

Особенности механизма электропроводности полуизолирующих монокристаллов CdTe

© Л.А. Косяченко[¶], О.Л. Масляничук, С.В. Мельничук,
В.М. Склярчук, О.В. Склярчук, Т. Аоки*

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

* Research Institute of Electronics,
Shizuoka University, Johoku,
Hamamatsu 432-8011, Japan

(Получена 6 августа 2009 г. Принята к печати 20 октября 2009 г.)

Исследованы температурные зависимости электрических характеристик полуизолирующих монокристаллов p -CdTe, выявившие существенные особенности их электропроводности, не описанные в литературе. Энергия активации материала p -типа проводимости, близкой к собственной, может быть как меньше, так и превышать половину ширины запрещенной зоны полупроводника. Результаты анализа статистики электронов и дырок на основе уравнения электронейтральности показали, что наблюдаемые особенности электрических свойств материала объясняются спецификой компенсационных процессов. Предложена методика определения энергии ионизации и степени компенсации акцепторов, ответственных за электропроводность материала. Показано, что в пределах климатических изменений температуры может наблюдаться инверсия типа проводимости материала и, как следствие, исчезновение контакта Шоттки в детекторе рентгеновского и γ -излучения на основе CdTe.

1. Введение

Теллурид кадмия (CdTe) является важнейшим материалом для широко распространенных детекторов рентгеновского и γ -излучения, работающих без криогенного охлаждения с расширенной в область больших энергий фотонов чувствительностью по сравнению с кремниевыми детекторами. Благодаря широкой запрещенной зоне CdTe (1.47–1.48 эВ при температурах вблизи комнатной) темновой ток детектора оказывается достаточно низким при приложении высокого напряжения — условие, необходимое для эффективного собирания заряда и высокого энергетического разрешения прибора. Это, однако, возможно только в случае полуизолирующего материала с электропроводностью, близкой к собственной. Между тем даже самые чистые и кристаллически совершенные монокристаллы CdTe содержат в значительном количестве неконтролируемые примеси и дефекты, создающие в запрещенной зоне глубокие и мелкие энергетические уровни как акцепторного, так и донорного типа [1,2]. Выращенные без специального легирования кристаллы CdTe обладают дырочной проводимостью, а полуизолирующий материал получают, вводя в материал компенсирующую примесь (Cl, In). Удельное сопротивление такого материала при комнатных температурах составляет $\sim 10^9$ Ом·см.

Далее приведены результаты исследования механизма компенсации в полуизолирующих монокристаллах CdTe, выявляющие существенные особенности температурных характеристик материала, не описанные в литературе и важные с практической точки зрения.

2. Образцы

Исследовались монокристаллические пластины p -CdTe производства ACRO RAD Corporation размером 5×5 мм, толщиной 0.5 мм, ориентированные в плоскости $\langle 111 \rangle$. Омические контакты наносились на противоположные грани пластины вакуумным напылением Ni через молибденовые маски. Электрические измерения проводились на образцах, вырезанных из пластин, длиной 5 мм и с поперечным сечением 0.5×0.5 мм.

Как известно, для создания омического контакта к полупроводнику p -типа проводимости в идеальном случае необходимо использовать металлы с работой выхода, превышающей работу выхода полупроводника. Однако во многих случаях (если не в большинстве) электрические свойства контакта определяются не соотношением работ выхода материалов, а состоянием поверхности полупроводника перед нанесением металла. При большой плотности поверхностных состояний искривление зон у поверхности полупроводника на контакте с металлом оказывается практически независимым от природы металла. Применительно к исследуемым монокристаллам p -CdTe подготовка поверхности перед напылением Ni включала в себя: шлифование и полирование поверхности алмазными пастами, химическое травление в течение нескольких минут при комнатной температуре в смеси $K_2Cr_2O_7 + H_2O + HNO_3$ в соотношении 2:10:5, отмывку в деионизованной воде и, наконец, обработку поверхности монокристалла высокоэнергетическими ионами аргона. Оптимальный для получения омического контакта режим обработки поверхности полупроводника ионами аргона был подобран экспериментально: плотность тока ~ 50 мА/см², ускоряющее напряжение $\sim (350-400)$ В, время обработки ~ 5 мин.

