

Люкс-амперные характеристики кристаллов CdHgTe с фотоактивными включениями

© А.И. Власенко, З.К. Власенко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 252028 Киев, Украина

(Получена 27 мая 1998 г. Принята к печати 28 июля 1998 г.)

Исследованы люкс-амперные характеристики кристаллов CdHgTe с фотоактивными включениями. Показано, что специфика люкс-амперных характеристик в таких кристаллах, в том числе наблюдаемые в эксперименте участки суперлинейности, может определяться переключением доминирующих каналов рекомбинации, снятием рекомбинационных барьеров, а также уменьшением эффективных геометрических размеров включений, связанных с уменьшением длины диффузионного смещения при уменьшении времени жизни неравновесных носителей. Приводятся экспериментальные данные и расчеты на основе модели рекомбинационных потоков по различным каналам.

Вид люкс-амперных характеристик (ЛАХ) фотопроводников определяется в основном доминирующими механизмами рекомбинации и параметрами импульса возбуждения (интенсивностью I и длительностью t_{imp}) [1–3]. Заметим, однако, что "идеальные" для конкретных случаев доминирующих механизмов рекомбинации ЛАХ не всегда наблюдаются экспериментально. Это, в частности, относится к кристаллам и слоям $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) ($x = 0.2$), где при высоких уровнях возбуждения часто наблюдаются отклонения от характерной для межзонной ударной рекомбинации зависимости с показателем степени 0.3 [4, 5]: участки с другими показателями степени, области насыщения, суперлинейные участки и т.п. [5, 6]. Это может быть связано с влиянием флуктуаций состава, включений второй фазы, границ блоков и т.п. [7]. Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям и анализу ЛАХ однородных и неоднородных кристаллов КРТ.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследовались кристаллы КРТ ($x \approx 0.2$) с концентрацией равновесных носителей $n_0 \approx 10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при их возбуждении импульсами Nd-лазера (длина волны $\lambda \approx 1.06 \text{ мкм}$, $t_{imp} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$) при температуре $T = 77 \text{ К}$. Время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) τ определялось по кинетике релаксации фотопроводимости (ФП). Состав кристаллов контролировался с использованием электронно-зондового рентгеноспектрального микроанализатора (Camebax), а также по длинноволновому краю спектров ФП. Типичное распределение состава в неоднородных кристаллах КРТ приведено, например, в [7].

На рис. 1 приведены экспериментальные ЛАХ для однородных кристаллов КРТ с различными n_0 . Для них характерны несколько участков — линейный (с наклоном ~ 1), сублинейные (переходный и близкий к линейному с наклоном 0.3), участок насыщения. Уравнение непрерывности в стационарном режиме без учета диф-

фузионных и дрейфовых членов для случая доминирующей в кристаллах КРТ ($x = 0.2$) межзонной ударной рекомбинации:

$$J = \frac{\Delta n}{\tau}; \quad \tau = \frac{2\tau_{Ai}}{\nu^2 + 1}, \quad \nu = \nu_n + \gamma = \frac{n_0}{n_i} + \frac{\Delta n}{n_i}, \quad (1a)$$

где J — скорость генерации, $J \sim I$, τ_{Ai} — τ в собственном материале, n_i — собственная концентрация носителей, γ — уровень инжекции, ν_n — уровень легирования. Для $n_0 > (1 \div 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\nu_n \gg 1$

$$J = \frac{n_i}{2\tau_{Ai}} \gamma (\nu_n^2 + 2\nu_n \gamma + \gamma^2). \quad (16)$$

При $t_{imp} > \tau_0$ (τ_0 — время жизни при концентрации ННЗ $\Delta n \ll n_0$) для любых уровней возбуждения реализуется стационарный режим. При $\gamma < 1$ второй и третий члены в (16) малы и начальный участок ЛАХ описывается линейной зависимостью $\lg \Delta n \sim \lg \tau_0 + \lg I$,

