

©1994 г.

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУР $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ ПРИ $T = 300$ К

С.С.Болгов, Б.Р.Варданян, В.К.Малютенко, В.И.Пипа,
А.П.Савченко, А.Э.Юнович

Институт физики полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина

Московский государственный университет, Москва, Россия

(Получена 15 сентября 1993 г. Принята к печати 9 ноября 1993 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы спектры рекомбинационно-го излучения эпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$, содержащих однородный узкозонный (твердый раствор $x = 0.23$), широкозонный ($CdTe$) и варизонный переходный слои. Излучение возникает в условиях перераспределения носителей тока в гомозонном и варизонном слоях, обусловленного эффектами эксклюзии и аккумуляции при протекании через структуру сквозного тока.

Сдвиг максимума спектра положительной люминесценции в пределах $\hbar\omega$ от 0.2 до 0.35 эВ с ростом тока объясняется аккумуляцией носителей в области варизонного переходного слоя. В спектре отрицательной люминесценции сдвиг максимума проявлялся в гораздо меньшей степени. Обсуждаются возможные практические применения полученных результатов.

1. Обычно электролюминесценция $Cd_xHg_{1-x}Te$ исследуется при низких температурах, а при высоких температурах лишь на составах с большим содержанием Cd [1]. Это связано с низкой эффективностью барьерной инжекции в узкозонных полупроводниках при высоких температурах. В [2] была показана возможность возбуждения электролюминесценции в варизонных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ нетрадиционным способом — за счет эффектов аккумуляции и эксклюзии. При этом в этом случае наблюдалась как положительная, так и отрицательная люминесценция в образцах с $x = 0.3 \div 0.18$ при комнатной и более высоких температурах ($T = 300 \div 360$ К). В [2] были исследованы полевые зависимости электролюминесценции. В настоящей работе исследуются ее спектральные зависимости.

2. Исследуем межзонную люминесценцию в модельной варизонной структуре, изображенной на вставке к рис. 1. В областях $-l_1 \leq y \leq 0$ и $d \leq y \leq l_2$ ширина запрещенной зоны E_g постоянная и равна соответственно E_{g_0} и $E_{g_2} \gg E_{g_0}$. В переходном слое $E_g(y)$ увеличивается по линейному закону на величину $\Delta E_g \approx E_{g_0}$, в плоскости $y = d$ E_g скачком

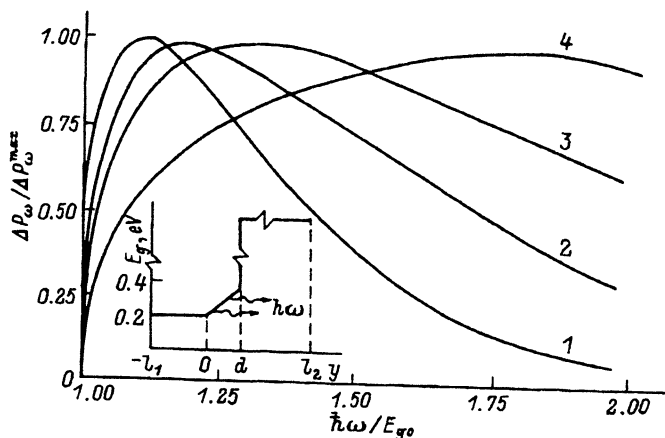


Рис. 1. Расчетные спектры положительной люминесценции $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ при $T = 300$ К.

$E_{g0} = 0.2$ эВ, $\Delta E_g/E_{g0} = 1$, $\alpha_0 d = 2$; I: 1 — 2, 2 — 4, 3 — 5, 4 — 6. На вставке — энергетическая диаграмма структуры.

достигает значения E_{g2} . Рассматриваем полупроводник p -типа проводимости, в котором концентрация акцепторной примеси N однородна по всей структуре и превышает собственную концентрацию носителей заряда в узкозонной части. Так как $\Delta E_g \gg kT$, вблизи гетероперехода, т.е. вблизи $y = d$; равновесная концентрация электронов $n_0(y) \ll N$.

При расчете концентрации электронов $n(y)$ и дырок $p(y)$ будем предполагать выполненным условие квазинейтральности $p-n = N$.

Концентрация $n(y)$ определяется из уравнения непрерывности

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n}{dy} = r - g, \quad (1)$$

где j_n — плотность электронного тока, r и g — скорости рекомбинации и генерации носителей тока,

$$j_n = \frac{\mu_n}{\mu_n n + \mu_p p} \left[\left(J + \mu_p p \frac{dE_g}{dy} \right) n + kT \mu_p (n + p) \frac{dn}{dy} \right], \quad (2)$$

μ_n и μ_p — подвижности носителей, $J = j_n + j_p$ — плотность тока, протекающего через структуру. Граничные условия запишем в виде

$$n(-l_1) = n_{01}, \quad j_n(d) = 0. \quad (3)$$

Первое условие (3) соответствует омическому контакту, n_{01} — равновесная концентрация в узкозонном слое. Второе условие (3) отражает малость тока неосновных носителей в широкозонной подложке.

