

Отталкиваясь от особенностей структуры Bi_2Te_3 , можно сделать вывод, что замещение $Te^{(2)}$ атомом Bi практически невозможно. Антиструктурные атомы Bi с большей вероятностью могут располагаться в местах $Te^{(1)}$. На рис.3 отображены возможные структурные изменения в квинтете Te с лишним антиструктурным атомом Bi . Антиструктурные атомы могут образоваться на месте атомов Bi в любом из двух возможных его положений в квинтете Te .

Этот же механизм, по-видимому, лежит и в основе другого явления. Известно, что, зачастую, при синтезе термоэлектрической основы из Bi_2Te_3 и его твердых растворов наблюдается образование фазы избыточного теллура, который может выпадать как в объеме монокристаллических фрагментов, так и на границах зерен. На рис.4 дано схематическое изображение процесса. Bi через вакансию теллура переходит из регулярного положения в междоузельное пространство в плоскости $Te^{(1)} - Te^{(1)}$. Теллур (либо избыточный атом, либо регулярный атом) через свою вакансию занимает вакансию Bi , а вакансию $Te^{(1)}$ заполняет другой атом Te .

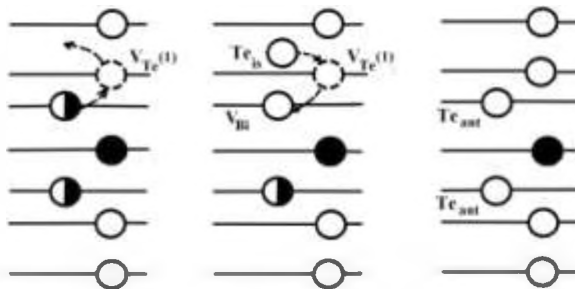


Рис.4. Образование фазы избыточного теллура.

Процессы, схематически отображенные на рис. 3 и 4, могут иметь место не только в радиационных полях, но и проявляться при различных термических воздействиях, например, при получении пленок соединений на основе Bi_2Te_3 термовакуумным способом.

Работа выполнена в рамках государственного гранта ИТД-12-56.

Литература

- [1]. Ranken W.A., Koenig D.R. Proc 14th Intercoc. Energy Conv. Eng. Cont. – 1979. V.2, p. 1425-1431.
- [2]. Аморфные и поликристаллические полупроводники // Под ред. В.Хейванга.- М.: Мир, 1987. – 160 с.
- [3]. Абдуллаев Э.Т., Атакулов Ш.Б. и др. Гелиотехника. 2008, № 1, с. 76-82.
- [4] Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . – М. : Наука, 1972. – 320 с.
- [5]. Кузнецов В.Г. Сб. Химическая связь в полупроводниках и твердых телах. – Минск: Наука и техника, 1965, с. 311.

СПЕКТРЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $CdTe:In$

Ахмадалиев Б.Ж., Маматов О.М., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х.

Ферганский политехнический институт, Фергана, Узбекистан.
uzferfizika@mail.ru.

Одним из наиболее чувствительных оптических методов диагностики полупроводниковых пленочных структур является анализ их спектров низкотемпературной фотолюминесценции (*НТФЛ*). К сегодняшнему дню достаточно исследованы спектры *НТФЛ* кристаллов и предложены методы прогнозирования и контролируемого изменения электрофизических свойств полупроводниковых структур [1, 2]. Однако до сих пор формирование спектров *НТФЛ* тонких мелкозернистых ($d_{cr} \leq 1 \mu m$) полупроводниковых образцов, у которых межзеренные границы оказывают значительное влияние на их свойства, практически не исследовались. В данном сообщении приводятся результаты изучения оптических спектров *НТФЛ* тонких поликристаллических пленок $CdTe$, $CdTe:In$ с фотовольтаическим свойством с целью усовершенствования технологии получения пленочных структур с необходимыми рабочими параметрами для полупроводниковой оптоэлектроники.