[¶] E-mail: lakos@chv.ukrpack.net

3. Экспериментальные результаты

На множестве образцов были измерены температурные зависимости удельного сопротивления ρ монокристаллов CdTe. На рис. 1, *a* приведены наиболее характерные зависимости $\rho(T)$ для двух образцов с $\rho = 2 \cdot 10^9$ и $4 \cdot 10^9$ Ом·см при температуре $T = 300$ К.

Как известно, в монокристаллах CdTe подвижности носителей заряда при $T > 200$ К пропорциональны $T^{-3/2}$ [3,4]. Поскольку эффективные плотности состояний в зоне проводимости, $N_c = 2(m_n kT/2\pi\hbar)^{3/2}$, и валентной зоне, $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar)^{3/2}$, пропорциональны $T^{3/2}$, удельное сопротивление ρ оказывается пропорциональным только экспоненциальному множи-

телю $\exp(\Delta E/kT)$, где ΔE — энергия тепловой активации электропроводности полупроводника (m_n и m_p — эффективные массы электронов и дырок соответственно, k — постоянная Больцмана). Таким образом, зависимость $\ln\rho$ от $1000/T$ должна изображаться прямой линией, наклон которой дает величину ΔE .

Обращает на себя внимание „аномально“ большое для одного из образцов значение энергии активации: $\Delta E = 0.81$ эВ. Хотя исследуемые кристаллы являются полуизолирующими, измеренное удельное сопротивление все же ниже своего значения в собственном CdTe. Действительно, эффективные массы электронов, m_n , и дырок, m_p , в CdTe равны соответственно $0.11 m_0$ и $0.35 m_0$, а температурную зависимость ширины запрещенной зоны $E_g(T)$, найденную из кривых оптического пропускания вблизи энергий фотонов $h\nu \approx E_g$, можно представить в виде

$$E_g(T) = E_{g0} - \gamma T, \quad (1)$$

где $E_{g0} = 1.60$ эВ, а температурный коэффициент $\gamma = 4.3 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Принимая подвижности электронов, μ_n , и дырок, μ_p , при 300 К равными соответственно 1100 и 100 см²/(В·с) [5], для их температурных зависимостей можно записать

$$\mu_n = 5.2 \cdot 10^6 T^{3/2}, \quad (2)$$

$$\mu_p = 4 \cdot 10^5 T^{3/2}. \quad (3)$$

При таких параметрах удельное сопротивление собственного CdTe $1/qn_i(\mu_n + \mu_p)$ при 300 К оказывается равным $7 \cdot 10^9$ Ом·см (q — заряд электрона, $n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$ — собственная концентрация носителей заряда). Таким образом, удельное сопротивление образца с энергией активации $\Delta E = 0.81$ эВ почти в 2 раза меньше удельного сопротивления CdTe с собственной электропроводностью.

Проведенный далее анализ полученных экспериментальных зависимостей $\rho(T)$ показывает, что для образцов с энергией активации ΔE как 0.66, так и 0.81 эВ уровень Ферми располагается заметно ниже середины запрещенной зоны CdTe. В этом случае значение энергии активации $\Delta E = 0.81$ эВ представляется на первый взгляд трудно объяснимым.

4. Обсуждение результатов измерений

При анализе электропроводности полупроводника, близкой к собственной, нужно учитывать как дырочную, так и электронную ее составляющие, а энергию уровня Ферми $\Delta\mu$ можно найти, решив уравнение $\rho = 1/q(\mu_n n + p\mu_p)$, где n и p — концентрации электронов и дырок соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне. Если $\Delta\mu$ отсчитывать от потолка валентной зоны, имеем

$$\Delta\mu = kT \ln \left[\frac{1 - \sqrt{1 - 4q^2 \rho^2 \mu_n \mu_p n_i^2}}{2q\rho \mu_n n_i^2 / N_v} \right]. \quad (4)$$