Если $J = 0$ (поток электронов направлен к правому контакту с положительным потенциалом), то концентрация носителей в приборьерной области $y \lesssim d$ увеличивается, а при $J > 0$ — уменьшается. Концентрационный эффект в варизонном слое с омическими контактами на границах слоя рассчитывался в работе [3]. Наличие гомозонной области ($-l_1 \leq y \leq 0$) и гетероперехода при $y = d$ в нашей системе приводит к концентрационному эффекту, существенно отличному от [3].

Спектральная плотность интенсивности люминесценции варизонного полупроводника $-l_1 \leq y \leq d$ с поверхности $y = d$ определяется выражением [4]

$$\Delta P_\omega = \frac{(1-R)\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} e^{-\hbar\omega/kT} \int_{-l_1}^{l(\omega)} dy \cdot \alpha \left(\frac{np}{n_0p_0} - 1 \right) e^{-\psi},$$

$$\psi(y) = \int_y^l \alpha(\omega, y') dy'. \quad (4)$$

Здесь R — коэффициент отражения излучения от границы раздела $y = d$, α — коэффициент поглощения, $l(\omega)$ определяется условием $\alpha(\omega, l) = 0$ в спектральном диапазоне $E_{g_0} \leq \hbar\omega \leq E_{g_0} + \Delta E_g$, $l = d$ для $\hbar\omega \geq E_{g_0} + \Delta E_g$. Распределение концентрации и спектр люминесценции в режиме аккумуляции существенно зависят от уровня легирования. Рассмотрим случай сильно легированного полупроводника, $N \gg n$. Если характерный масштаб изменения $n(y)$ значительно меньше диффузионной длины, то и в обогащенной области устанавливается диффузионно-дрейфовое равновесие. Полагая $j_n(y) = 0$, получим в обогащенной области

$$n(y) = C(I)n_{01}e^{Iy/d - \delta\epsilon(y)}, \quad (5)$$

где $I = |J|d/kT\mu_p N$, $\delta\epsilon = [E_g(y) - E_{g_0}]/kT$. Вне обогащенной области $n(y) = n_{01}$. Постоянная $C \gg 1$ определяется из уравнения баланса, следующего из (1) и (3):

$$-\frac{1}{e}j_n(-l_1) = \int_{-l_1}^d (r - g)dy. \quad (6)$$

Для оже-рекомбинации $[r - g \sim n(np - n_0p_0)]$ распределение (5) справедливо, если $|I - \Delta\epsilon|L_0 \gg d$, где L_0 — диффузионная длина в узкозонной области, $\Delta\epsilon = \Delta E_g/kT$. Распределение (5) зависит от структуры варизонной области. В частности, для линейной зависимости $E_g(y)$ максимум $n(y)$ расположен при $y = 0$ для всех $I < \Delta\epsilon$. Если dE_g/dy увеличивается с ростом y , то максимум $n(y)$ при увеличении тока смещается в направлении $\text{grad } E_g$. Однако плотность спонтанного излучения, пропорциональная $np/n_0p_0 \approx n/n_0(y)$, не зависит в явном виде от $E_g(y)$ и монотонно растет в направлении $\text{grad } E_g$ по закону $\exp(Iy/d)$.

На рис. 1 представлены нормированные спектры люминесценции $\Delta P_\omega/\Delta P_\omega^{\max}$, вычисленные по формулам (4) и (5) при различных плотностях тока J , где ΔP_ω^{\max} — максимальное значение ΔP_ω при данном J . Функция $E_g(y)$ выбрана линейной, для коэффициента поглощения использовано выражение $\alpha(\omega, y) = \alpha_0[(\hbar\omega - E_g(y))/E_{g_0}]^{1/2}$. Отметим, что $\Delta P_\omega/\Delta P_\omega^{\max}$ не зависит от механизма рекомбинации носителей.

В режиме эксклюзии ($J > 0$) при $I \gg 1$ концентрация носителей в переходном слое и в узкозонной части становится значительно меньше равновесной и ΔP_ω достигает предельного значения спектральной плотности равновесного излучения полупроводника $P_{0\omega}$. Из (4) при $np \ll n_0 p_0$ получим

$$P_{0\omega} = (1 - R) \left(1 - e^{-\psi(y-l_1)} \right) P_{\Delta\omega}, \quad (7)$$

где $P_{\Delta\omega}$ — спектральная плотность излучения черного тела. Видно, что координатная зависимость E_g структуры отражается на спектре отрицательной люминесценции только в области прозрачности, где

$$\int_{-l_1}^d \alpha dy < 1.$$

3. Исследования проводились при $T = 300$ К на образцах, представляющих собой эпитаксиальные варизонные структуры на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ переменного состава, выращенные на низкоомных подложках. Толщина эпитаксиальной гомозонной пленки $Cd_{0.23}Hg_{0.77}Te$ составляла 35 мкм, переходного варизонного слоя — 5 мкм, подложки — 500 мкм. Концентрация акцепторов в слоях достигала $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Образцы имели форму пластины 2×5 мм. Омические контакты наносились на поверхность пленки и подложки, контакты закрывали только часть поверхности. Электрическое поле прикладывалось в виде прямоугольных импульсов длительностью 10 мкс. Излучение наблюдалось со стороны прозрачной широкозонной подложки, пропускающей излучение из узкозонной и варизонной частей структуры.