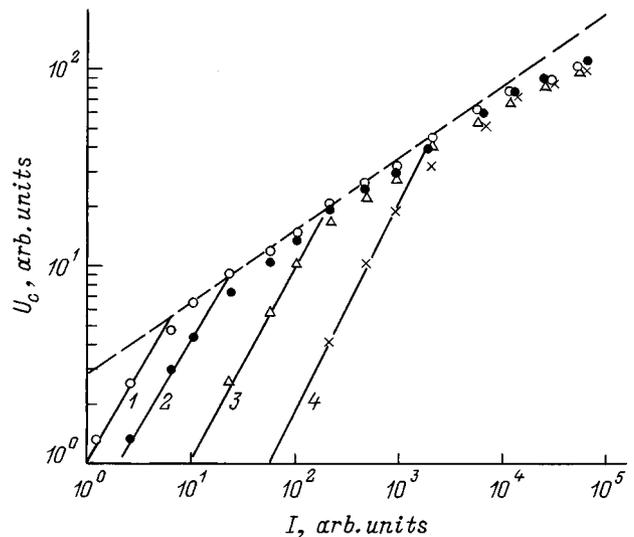


Рис. 1. ЛАХ однородных кристаллов КРТ ($x \approx 0.2$). n_0 , 10^{15} см^{-3} : 1 — 0.33, 2 — 0.62, 3 — 1.2, 4 — 2.7. U_c — сигнал фотопроводимости.

смещенной относительно начала координат на величину $\lg \tau_0$. С изменением параметров материала (x, n_0) или температуры T изменяются соответственно значения τ_0 , и на начальном участке ЛАХ будет наблюдаться семейство параллельно смешанных друг относительно друга прямых с единичным наклоном (рис. 1) (рекомбинация имеет линейный характер). При средних уровнях возбуждения ($\nu_n > \gamma > 1$) возрастает влияние второго члена в (16). При $\gamma > (1/2)\nu_n$ τ с ростом Δn уменьшается ($\tau \sim \Delta n^{-1}$), ЛАХ переходит в сублинейный, близкий к квадратичному, участок (при $\gamma \leq \nu_n$ парциальный вклад третьего члена в (16) не превышает 25%). С ростом уровня возбуждения становится преобладающим вклад третьего члена в (16), наклон ЛАХ уменьшается и при высоких уровнях возбуждения ($\gamma > 2\nu_n$) $\tau \sim \Delta n^{-2}$, $J \sim \Delta n^{-3}$. Очевидно, протяженность по шкале I участков ЛАХ с различными наклонами определяется соотношениями γ, ν_n : наклон ~ 1 при $\gamma < (1/2)\nu_n$, переходный (наклон, близкий к 0.5) при $(1/2)\nu_n < \gamma < 2\nu_n$, ~ 0.3 при $\gamma > 2\nu_n$. С ростом ν_n (и соответственно уменьшением τ_0) область перехода в сублинейный участок смещается по шкале интенсивностей в сторону больших значений.

При $t_{\text{imp}} \ll \tau_0$ реализуется режим линейной генерации — на начальном участке ЛАХ формируется линейная зависимость $\Delta n(I)$ ($\lg \Delta n \sim \lg t_{\text{imp}} + \lg I$), ее смещение относительно начала координат определяется только t_{imp} . Отметим, что линейность ЛАХ может сохраняться и в случае $\Delta n > n_0$, пока $\tau(\Delta n)$ остается большим t_{imp} , с дальнейшим ростом Δn τ становится меньше t_{imp} — реализуются стационарный режим и выход ЛАХ на сублинейный участок.

При сверхвысоких уровнях возбуждения ЛАХ насыщается, что может быть обусловлено влиянием болометрического эффекта, уменьшением толщины слоя, в

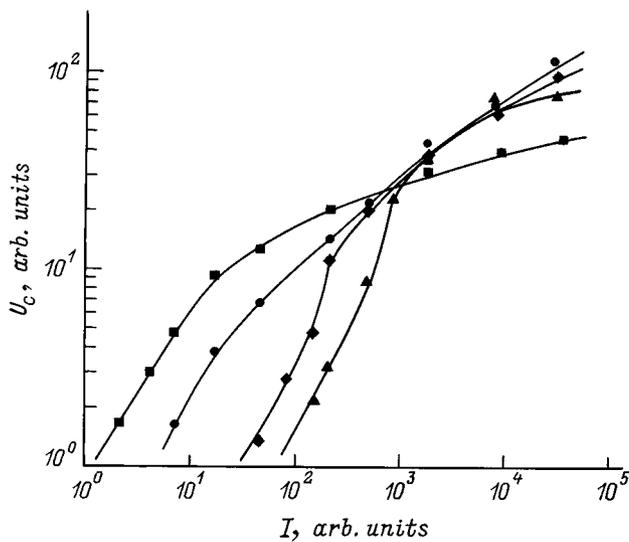


Рис. 2. ЛАХ кристаллов КРТ ($x \approx 0.2$) с фотоактивными включениями. Разные кривые соответствуют разным образцам. U_c — сигнал фотопроводимости.