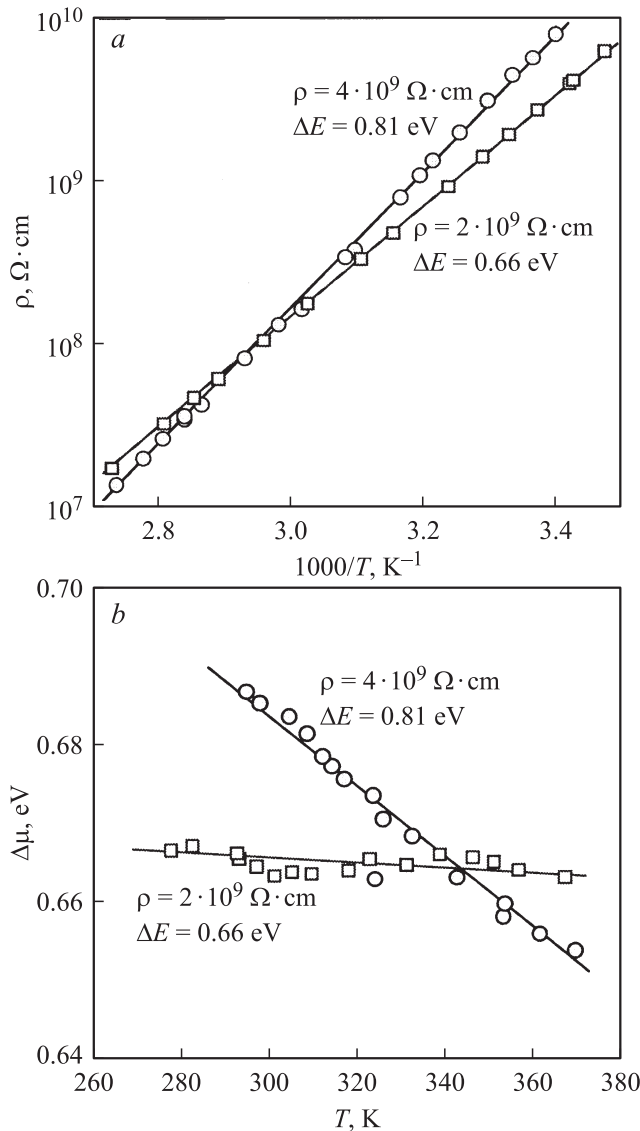


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления (*a*) и энергии уровня Ферми (*b*) в полуизолирующем CdTe. Указаны значения удельного сопротивления при $T = 300$ К и энергии тепловой активации электропроводности. *b*: сплошные линии — результаты расчета по формуле (7).

Заметим, что в случае, когда второе слагаемое под корнем $\ll 1$, формула (4) преобразуется в простое выражение $\Delta\mu = kT \ln(N_v/p)$. Однако подстановка в (4) указанных выше ρ , μ_n , μ_p и n_i показывает, что слагаемое под корнем довольно близко к 1, особенно при повышенных температурах.

На рис. 1, *b* представлены кривые $\Delta\mu(T)$, найденные из экспериментальных зависимостей $\rho(T)$ с использованием выражения (4). Как видно, во всем температурном интервале уровень Ферми для обоих образцов действительно располагается заметно ниже середины запрещенной зоны CdTe. Различие между двумя образцами состоит в том, что в случае энергии активации $\Delta E = 0.66$ эВ при изменении температуры положение уровня Ферми изменяется совсем незначительно, а в случае $\Delta E = 0.81$ эВ при повышении температуры уровень Ферми заметно приближается к валентной зоне. Можно предположить, что такое смещение уровня Ферми и объясняет ускоренное возрастание концентрации дырок в валентной зоне, что, в свою очередь, приводит к ускоренному уменьшению удельного сопротивления материала при повышении температуры и дает повышенное значение энергии активации. Сделанное предположение находит количественное подтверждение в рамках рассмотренной далее статистики электронов и дырок в компенсированном CdTe.

Обозначим концентрацию и энергию акцепторов соответственно через N_a и E_a , а концентрацию компенсирующих доноров через N_d . Для полупроводника с такими примесями уравнение электронейтральности имеет вид

$$n + N_a^- = p + N_d^+, \quad (5)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне, N_a^- и N_d^+ — концентрации заряженных акцепторов и доноров соответственно.

В рассматриваемом полуизолирующем CdTe, когда уровень Ферми расположен недалеко от середины запрещенной зоны, а концентрации примесей довольно значительны (вплоть до 10^{16} см $^{-3}$ [1,2]), в уравнении (5) можно пренебречь концентрациями свободных носителей n и p . Далее, если уровень компенсирующего донора достаточно мелкий, т. е. удален от акцепторного уровня хотя бы на $\sim 5kT$, доноры можно считать полностью ионизованными и можно принять $N_d^+ \approx N_d$. С такими упрощениями уравнение электронейтральности (5) сводится к более простому выражению:

$$\frac{N_a}{\exp[(E_a - \Delta\mu)/kT] + 1} = N_d, \quad (6)$$

решение которого в аналитической форме имеет вид

$$\Delta\mu = E_a - kT \ln \left(\frac{1 - \xi}{\xi} \right), \quad (7)$$

где $\xi = N_d/N_a$ — степень компенсации акцепторов донорами.

