

05:06:07

©1994 г.

ЭЛЕКТРОННО-ТЕПЛОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ДЕФЕКТОВ В СЛАБОПОГЛОЩАЮЩЕМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕТА

В.Л.Комолов

Всероссийский научный центр (ГОИ им.С.И.Вавилова), 199034,
Санкт-Петербург
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1993 г.)

Обсуждаются особенности протекания рекомбинационно-стимулированных реакций дефектообразования в полупроводнике под действием света с малой энергией кванта ($h\nu < E_g$). Показано, что положительная обратная связь между концентрациями точечных дефектов и электронов проводимости активно способствует дефектообразованию даже при отсутствии заметного разогрева материала. Рассмотренный процесс деолен учитываться при описании "эффектов накопления" в слабопоглощающих полупроводниках и диэлектриках и явлений оптического разрушения прозрачных материалов.

Представления о термофлуктуационном механизме образования и аннигиляции точечных дефектов кристаллической решетки, восходящие еще к работе Я.И.Френкеля [1], широко используются для описания результатов воздействия лазерного излучения на твердотельные материалы (например, [2,3]). Вместе с тем изучение воздействия коротких лазерных импульсов на полупроводники и диэлектрики показывает, что тепловые модели дефектообразования зачастую не могут объяснить полученные экспериментальные данные [4], поскольку разогрев материала при импульсном воздействии оказывается настолько незначительным (десятки градусов), что вероятность термической генерации дефекта, имеющего энергию активации W более 2–3 эВ, практически равна нулю.

Для сред с высокой концентрацией свободных носителей (в том числе созданных изучением) наряду с термофлуктуационным механизмом дефектообразования известен механизм, связанный с генерацией дефектов при распаде электронных возбуждений — механизм рекомбинационно-стимулированных дефектных реакций (см., например, [5]). Локальный сброс энергии электроном проводимости при захвате его на образующийся дефект приводит в рамках этого процесса к эффективному уменьшению энергии активации дефекта; при

этом вероятность дефектообразования зависит, в частности, от глубины расположения акцепторного уровня дефекта и энергии свободного носителя. Микроскопическая теория процессов безызлучательной рекомбинации на дефекте и анализ на ее основе ряда рекомбинационно-стимулированных реакций приведены в обзоре [6]. Представления о рекомбинационно-стимулированных реакциях дефектообразования нашли практическое использование при анализе причин деградации параметров полупроводниковых гетеролазеров [7,8].

В большинстве работ (например, [3-6]) анализ процессов образования дефектов под действием света проводился в условиях, когда энергия светового кванта была достаточно велика для генерации электрон-дырочных пар при межзонном поглощении света в кристалле. При этом анализ проводится в два последовательных этапа: 1) расчет концентрации свободных носителей при генерации электронов и дырок и 2) оценка вероятности образования дефектов (термического или электронно-стимулированного) в условиях заданной (или слабоменяющейся) концентрации носителей. Качественно иная картина имеет место при облучении полупроводника в области прозрачности [2]. В этом случае генерация электрон-дырочных пар в результате межзонного процесса не происходит и единственным поставщиком электронов проводимости являются дефекты кристаллической решетки. Наличие глубоких уровней дефектов, расположенных в запрещенной зоне материала, создает возможность многоступенчатого заброса электронов в зону проводимости по "лесенке" таких уровней при облучении квантами света с энергией, меньшей, чем ширина запрещенной зоны. Появление в зоне проводимости электронов, приводя к росту поглощения света и к разогреву образца, стимулирует термическую генерацию дополнительных дефектов, а рост концентрации дефектов в свою очередь приводит к появлению в запрещенной зоне новых "лесенок", благодаря которым в зоне проводимости появляется новая порция свободных носителей, и т.д.