котором рекомбинируют ННЗ, при уменьшении с ростом Δn приповерхностной диффузионной длины L_s [5].

В некоторых кристаллах и слоях КРТ наблюдаются участки с другими наклонами ЛАХ, в том числе участки суперлинейности (рис. 2), что может быть обусловлено либо другими доминирующими механизмами рекомбинации, либо влиянием фотоактивных включений на формирование ЛАХ.

При доминировании шокли-ридовского механизма рекомбинации (в компенсированных или более широкозонных ($x > 0.23$) кристаллах [8–10]) ЛАХ может быть описана моделью с асимметричными по коэффициентам захвата дырок $C_{p(r,s)}$ и электронов $C_{n(r,s)}$ центрами рекомбинации двух типов r и s [2]: на начальном участке, пока Δn существенно не изменяет концентрацию электронов N_{r0} и дырок P_{r0} на r -центрах, рекомбинация имеет мономолекулярный характер и ЛАХ линейна, $\tau_n \sim (C_{nr}P_{r0})^{-1}$; при средних уровнях возбуждения, когда P_r становится сравнимой с Δn при $N_r \approx \text{const}$, рекомбинация бимолекулярна, ЛАХ переходит на участок с наклоном 0.5, при этом $\tau_n \sim (C_{nr}\Delta n)^{-1}$; при высоких уровнях возбуждения, когда N_r уменьшается и становится существенным дырочное заполнение s -центров, уменьшается вклад рекомбинационного потока через r -центры g_r и увеличивается выход через s -центры g_s — ЛАХ выходит на насыщение (реализуется процесс так называемой оптической перезарядки), τ_n падает, ФП с ростом I насыщается; при дальнейшем увеличении I , когда $g_s > g_r a_n^{-1}$ ($a_n = C_{nr}/C_{ns} \ll 1$), рекомбинационный поток контролируется s -центрами и имеет бимолекулярный характер (при больших концентрациях s -центров их дырочное заполнение растет до тех пор, пока не реализуется условие $\tau_n = \tau_p$ и ФП не станет биполярной).

Анализ ЛАХ кристаллов КРТ с фотоактивными включениями следует проводить с учетом доминирующих процессов рекомбинации в матрице (v) и включениях (i) и возможности их переключения при определенных уровнях возбуждения с одного на другой (например, с учетом роста вероятности межзонного ударно eeh -процесса при увеличении концентрации ударно взаимодействующих носителей n с шокли-ридовского при малых концентрациях r - и s -центров на межзонный ударный). При этом для каждого механизма может реализовываться участок с характерной зависимостью $\Delta n(I)$. Следует также учитывать зависимости от Δn соотношений времен жизни в матрице и включениях τ_i/τ_v , рекомбинационных барьеров E_{rec} [11], длин диффузионного смещения L_D и других параметров, которые с ростом Δn могут изменять парциальные вклады рекомбинационных потоков в матрице и включениях в эффективное время жизни ННЗ τ_{eff} .

Предположим, что в матрице и включениях рекомбинация определяется одним доминирующим механизмом — межзонным ударным, но с разными скоростями этого процесса, обусловленными, например, в случае рекомбинационно активных включений, сужением запрещенной зоны E_g или (и) повышенной концентрацией n_0 .