Сопоставляя выражение (7) с экспериментальными данными, нетрудно получить их согласие, подбирая E_a и ξ смещением зависимости $\Delta\mu(T)$ вдоль вертикальной оси и изменением ее наклона соответственно. Результаты таких манипуляций даны на рис. 1, *b*, где линиями показаны результаты расчета по формуле (7), а точками — экспериментальные данные. Оказывается, наилучшему согласию расчетных и экспериментальных зависимостей $\Delta\mu(T)$ соответствуют: $E_a = 0.675$ эВ и $\xi = 0.40$ для образца с $\Delta E = 0.66$ эВ, $E_a = 0.825$ эВ и $\xi = 0.0042$ для образца с $\Delta E = 0.81$ эВ.

Как уже отмечалось во введении, даже наиболее чистым и совершенным образцам CdTe присущи в значительном количестве примеси и дефекты, которым соответствуют донорные и акцепторные уровни энергии в запрещенной зоне. Некоторые из акцепторных уровней размещаются на энергетическом расстоянии 0.92, 0.93, 1.25 и даже 1.34 эВ от потолка валентной зоны [1,2]. Идентификация энергетических уровней, ответственных за электропроводность исследуемых образцов, не являлась задачей данной работы, однако можно предположить, что акцепторный уровень с $E_a = 0.825$ эВ соответствует вакансии кадмия [6], а уровень с $E_a = 0.675$ эВ обусловлен наличием катионных вакансий, которые совместно с атомами примеси образуют комплексы акцепторного типа [7].

Совпадение экспериментальных и расчетных значений $\Delta\mu$ на рис. 1, *b* означает, что энергии уровня Ферми, определяемые при разных температурах формулой (7), правильно отражают также температурные зависимости удельного сопротивления

$$\rho = \frac{1}{q\mu_n n + q\mu_p p}, \quad (8)$$

приведенные на рис. 1, *a*, и, следовательно, наблюдаемые значения ΔE .

На рис. 2 приведена зависимость энергии активации ΔE от степени компенсации ξ в широком интервале ее изменения, рассчитанная для $E_a = 0.825$ эВ с использованием формулы (7). Значения ΔE находились по наклону зависимости $\ln \rho$ от $1000/T$, получаемой при подстановке в (8) значений $\Delta\mu$, определяемых формулой (7). Для нахождения ρ использовалось выражение (1) для ширины запрещенной зоны, а также выражения (2) и (3) для подвижностей носителей заряда в CdTe.

Как видно из рис. 2, при возрастании степени компенсации в области самых низких ее значений энергия активации ΔE стремительно увеличивается, но, достигнув максимума 0.825 эВ, уменьшается. Такое поведение ΔE объясняется тем, что при $\xi = 0.03-0.04$ происходит инверсия типа проводимости материала (из формулы (7) следует, что $\Delta\mu > E_g/2$ при $\xi > 0.03-0.04$). При дальнейшем увеличении ξ уровень Ферми, согласно (7), приближается к зоне проводимости и полупроводник приобретает ярко выраженную электронную проводимость. Казалось бы, в этом случае энергия активации ΔE должна быть меньше $E_g/2$. Однако на самом

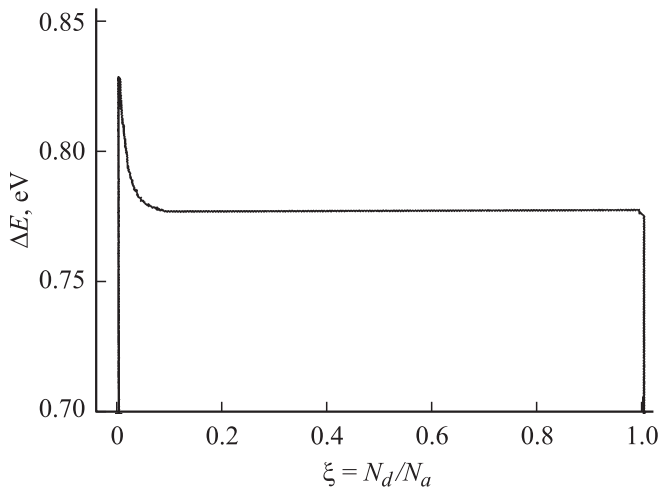


Рис. 2. Зависимость энергии термической активации ΔE от степени компенсации ξ акцепторов с энергией ионизации $E_a = 0.825$ эВ, рассчитанная с использованием формул (7) и (8).