Важным специфическим моментом, характеризующим процесс дефектообразования при протекании в полупроводнике рекомбинационно-стимулированных дефектных реакций, является то, что наличие в зоне проводимости свободных носителей способствует генерации дефектов даже в отсутствие разогрева материала. Поскольку скорость образования дефектов с участием электронов пропорциональна концентрации носителей n_e , а она в свою очередь определяется концентрацией промежуточных уровней в запрещенной зоне, т.е. концентрацией дефектов N_V , то величины n_e и N_V оказываются взаимосвязаны. Положительная обратная связь между концентрациями электронов и дефектов способна привести к быстрому росту концентрации дефектов (если удастся подобрать условия возбуждения так, что скорость генерации дефектов превысит скорость их потерь, связанных с прямой аннигиляцией, диффузией из облучаемой области и пр.) либо к их постепенному накоплению при многоимпульсном воздействии. В последнем случае очень быстрого размножения дефектов не происходит, но их концентрация, определяющая начальные условия генерации электронов в зону проводимости, постепенно возрастает от импульса к импульсу. Первый случай (с резко выраженным порогом возникновения) соответствует оптическому пробую и разрушению кристалла,

второй — постепенному (непороговому) накоплению дефектов, вызывающих деградацию параметров, в том числе оптических, материала (так называемые “эффекты накопления”).

Для иллюстрации отмеченных выше особенностей дефектообразования в полупроводнике при участии носителей заряда рассмотрим, следуя [9,10], процесс термофлуктуационного создания дефекта при участии термализованного электрона проводимости, захватываемого на локальный уровень дефекта в процессе его рождения. В этом случае энергия термической активации дефекта W понижается за величину энергии захвата (глубина залегания уровня) E_V , так что эффективная энергия активации $W_* = W - E_V$ в таком процессе может быть снижена на величину ~ 1 эВ, что обеспечивает высокую вероятность образования дефекта даже при комнатной температуре. Имея целью прodemонстрировать вклад в дефектообразование только электронно-стимулированного процесса, мы устроим в последующих оценках маскирующее влияние разогрева на вероятности обсуждаемых процессов, т.е. будем считать, что температура T образца сохраняется неизменной в процессе светового воздействия.

Рассмотрим полупроводник с начальной концентрацией вакансий $N_{V0} = N_0$, глубокие акцепторные уровни которых E_V заполнены электронами n_V (их начальная концентрация $n_{V0} = N_0$). Пусть на ПП падает свет с интенсивностью J ($1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$) и энергией кванта $h\nu$, достаточной для ступенчатого возбуждения электрона из валентной зоны p в зону проводимости c через промежуточный уровень v (сечения σ переходов $p-v$ и $v-c$ будем считать одинаковыми). Следуя [10], выпишем систему уравнения для неравновесных концентраций вакансий N_V и электронов в зоне проводимости n_e и на акцепторном уровне n_V

$$\frac{dN_V}{dt} = \lambda + \eta n_e - \lambda' N_I (N_V - n_V) - \eta' N_I \cdot n_V,$$

$$\frac{dn_V}{dt} = J\sigma(N_V - n_V) - J\sigma n_V + \eta \cdot n_e + \gamma_V(N_V - n_V)n_e - \eta' N_I n_V - \gamma_{Rn_V} p,$$

$$\frac{dn_e}{dt} = J\sigma n_V - \eta \cdot n_e - \gamma_V(N_V - n_V)n_e + \eta' N_I n_V - \gamma_{Rn_e} p,$$

$$N_I = N_V - N_0, \quad p = n_e - (n_V - N_0),$$

$$N_V(0) = n_V(0) = N_0, \quad n_e(0) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\lambda + \eta \cdot n_e$ — полная скорость рождения дефектов (второе слагаемое описывает электронно-стимулированный процесс); $\lambda' N_I (N_V - n_V)$ и $\eta' N_I n_V$ — скорости аннигиляции пустых вакансий и вакансий, содержащих на уровне E_V электроны (в последнем случае электрон переходит в зону проводимости); $\gamma_V(N_V - n_V)n_e$ — скорость захвата электрона проводимости на уровень E_V ; $\gamma_{Rn_V} p$ и $\gamma_{Rn_e} p$ — скорости рекомбинации электронов с уровня E_V и из зоны проводимости.