Рекомбинационное излучение фокусировалось зеркалами на щель монохроматора с призмой из NaCl. На выходе монохроматора излучение фокусировалось зеркалами на фотоприемник из $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$, охлаждаемый до 78 К. Спектральная чувствительность установки определялась по спектру излучения черного тела. Сигнал от фотоприемника через малошумящий широкополосный усилитель подавался на импульсный синхронный детектор. С выхода синхронного детектора сигнал поступал на цифровой вольтметр, затем на ЭВМ и принтер.

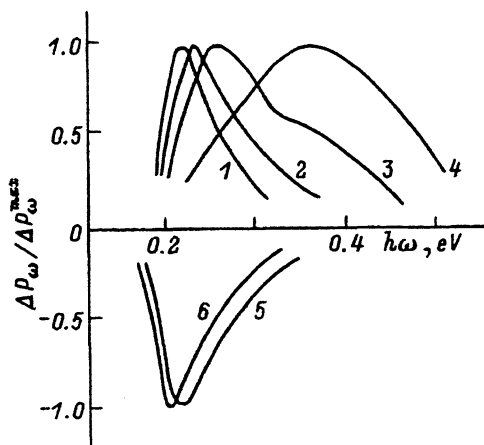


Рис. 2. Экспериментальные спектры люминесценции $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ при аккумуляции (1-4) и эксклюзии (5-6) носителей заряда.

$J, \text{ А/см}^2$: 1 — 10, 2 — 30, 3 — 45, 4 — 75, 5 — 45, 6 — 75.

4. Экспериментальные спектральные зависимости люминесценции в режимах аккумуляции и эксклюзии приведены на рис. 2. При слабых токах обогащенная носителями заряда область находится вблизи $y = 0$ и максимум спектра люминесценции близок к $E_g(0) = 0.2$ эВ. В области средних токов переходный слой заполняется носителями заряда и локальная плотность излучения, пропорциональная $np/n_i^2(y)$, увеличивается в направлении $\text{grad } E_g$, спектр излучения расширяется и максимум спектрального распределения смещается в сторону больших энергий квантов. При больших значениях токов $np/n_i^2(y)$ резко возрастает у барьера при $y = d$, соответственно максимум спектра положительной люминесценции сдвигается к энергии $\hbar\omega \approx E_g(0) + \Delta E_g$ ($\hbar\omega_{\text{max}} = 0.35$ эВ), а интегральная мощность излучения достигает значения $5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см².

Максимум спектра отрицательной люминесценции при больших значениях токов находится в области частот $\omega = E_g(0)/\hbar$, а весь спектр отрицательной люминесценции приближается к спектру зона-зонного теплового излучения полупроводника. Сдвиг максимума спектра отрицательной люминесценции в коротковолновую область при уменьшении тока объясняется влиянием самопоглощения излучения узкозонным слоем структуры. Аналогичное поведение спектров отрицательной люминесценции в условиях магнитоконцентрационного эффекта наблюдалось в [4,5].

5. Таким образом, возбуждение электролюминесценции в варизонных структурах с помощью эффекта аккумуляции позволяет управлять формой спектра положительной люминесценции, а при эксклюзии получать спектр излучения, соответствующий спектру излучения черного тела при $\hbar\omega \geq E_g(0)$ с поправкой на коэффициент отражения материала. Помимо научного интереса полученные результаты имеют практическое значение, поскольку являются основой для создания нового типа неохлаждаемых люминесцентных источников длинноволнового излучения с управляемой спектральной характеристикой.

Список литературы

- [1] С.В. Белотелов, В.И. Иванов-Омский, А.И. Ижнин, В.А. Смирнов. ФТП, **25**, 1058 (1991).
- [2] С.С. Болгов, В.К. Малютенко, В.И. Пипа, А.П. Савченко. Письма ЖЭТФ, **15**, 49 (1989).
- [3] В.Г. Савицкий, В.С. Соколовский. УФЖ, **25**, 1919 (1980).
- [4] S.S. Bolgov, V.K. Malyutenko, V.I. Pipa, A.P. Savchenko. Infr. Phys., **33**, 409 (1992).
- [5] В.К. Малютенко, В.И. Пипа, Е.И. Ябловский, Е.И. Колесников. ФТП, **24**, 866 (1990).

Редактор Т.А. Полянская