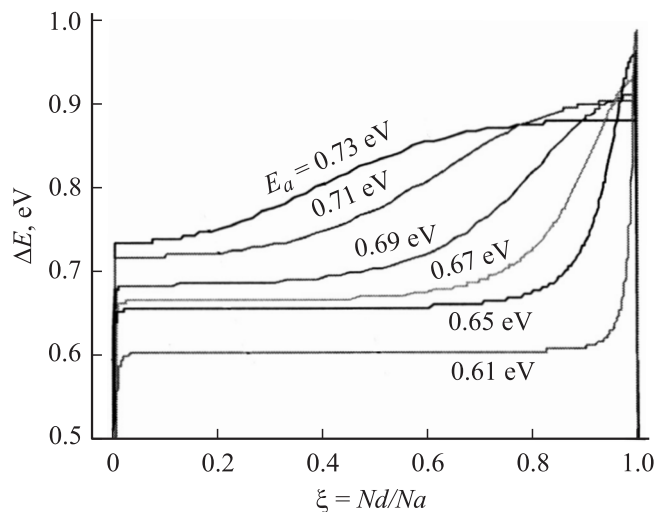


Рис. 3. Расчетные зависимости энергии активации ΔE электропроводности CdTe от степени компенсации акцепторов $\xi = N_d/N_a$ при различных значениях энергии ионизации $E_a < E_g/2$.

деле величина энергии активации, как видно из рис. 2, „удерживается“ на уровне $\Delta E \approx 0.775$ эВ вплоть до значений ξ , близких к 1.

Таким образом, наблюдаемое на рис. 1, *a* „аномально“ большое значение энергии активации ΔE объясняется особенностями процесса компенсации акцепторов, определяющих электропроводность материала, уровень которых расположен в верхней половине запрещенной зоны CdTe ($E_a = 0.825$ эВ). В этом случае уровень Ферми благодаря низкой степени компенсации ($\xi = 0.0042$) располагается несколько ниже середины запрещенной зоны (рис. 1, *b*), что и определяет полуизолирующее состояние полупроводника со слабо выраженным *p*-типом

проводимости. В случае образца с энергией активации $\Delta E = 0.66$ эВ степень компенсации акцептора только немного меньше 0.5 ($\xi = 0.40$), поэтому энергия активации $\Delta E = 0.66$ эВ близка к энергии ионизации $E_a = 0.675$ эВ. При этом энергия уровня Ферми $\Delta\mu$ слабо изменяется с температурой. Ведь по самому определению положение уровня Ферми при $N_d/N_a = 0.5$ вообще не зависит от температуры.

Значения энергии активации ΔE , превышающие $E_g/2$, могут наблюдаться и в случае компенсации акцептора, уровень которого расположен в нижней половине запрещенной зоны полупроводника. Об этом свидетельствуют представленные на рис. 3 зависимости ΔE от ξ , рассчитанные для набора E_a в пределах от 0.61 до 0.73 эВ. Как видно, теперь при низких значениях ξ энергия активации практически совпадает с энергией ионизации, но при повышенной степени компенсации значение ΔE значительно превышает E_a и может даже достигать значений $\Delta E > 0.9-0.95$ (!). Обобщая результаты расчета, представленные на рис. 3, можно отметить, что чем далее от середины запрещенной зоны расположено акцепторный уровень, тем в более широком диапазоне изменения ξ энергия активации электропроводности ΔE совпадает с энергией ионизации акцептора E_a , но и тем стремительнее увеличивается различие между ΔE и E_a при дальнейшем увеличении степени компенсации.

Заметим, что результаты, приведенные на рис. 3, получены для E_a и ξ , изменяющихся в широких пределах, поэтому для получения кривых $\Delta E(\xi)$ компьютерные расчеты были проведены исходя из уравнения электронейтральности (5), а не (6).

