, по нашему мнению, не укладываются в рамки общепринятых представлений.

В спектре фотопроводимости образцов наблюдаются два максимума с энергиями 1.47 и 1.44 эВ. Первый максимум по энергии соответствует ширине запрещенной зоны. Второй максимум обусловлен переходами электронов из валентной зоны на донорный уровень $E_c - 0.03$ эВ. По оценкам величины сигнала стационарной фотопроводимости в этом максимуме концентрация таких донорных центров $> 10^{17}$ см $^{-3}$. Степень компенсации изучаемого материала близка в 100%, поэтому концентрация компенсирующих акцепторов должна быть близка к концентрации основных доноров с уровнем $E_c - 0.164$ эВ, которая заведомо больше концентрации доноров с энергиями $E_c - 0.03$ эВ. Все эти акцепторы должны быть заполнены. Однако в спектрах фотопроводимости, несмотря на высокую чувствительность метода, полосы отвечающие переходам электронов с акцепторных уровней в зону проводимости, не наблюдаются.

Второй непонятный момент: с увеличением интенсивности падающего на образец излучения величины фототоков в собственной (пик 1.47 эВ) и примесной (пик 1.44 эВ) областях изменяются по разным законам.

Наконец, полученные нами зависимости подвижности электронов от температуры невозможно объяснить ни одним из известных механизмов рассеяния [8].

Авторы выражают глубокую благодарность проф. В.С. Багаеву за ценные советы.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (проект № 05-02-16676).

Список литературы

- [1] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [2] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Изд-во иностр. лит., 1962).
- [3] S. Yamanaka, S. Tsushima, H. Shimizu, Y. Tokumanu. *J. Appl. Phys.*, **41**, 5538 (2002).
- [4] P.J. Sellin, A.W. Davies, A. Lohstroh, M.E. Ozsan, J. Parkin. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **52** (6), 3074 (2005).
- [5] A. Zumbiehl, M. Hage-Ali, M. Ayoub, R. Regal, J.M. Koebel, P. Siffert. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **49** (3), 1254 (2002).
- [6] T. Takahashi, S. Watanabe. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **48** (4), 950 (2001).
- [7] K. Suzuki, S. Seto, T. Sawada, K. Imai. *Phys. Status Solidi C*, **3** (4), 1130 (2006).
- [8] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrophysical properties of undoped high resistance polycrystalline n -CdTe

Y.V. Klevkov, S.A. Kolosov, A.F. Plotnikov

Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract Carrier transport characteristics of undoped high resistance polycrystalline n -CdTe synthesized by new technique of growth have been studied. The specific properties of the temperature dependence of conductivity, the photoconductivity, and the carrier drift are determined. The results obtained only partly agree with conventional conceptions.