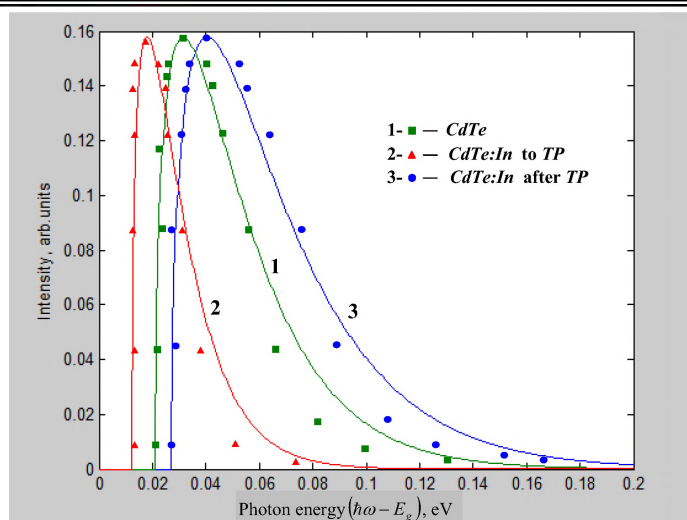


Рис.1. Сравнение теоретических (сплошные кривые, рассчитанные по формуле (1)) и экспериментальных (точки) спектров фундаментальной полосы НТФЛ мелкозернистых АФВ пленок CdTe при $T = 4.2$ К (пояснение в тексте).

Оказалось, что спектр НТФЛ нелегированной пленки CdTe с аномально фотовольтаическим (АФВ) свойством в окрестности фундаментальной полосы поглощения качественно отличается от аналогичного спектра монокристалла CdTe. Основной вклад в НТФЛ пленки дают излучательная рекомбинация $e - h$ свободных носителей (A -линия с полушириной 14.2 ± 0.1 мэВ, рис.1, кривая 1) и краевая люминесценция с относительно широкой дублетной структурой (B - и C - линии излучения с полуширинами 18.5 ± 0.1 мэВ и 32.2 ± 0.1 мэВ). Резкая длинноволновая граница $\hbar\omega = 1.627$ эВ собственной полосы излучения говорит о том, что отдельные зерна обладают совершенной кристаллической структурой. Хвосты плотности состояний, обусловленные сильными нарушениями кристаллической решетки, в спектрах НТФЛ не обнаруживается. Заметим, что красная граница A - линии смещена в сторону коротких волн на энергии 0.021 эВ по сравнению с нижней границей зоны проводимости монокристалла CdTe при $T = 4.2$ К ($E_g = 1.606$ эВ).

Спектр НТФЛ свежеприготовленной пленки CdTe:In с объемной концентрацией $10^{17} - 10^{18}$ см $^{-3}$ примесью индия, сильно деформируется (рис.1, кривая 2). Во-первых, существенно сужается полуширина A - линии (падает до 6 мэВ), что и коррелируется падением почти на порядок максимального значения V_{APV} пленки CdTe:In без ТО по сравнению с нелегированной пленкой CdTe; во-вторых, полоса краевой люминесценции (B - и C - линии) исчезает; в-третьих, резкая красная граница собственного излучения сдвигается в длинноволновую сторону на энергии $\approx 3 - 5$ мэВ и отстает от верхней границы запрещенной зоны монокристалла на энергии 16–18 мэВ. При этом полуширина A -линии излучения уменьшается, электропроводность пленки CdTe:In увеличивается, чем и определяется ухудшение её АФВ свойства.

После оптимальной термической обработки (ТО) пленки CdTe:In спектр НТФЛ качественно не претерпевает сильного изменения (рис.1, кривая 3). Однако сразу же заметим, что ТО приводит к уширению линии A почти в три раза (полуширина достигает значения ~ 17 мэВ в соответствии с ростом значения V_{APV} на порядок, т.е. до $3 \cdot 10^3$ В) и к смещению красной границы A -линии на ~ 11 мэВ в коротковолновую сторону по сравнению с неоттоженной пленкой CdTe:In, что также является на первый взгляд трудно объяснимой задачей. Следует отметить, что процесс ТО в результате самокомпенсации донорных и акцепторных пар [5] как в объеме, так и на поверхности зерен стимулирует наряду с АФВ свойством легированной пленки, также и её собственной полосы НТФЛ.

Таким образом, мы видим четкую корреляцию между АФВ свойством и формой обнаруженной полосы собственной люминесценции косонапыленных пленок CdTe: при легировании

пленки, а также после её *ТО* форма *A*- линии сильно трансформируется в соответствии с изменением *АФВ* свойства пленки.