Оценим ошибки, вызванные игнорированием концентраций свободных электронов и дырок, n и p , в уравнении электронейтральности (5), приведшим к уравнению (7) для энергии уровня Ферми $\Delta\mu$, в которое не входят концентрации примесей (дефектов). Очевидно, $\Delta\mu$ не зависит от n и p только при условии, что концентрации примесей (дефектов) намного превышают концентрации n и p , которые зависят от положения уровня Ферми, а значит, — от энергии ионизации акцептора E_a и степени его компенсации ξ . Чтобы получить ответ на поставленный вопрос, мы сравнили результаты компьютерных расчетов уравнений относительно $\Delta\mu$ — общего (4) и приближенного (5) — для двух случаев: $E_a = 0.825$ эВ, $\xi = 0.0042$ и $E_a = 0.66$ эВ, $\xi = 0.40$. Как оказалось, зависимость $\Delta\mu$ от концентрации акцепторов N_a начинает проявляться, когда N_a становится ниже $\sim 10^{10}$ см $^{-3}$. По данным работ [1,2], в реальном CdTe концентрация акцепторов намного выше этого значения, во всяком случае $N_a \geq 10^{12}$ см $^{-3}$, т.е. формула (7) вполне применима для анализа характеристик исследуемых кристаллов. Если же в качестве критерия применимости формулы (7) выбрать условие, что концентрация дырок должна быть при самой высокой температуре хотя бы на порядок меньше 10^{12} см $^{-3}$, т.е. $p = N_v \exp(-\Delta\mu/kT) \leq 10^{11}$ см $^{-3}$, при 370 К имеем условие $\Delta\mu \geq 0.57$ эВ. Из рис. 1, *b* следует, что это

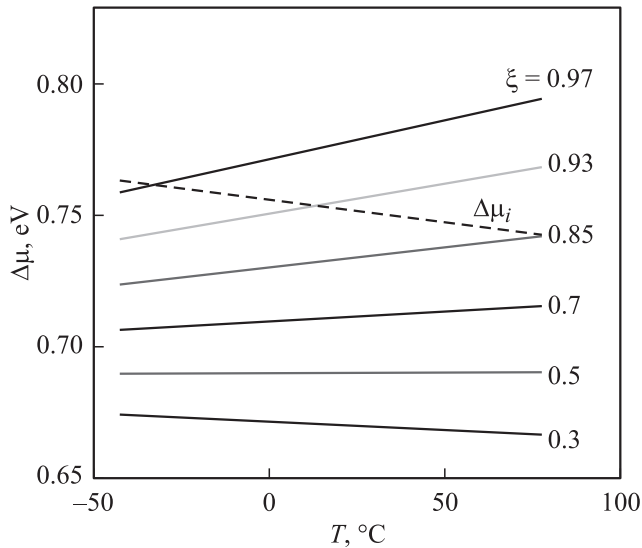


Рис. 4. Расчетная температурная зависимость энергии уровня Ферми $\Delta\mu$ при различной степени компенсации $\xi = N_d/N_a$ акцепторов с энергией ионизации $E_a = 0.675$ эВ. Штриховая линия — температурная зависимость энергии уровня Ферми в собственном полупроводнике $\Delta\mu_i$.

условие выполняется, т.е., если исходить из такого критерия, формула (7) также применима.

Нужно также отметить, что полученные результаты важны с практической точки зрения: варьируя степень компенсации одного и того же типа акцепторов, можно в довольно широких пределах управлять свойствами материала. Если, например, необходимы минимальные изменения удельного сопротивления с температурой, степень компенсации акцепторов ξ должна быть близка к 0.5, поскольку, как следует из формулы (7), при $\xi = 0.5$ температурный коэффициент энергии уровня Ферми $\Delta\mu$ равен 0. Как известно, для уменьшения темновых токов рабочую температуру детектора на основе CdTe понижают до $-(30-50)^\circ\text{C}$ при помощи термоэлектрических охладителей [8]. Из вышеприведенных результатов следует, что, слабо компенсируя акцепторы с энергией ионизации $E_a = 0.825$ эВ, можно добиться большего уменьшения темнового тока при понижении рабочей температуры. Несколько неожиданные эффекты могут наблюдаться и при варьировании степени компенсации акцепторов, уровень которых расположен ниже середины запрещенной зоны полупроводника (когда, например, $E_a = 0.675$ эВ). На рис. 4 приведены температурные зависимости энергии уровня Ферми, рассчитанные по формуле (7) при разной степени компенсации акцепторов с энергией ионизации $E_a = 0.675$ эВ. Штриховой линией на том же рисунке показано значение уровня Ферми в собственном CdTe (его смещение при повышении T обусловлено сужением запрещенной зоны):

$$\Delta\mu_i = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right). \quad (9)$$

Как видно из рис. 4, при $\xi < 0.85$ полупроводник сохраняет p -тип проводимости при любой температуре в интервале от -40 до $+80^\circ\text{C}$. При степени компенсации 0.93 наблюдается инверсия типа проводимости при $\sim 10^\circ\text{C}$, а при $\xi = 0.97$ полупроводник имеет n -тип проводимости во всем исследуемом интервале температур.