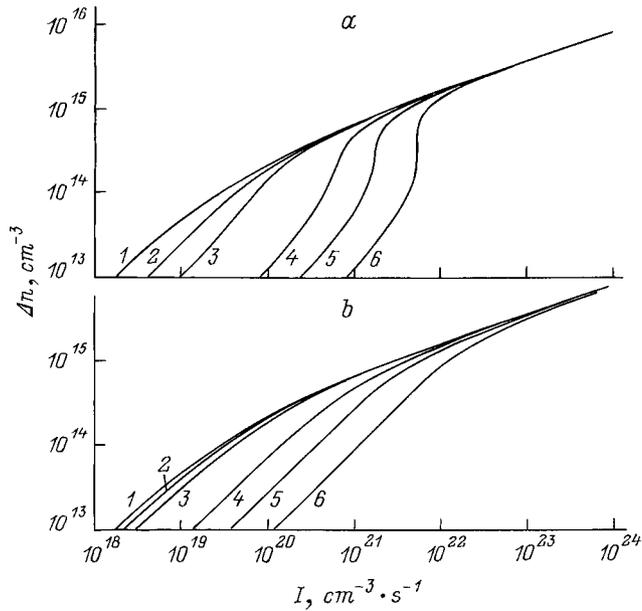


Рис. 3. Расчет ЛАХ для кристаллов КРТ ($x \approx 0.2$) с $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при концентрации включений $N_i, \text{ см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^3 , 3 — 10^4 , 4 — 10^5 , 5 — $3 \cdot 10^5$, 6 — 10^6 . Пояснения в тексте.

В случае включений с $E_{gi} < E_{gv}$ τ_{eff} определяется суммой рекомбинационных потоков в матрице и включениях

$$\tau_{\text{eff}} = \left\{ V_i N_i \frac{1}{\tau_i} + V_D N_i \frac{1}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_v} [1 - (V_i + V_D) N_i] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где V_i , V_D — объемы включений и прилегающих к ним диффузионных областей соответственно. Для случая сферических включений $V_i = (4/3)\pi r_c^3$, $V_D \approx 4\pi(r_c + L/2)^2 L$, r_c — средний радиус включений; N_i — концентрация включений; $L \approx L_D = (D\tau)^{1/2}$ при $r_c > L_D$, $L = (r_c L_D)^{1/2}$ при $r_c < L_D$ [12], D — коэффициент диффузии ($\sim 4 \text{ см}^2/\text{с}$), $\tau_D \approx \tau_i$.

На рис. 3, *a* приведены расчеты по выражению (2) семейства ЛАХ для кристаллов КРТ с включениями с $E_{gi} < E_{gv}$ при различной их концентрации $N_i = 0 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$ для параметров $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $r_c = 10^{-3} \text{ см}$, $\tau_i = 10^{-8} \text{ с}$. Пока Δn невелико, τ_v , а следовательно, и L_D не зависят от Δn , ЛАХ линейна с наклоном 1. С ростом Δn уменьшаются τ_v , L_D , а следовательно, и эффективный объем включений $V_i + V_D$ (второй член в (2) стремится к нулю), кристалл "фотоочувствляется", ЛАХ переходит в суперлинейный участок. С дальнейшим ростом Δn соотношение объемов матрицы и включений стабилизируется и ЛАХ переходит в участок с наклоном 1/3. Отметим, что с ростом Δn $\tau_v \rightarrow \tau_i$, однако для случая включений с $x_i < x_v$ и при больших Δn сохраняется неравенство $\tau_i < \tau_v$ [7, 8] и включения остаются рекомбинационно активными. Для более точного анализа в (2) следует учитывать роль квазиэлектрических "стягивающих" полей варизонных

областей (что можно сделать введением вместо L_D диффузионно-дрейфовых длин L^+ , L^- [1]), а также разный уровень легирования в матрице и включениях.

В случае включений с $n_{0i} > n_{0v}$ времена жизни в матрице и включениях равны соответственно $\tau_v \sim n_v^{-2}$ и $\tau_i \sim n_i^{-2}$. В диффузионных областях на границах матрица–включение рекомбинация идет с участием рекомбинационных барьеров E_{rec} [11], которые, хотя и увеличивают τ_D по сравнению с τ_i , но, как показывает расчет, оставляют эти области рекомбинационно активными по отношению к матрице. В этом случае

$$\tau_{\text{eff}} = \left\{ V_i N_i \frac{1}{\tau_i} + V_D N_i \frac{1}{\tau_i \exp(E_{\text{rec}}/kT)} + \frac{1}{\tau_v} [1 - (V_i + V_D) N_i] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где $|E_{\text{rec}}| = kT \ln(n_i/n_v) = kT \ln\{(n_{0i} + \Delta n)/(n_{0v} + \Delta n)\}$, с ростом Δn $E_{\text{rec}} \rightarrow 0$.