Коэффициенты, входящие в (1), зависят от температуры по активационному закону и имеют вид [10]

$$\eta = \alpha^3 \nu_0 N^2 / Q \cdot \exp\left(-\frac{W + E - E_V}{T}\right),$$

$$\lambda' = \eta' = a^3 \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{T}\right),$$

$$\lambda = a^3 \nu_0 N^2 \exp\left(-\frac{W + E}{T}\right), \quad (2)$$

где a — постоянная решетки, ν_0 — частота колебаний атомов, N — концентрация узлов решетки, Q — плотность состояний в зоне, E — энергия активации диффузии дефекта.

В дальнейших оценках будут использованы следующие величины параметров: $a = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $\nu_0 = 10^{13}$ с $^{-1}$, $N = 3 \cdot 10^{23}$ см $^{-3}$, $Q = 5 \times 10^{18}$ см $^{-3}$, $\sigma = 10^{-18}$ см 2 , $\gamma_V = 10^{-13}$ см 3 /с, $\gamma_R = 0$.

Как видно из (1), (2), электронно-тепловая генерация дефектов преобладает над тепловой, начиная с концентраций

$$n_e > n_* = \lambda/\eta = Q \exp\left(-\frac{E_V}{T}\right). \quad (3)$$

При $T = 300$ К имеем $n_*(E_V = 1 \text{ эВ}) \approx 10^2$ см $^{-3}$ и $n_*(E_V = 0.4 \text{ эВ}) \approx 10^{12}$ см $^{-3}$, т.е. тепловым рождением дефектов без участия электрона при типичных значениях E_V можно пренебречь по сравнению с рекомбинационно-стимулированным процессом.

При небольших отклонениях n_e, n_V, N_V от начальных значений в (1) можно пренебречь всеми нелинейными членами. Линеаризованная система (1), записанная в безразмерном виде ($x = n_e/N_0, y = (n_V - N_0)/N_0, z = (N_V - N_0)/N_0, \tau = \eta \cdot t, B = \eta' N_0/\eta, C = J\sigma/\eta$)

$$\frac{dx}{d\tau} = -x + Bz + C,$$

$$\frac{dy}{d\tau} = x - Bz - C = -\frac{dx}{d\tau},$$

$$\frac{dz}{d\tau} = x - Bz \quad (4)$$

имеет решение

$$x = \frac{C}{1+B} \left[B\tau + \frac{1}{1+B} \left(1 - \exp(-(1+B)\tau) \right) \right],$$

$$z = \frac{C}{1+B} \left[\tau - \frac{1}{1+B} \left(1 - \exp(-(1+B)\tau) \right) \right], \quad (5)$$

или при $\tau \ll 1$

$$x \sim C\tau(1 - (1+B)\tau),$$

$$z \sim C(1+B)\tau^2. \quad (6)$$

Таким образом, электронно-тепловой механизм генерации дефектов обеспечивает сверхлинейный во времени рост их концентрации уже на

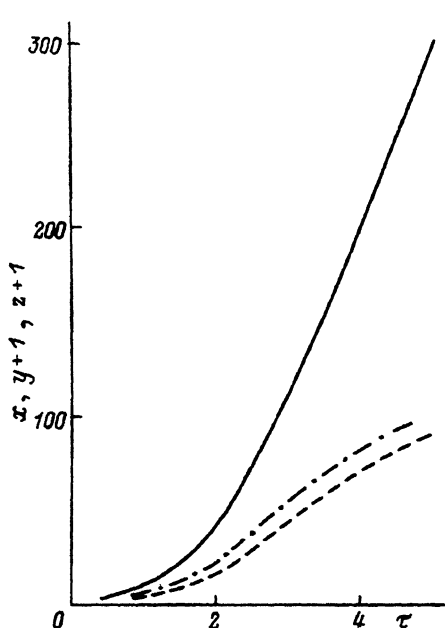


Рис. 1. Временные зависимости концентраций дефектов и электронов при $A = \lambda' N_0 / \eta = 0.0274$, $B = \eta' N_0 / \eta = 0.0274$, $D = \gamma_V N_0 / \eta = 0.224$, $C = J\sigma / \eta = 10$, $E = \gamma_R N_0 / \eta = 0$.