Строго говоря, *НТФЛ* поликристаллической пленки формируется из разных её глубин и микрообластей на основе различных механизмов излучательных рекомбинаций. Точный аналитический расчет спектра *НТФЛ* представляет значительные трудности. Однако предварительный количественный анализ спектров *A*-линии излучения показывает, что в первом приближении её можно описать следующей формулой:

$$L(\omega) = A\sqrt{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)} \cdot \exp\left(-\frac{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)}{kT_{eh}}\right), \quad (1)$$

где $L(\omega)$ -спектральная интенсивность люминесценции, A - постоянная, зависящая от типа пленки и условия ее фотовозбуждения, E_g - ширина запрещенной зоны монокристалла *CdTe*, k -постоянная Больцмана, T_{eh} - средняя характерная температура фотоносителей, сильно отличающаяся от температуры решетки T , $\Delta E_r = \hbar\omega_r - E_g$ - разность между красной границей *A*-линии и E_g . Естественно, второй и третий множители в правой части (1) обусловлены плотностями состояний в простых зонах и квазиравновесными функциями распределений фотоносителей.

На рис.1 представлено сравнение теоретических и экспериментальных спектров фундаментальной полосы *НТФЛ* мелкозернистых *АФВ* пленок *CdTe*, *CdTe:In*. Значения параметров $\Delta E_r \approx kT_{eh}$ выбраны по коротковолновым смещениям красной границы *A*-линии из экспериментальных спектров: $\Delta E_r = 21$ мэВ (кривая 1 для нелегированной пленки *CdTe*), 17 мэВ (кривая 2, *CdTe:In* без *ТО*), 29 мэВ (кривая 3, *CdTe:In* после *ТО*). Видно, что грубо рассчитанные спектральные линии 1-3 неплохо согласуются с результатами эксперимента. Однако по коротковолновому краю спектров имеются существенные расхождения. Эксперимент показывает более сильную термализацию горячих фотоносителей с характерной температурой $T_{eh} < \Delta E_r / k$, что говорит о дополнительных каналах рассеяния высокоэнергичных неравновесных свободных носителей.

Физический смысл величины ΔE_r можно объяснить следующим образом. Поскольку лазерное возбуждение полупроводника осуществляется на достаточно большой частоте $\hbar\omega = 2.60$ эВ по сравнению с $E_g = 1.606$ эВ при $T = 4.2$ К, то высокоэнергичные фотоэлектроны и фотодырки релаксируя по энергии приближаются к соответствующим границам зон с некоторой остаточной температурой T_e и T_h полностью не охладившись до температуры кристаллической решетки. Этому также способствуют внутренние электростатические поля *ООЗ* («встроенные» поля \vec{E}_i), пространственно разделяющие генерируемых электронно-дырочных пар и ускоряющие фотоносителей. В последнем случае электроны дополнительно нагреваются на энергии равной по порядку величины высоте приповерхностного потенциального барьера φ_{0i} . Тогда считая, что энергия горячих электронов относительно дна зоны проводимости равна $\Delta E_e \approx \varphi_{0i} + kT_e$, а для дырок - $\Delta E_h \approx \varphi_{0i} + kT_h$, получим

$$\Delta E_r = \Delta E_e + \Delta E_h \approx 2\varphi_{0i} + kT_{eh}, \quad \text{где } T_{eh} = T_e + T_h. \quad (2)$$

Значит величина ΔE_r , согласно (2) определяется кинетической энергией горячих фотоносителей и высотой приповерхностного потенциального барьера φ_{0i} . Здесь мы имеем дело с эффектом смещения края собственной полосы *НТФЛ* при интенсивном лазерном возбуждении горячих носителей в мелкозернистых поликристаллах прямозонных полупроводников в зависимости от структурных дефектов, определяющих параметры приграничных потенциальных барьеров монокристаллических зерен.