Изменение типа проводимости полупроводника при изменении температуры, что может произойти в климатическом температурном интервале, представляется довольно важным в случае применения CdTe в детекторах рентгеновского и γ -излучения с диодом Шоттки. Вполне может случиться, что контакт Шоттки с обедненным слоем при повышенных температурах превратится в контакт с обогащенным поверхностным слоем, обладающим совершенно другими электрическими свойствами. При этом могут качественно измениться также электрические свойства омического контакта.

5. Заключение

Исследование температурных зависимостей электрических характеристик полупроводников CdTe позволило выявить их существенные особенности, обусловленные спецификой компенсации акцепторов, ответственных за электропроводность материала.

Полупроводящее состояние p -CdTe с близкими значениями удельного сопротивления при комнатных температурах может определяться не только акцепторами, уровень которых расположен ниже середины запрещенной зоны (например, с энергией ионизации $E_a = 0.675$ эВ), но и акцепторами с энергией ионизации, превышающей $E_g/2$ (например, с $E_a = 0.825$ эВ). В первом случае степень компенсации акцепторов близка к 1/2 ($\xi = 0.40$), во втором p -тип проводимости обусловлен низкой степенью компенсации ($\xi = 0.0042$). В обоих случаях уровень Ферми располагается на 0.65–0.69 эВ выше потолка валентной зоны.

При увеличении степени компенсации акцепторной примеси уровень Ферми смещается к зоне проводимости, что при $E_a < E_g/2$ может привести к инверсии типа проводимости полупроводящего материала, причем тем быстрее, чем сильнее ξ отличается от значения 0.5. Контакт Шоттки со слоем, обедненным свободными носителями при низких температурах, может превратиться в контакт со слоем, обогащенным носителями заряда, а омический контакт также качественно изменит свои свойства.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Европейской комиссии (грант СОСАС № 218000 Седьмой рамочной программы).

Список литературы

- [1] D.M. Hofmann, W. Stadler, P. Christmann, B.K. Meyer. Nucl. Instrum. Meth. A, **380**, 117 (1996).
- [2] M. Zha, E. Gombia, F. Bissoli, A. Zappettini, L. Zanotti. Phys. Status Solidi B, **1**, 15 (2002).

- [3] S.S. Devlin. In: *Physics and Chemistry of II–VI Compounds*, ed. by M. Aven, J.S. Prener (North-Holland Publishing Company, N. Y., 1967).
- [4] I. Turkevych, R. Grill, J. Franc, E. Belas, P. Hoschl, P. Moravec. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 1064 (2002).
- [5] www.acrorad.jp/us/imgs/graph01
- [6] M.A. Berding. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 552 (1999).
- [7] A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, J. Piqueras. *J. Appl. Phys.*, **83** (4), 2121 (1998).
- [8] R.H. Redus, A.C. Huber, J.A. Pantazis. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **458**, 214 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of conductivity mechanism of semi-insulating CdTe single crystals

*L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, S.V. Melnychuk, V.M. Sklyarchuk, O.V. Sklyarchuk, T. Aoki**

Chernivtsi National University,
58012 Chernivtsi, Ukraine

* Research Institute of Electronics,
Shizuoka University, Johoku,
Hamamatsu 432-8011, Japan

Abstract Temperature dependences of the electric characteristics of semi-insulating *p*-CdTe single crystals revealing substantial features of their conductivity have been investigated. The activation energy of the material with *p*-type conductivity close to the intrinsic one can be both lower or in excess of half of the semiconductor band gap. The results of the analysis of electron and hole statistics based on the electroneutrality equation show that the observed peculiarities of the electrical properties of the material are explained by the specificity of the compensation processes. The method of determination of the ionization energy and compensation degree of acceptors responsible for conductivity of the material is proposed. It is shown that, within climatic temperature range, inversion of conductivity type of the material can be observed and hence the disappearance of Schottky contact in a *X*- or a γ -ray detector can be occurred.