Сплошная — $x = n_e / N_0$, штриховая — $y + 1 = n_v / N_0$, штрихпунктир — $z + 1 = N_V / N_0$.

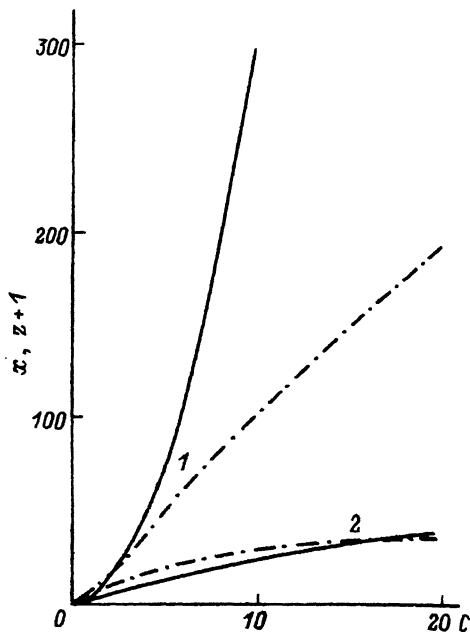


Рис. 2. Зависимости концентраций дефектов (штрихпунктирная линия) и электронов проводимости (сплошная) от интенсивности светового потока C . $A = B = 0.0274$, $D = 0.224$, $E = 0$ (1), 0.1 (2).

начальных стадиях облучения. Сравнение с результатами численного решения показывает, что даже столь грубая оценка правильно отражает тенденции в динамике роста концентрации дефектов при коротких импульсных воздействиях, когда релаксационные процессы еще не успевают “включиться”.

Не занимаясь более подробным анализом системы (1), приведем для иллюстрации поведения n_e , n_v , N_V результаты ее численного решения. На рис. 1 приведен результат расчета динамики роста n_e , n_v , N_V при выбранном значении интенсивности света J , а на рис. 2 представлены характерные зависимости концентраций, достигнутых к моменту окончания светового импульса t_n , от интенсивности возбуждающего светового потока.

Следует подчеркнуть, что в реальных расчетах кинетики роста концентрации дефектов необходимо обязательно учитывать разогрев образца, сильно влияющий на скорость процессов. В данной работе мы намеренно исключили маскирующее действие разогрева для выделения вклада в кинетику дефектообразования лишь обсуждаемого процесса и ограничились приближением заданной температуры, чтобы простыми оценками обосновать необходимость учета электронно-теплового механизма генерации дефектов в полупроводниках при анализе их поведения под действием интенсивных световых потоков.

Список литературы

- [1] Френкель Я.И. // *Zs. f. Phys.* 1926. Vol. 37. P. 572.
 - [2] Бонч-Бруевич А.М., Комолов В.Л., Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. // *ЖТФ.* 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 107.
 - [3] Ho W.-Y., Walser R.M., Becker M.F. // *Abstr. Conf. "Laser-induced Damage in Optical Materials"*. Boulder (Colorado, USA), 1992. P. 52.
 - [4] Комолов С.Н., Герасимова Н.Б., Климовский А.Б. // *Лазерная физика.* СПб., 1993. Вып. 3. С. 80.
 - [5] Клингер М.И., Луцкич Ч.Б., Машовец Т.В. и др. // *УФН.* 1985. Т. 147. № 3. С. 523.
 - [6] Абакумов В.Н., Пазомов А.А., Ясиевич И.Н., // *ФТП.* 1991. Т. 25. Вып. 9. С. 1489.
 - [7] Елисеев П.Г., Завестовская И.А., Соколов С.Н. // *Вопросы физики полупроводников. Материалы для полупроводниковой электроники АН СССР.* Л., 1982. С. 98.
 - [8] Торчинская Т.В., Шейнкман М.К. // *ЖПС.* 1983. Т. 38. С. 371.
 - [9] Винецкий В.Л. // *ФТТ.* 1968. Т. 10. С. 867.
 - [10] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. *Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках.* Киев: Наукова думка, 1969.
-