Из формулы (1) формально можно грубо определить спектральную полуширину *A*-линии

$$\Delta_A = kT_{eh} \cdot (x_2 - x_1) \approx 0.67kT_{eh}. \quad (3)$$

Отсюда заключаем, что спектральная полуширина A -линии Δ_A прямо пропорционально температуре фотоносителей, обуславливающей коротковолновому смещению её красной границы ΔE_r . Это качественно соответствует изменениям спектральных характеристик A -линии на рис.1. Поскольку легирование пленки $CdTe$ примесью In приводит к уменьшению φ_{0i} и kT_{eh} , тем самым, мы видим сокращение ΔE_r на $3-5$ мэВ, а Δ_A - почти в три раза (до 6 мэВ). Последующая оптимальная TO в результате процессов самокомпенсации [5] переводит пленку в высокоомное состояние за счет увеличения φ_{0i} и расширения OOZ (I_{sh} уменьшается, а V_{APV} растет почти на порядок). Из кривой 3 на рис. 1 соответственно получим, что Δ_A увеличивается до 17 мэВ, а ΔE_r - до 29 мэВ, т.е. формула оценки (3) выполняется с относительной ошибкой 8%, если считать справедливым условие $\Delta E_r \approx kT_{eh}$.

Таким образом, можно сделать вывод, что коротковолновое смещение красной границы ΔE_r и спектральная полуширина Δ_A A -линии $HT\Phi L$ косонапыленных пленок $CdTe$ и $CdTe:In$ зависят от значения приповерхностных потенциальных барьеров φ_{0i} и, тем самым, коррелированы их $A\Phi B$ параметром V_{APV} .

В заключение отметим, что предложенный здесь оптический метод анализа спектров $HT\Phi L$ совместно с фотоэлектрическими свойствами мелкозернистых поликристаллических пленок $CdTe$ может быть использован для изучения микроскопических свойств и других полупроводниковых пленочных структур с целью модернизации технологии разработки эффективных пленочных фотопреобразователей.

Литература

- [1]. А.В. Квит, Ю.В. Клевков, С.А. Медведов, В.С. Багаев, А. Пересторонин, А.Ф. Плотников. ФТП, **34**(1), 19 (2000).
- [2]. В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, В.С. Кривобок, А.А. Шепель. ФТТ, **52**(1), 37 (2010).
- [3]. М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев. Физич. инж. поверх. **3**(3-4), 228 (2005).
- [4]. Б.Ж. Ахмадалиев, М.А. Каримов, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев. Физич. инж. поверх. **8**(4), 358(2010).
- [5]. О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **32**(2), 159 (1998).

ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЛИННЫХ СУБЛИНЕЙНЫХ УЧАСТКОВ ОБРАТНЫХ ВАХ ПЛЕНОЧНЫХ $CdTe$ -СТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Ачилов А.С., Мирсагатов Ш.А., Заверюхин Б.Н.

Физико-технический институт, НПО «Физика-Солнце»

Академии наук Узбекистана, Ташкент, Узбекистан, E-mail: alimardon.uzb@mail.ru

В литературе имеются сведения о пленочных детекторах на основе GaAs, SiC и n-p-CdTe-структур. Однако они имеют недостатки – малые толщины чувствительной области w (≤ 40 мкм) и рабочие напряжения смещения $V_b \leq 10$ В. Поэтому имеется актуальная задача создания новых типов детекторов с повышенными значениями w и, самое главное, V_b , что можно достичь при использовании новых физических принципов в детекторостроении. На наш взгляд за основу нового физического принципа можно взять эффект «инжекционного обеднения базы полупроводниковых структур [1]. В основу такого эффекта заложено возникновение дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей направленных на встречу друг другу. Эти потоки взаимно компенсируются, что приводит к уменьшению проводимости базы структуры в определенном диапазоне напряжения смещения. Однако этот эффект наблюдался в p-i-n-структурах при двойной инжекции, в результате чего появлялся сублинейный участок зависимости прямого тока от напряжения (ВАХ) при больших величинах тока и протяженность этого участка составляла лишь 3-5 В. Целью данной работы является создание новых детекторных структур на основе крупноблочных пленок $CdTe$ с протяженными сублинейными участками на обратных ВАХ и объяснение их появления. Пленочные структуры с барьером Шоттки были созданы путем напыления алюминия в вакууме ($\sim 10^{-5}$) на поверхность крупноблочных $CdTe$ -пленок р-типа проводимости. Фронтальный Al-контакт имел толщину 50 \AA и площадь $S \approx 1 \text{ см}^2$. Тыловой контакт изготовлялся из молибдена. Пленки p-CdTe имели толщину $120 \mu\text{м}$ и удельное сопротивление $\rho \approx (2-3) \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{см}$ и время жизни неосновных носителей $\sim 10^{-6}$ с. Пленки обладали столбчатой структурой зерен в направлении роста и представляли