На рис. 3, *b* приведен расчет по выражению (3) семейства ЛАХ для кристаллов КРТ с концентрацией таких включений $N_i = 0 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$ для следующих значений параметров: $n_{0v} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $r_c = 10^{-3} \text{ см}$, $n_{0i} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Суперлинейный участок ЛАХ в этом случае отсутствует, поскольку с ростом Δn уменьшение L_D компенсируется уменьшением, а затем и полным снятием рекомбинационных барьеров. Концентрация носителей в кристалле выравнивается, кроме того уменьшается и N_i , в первую очередь, за счет включений с небольшими отклонениями n_{0i} от n_{0v} . При $\Delta n \approx n_{0i} \approx n_{0v}$, $E_{\text{rec}} = 0$ реализуется ситуация $\tau_v = \tau_i$, кристалл становится рекомбинационно однородным с показателем степени ЛАХ ~ 0.3 . Эти включения влияют на ЛАХ только в области примесной проводимости; при увеличении T и переходе в область собственной проводимости концентрация свободных носителей выравнивается по образцу, включения исчезают и ЛАХ приобретают подобный представленным на рис. 1 вид.

Картина усложнится при наличии обоих типов включений, а также при различных механизмах рекомбинации в матрице и включениях, например, рекомбинация Шокли–Рида с несколькими типами рекомбинационных уровней и межзонная — ударная или (и) излучательная, что характерно для большинства широкозонных полупроводников [2]. В этом случае их парциальный вклад в общую рекомбинационную ситуацию в кристалле с ростом Δn (и соответственно уменьшением L_D и E_{rec}) в определенных интервалах I может изменяться, и вид ЛАХ будет определяться характерными для этих механизмов показателями степени, что часто и наблюдается в неоднородных и поликристаллических полупроводниках [5, 7, 13, 14].

Список литературы

- [1] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Наука, 1963).
- [2] В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.С. Шейнкман. *Неравновесные процессы в фотопроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [3] В.А. Зуев, В.Г. Литовченко, Г.А. Сукач. *ФТП*, **9**, 1641 (1975).
- [4] F. Bartoli, R. Allen, L. Esterowitz et al. *J. Appl. Phys.*, **45**, 2150 (1974).
- [5] А.И. Власенко, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. *УФЖ*, **27**, 1392 (1982).
- [6] А.И. Власенко, В.А. Гнатюк, П.Е. Мозоль и др.. *Изв. РАН. Неорг. матер.*, **31**, 1335 (1995).
- [7] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, В.З. Латута, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. *Письма ЖТФ*, **5**, 1013 (1979).
- [8] А.И. Власенко. *УФЖ*, **42**, 856 (1997).
- [9] D.L. Polla, C.E. Jones. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5119 (1981).
- [10] А.И. Власенко, З.К. Власенко, А.В. Любченко. *ФТП*, **31**, 1323 (1997).
- [11] М.С. Шейнкман, А.Я. Шик. *ФТП*, **10**, 209 (1976).
- [12] Н.Н. Григорьев, Л.А. Карачевцева, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко. *ФТП*, **25**, 464 (1991).
- [13] А. Байдуллаева, Б.К. Даулетмуратов, А.И. Власенко, В.А. Гнатюк, П.Е. Мозоль. *ФТП*, **27**, 56 (1993).
- [14] V.N. Babentsov, A.I. Vlasenko, P.E. Mozol, E.P. Kopishinskaya. *Proc. SPIE*, **2648**, 369 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

Illumination-current characteristics of CdHgTe crystals with photoactive inclusions

A.I. Vlasenko, Z.K. Vlasenko

Institute of Physics of Semiconductors,
National Academy of Sciences of Ukraine,
252028 Kiev, Ukraine

Abstract Illumination-current characteristics of CdHgTe crystals with photoactive inclusions have been investigated. It is shown, that illumination-current characteristics specifics in such crystals, including observed in the experiment superlinear parts, can be determined by the switching of dominating recombination channels, the removing of recombination barriers, and also by decreasing the diffusion shift length due to decrease of lifetime of nonequilibrium carriers. The experimental data and calculations on the base of the model of recombination flows through different channels are presented.