Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 3, стр. 167 - 169 10 февраля 1991 г.

СИЛЬНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЕФЕКТОВ ПРИ МНОГОФОНОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

В.Н.Абакумов, А.А.Пахомов, И.Н.Яссиевич

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР
194021, Ленинград

Поступила в редакцию 17 января 1991 г.

Рассмотрен механизм сильного возбуждения локальных колебаний дефекта с глубоким уровнем при многофононной рекомбинации и генерации на дефекте электрон-дырочных пар в условиях большой концентрации электронов и дырок. Этот механизм использован при интерпретации экспериментальных данных по неупругому распылению полупроводников и диэлектриков ионной бомбардировкой.

Процессы многофононной рекомбинации электронов и дырок через дефекты с глубокими уровнями связаны с передачей локальным колебаниям дефекта энергии порядка ширины запрещенной зоны полупроводника ϵ_g. Поэтому при наличии неравновесных носителей многофононная рекомбинация приводит к существенно неравновесному распределению дефектов по энергиям колебаний. На важность этого обстоятельства впервые обратили внимание Викс и др. [1] в связи с проблемой рекомбинационно-стимулированных дефектных реакций [2].

Обычно считают, что основным фактором, препятствующим сильному разогреву локальных колебаний является их взаимодействие с термостатом, (например, с решеточными фононами) [1,3]. В данной работе показано, что при большой концентрации неравновесных носителей разогрев локальных колебаний определяется процессами рождения и гибели на сильновозбужденном дефекте электрон-дырочных пар. Это становится возможным, если темп захвата электронов и дырок на сильновозбужденный дефект с энергией колебаний $E \sim \epsilon_g$ превышает скорость энергетической релаксации локальных колебаний за счет взаимодействия с решеткой, т.е. выполняется неравенство[1)]:

$$nc_n(E),\ \ pc_p(E) \gg \tau_L^{-1}, \tag{1}$$

где n, p - концентрации электронов и дырок, $c_n(E)$, $c_p(E)$ - коэффициенты захвата электронов и дырок, характеризующие скорость захвата носителей в единице объема на дефект с энергией колебаний E; τ_L - характерное время энергетической релаксации локальных колебаний.

Пусть $N_i(E)$ - число дефектов с энергией колебаний E в i-м зарядовом состоянии: $i = 1$ для дефекта со связанным электроном, $i = 2$ для дефекта без электрона. В стационарных условиях, в пренебрежении кинетической энергией захватываемых и выбрасываемых носителей по сравнению с энергией колебаний, уравнения баланса числа дефектов в состояниях 1, 2 имеют вид

$$\begin{cases} nc_n(E-\epsilon_{TC})N_2(E-\epsilon_{TC}) - [pc_p(E)+e_n(E)]N_1(E) + e_p(E+\epsilon_{TV})N_2(E+\epsilon_{TV}) = 0, & (2а)\\ pc_p(E-\epsilon_{TV})N_1(E-\epsilon_{TV}) - [nc_n(E)+e_p(E)]N_2(E) + e_n(E+\epsilon_{TC})N_1(E+\epsilon_{TC}) = 0. & (2б)\end{cases}$$

---

1) В работе [4] показано, что коэффициент захвата носителей на сильно возбужденный дефект может достигать значений $c \sim 10^{-6}$ см^3/с. Положив, для оценки, $\tau_L \sim 10^{-11}$ с, видим, что неравенство (1) начинает выполняться уже при концентрациях $n, p \sim 10^{18}$ см$^{-3}$.

Здесь $e_n(E)$, $e_p(E)$ - темпы эмиссии электронов и дырок дефектом с энергией колебаний E; ϵ_{TC}, ϵ_{TV} - термические энергии ионизации дефекта с вылетом электрона и дырки, соответственно, ($\epsilon_{TC} + \epsilon_{TV} = \epsilon_g$; см. рисунок).

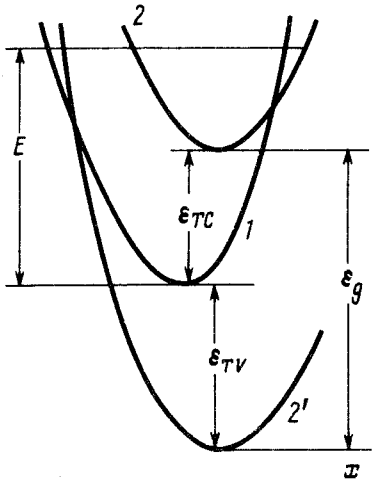

Рис. 1. Схема адиабатических колебательных потенциалов дефекта, иллюстрирующая многофононные переходы, описываемые уравнением (2.а). Потенциалы *2* и *2'* соответствуют наличию и отсутствию свободной электрон-дырочной пары. Потенциал *1* отвечает дефекту со связанным электроном; x - конфигурационная координата локальных колебаний. Система адиабатических потенциалов для уравнения (2.б) может быть построена аналогично

Как показано в [4], коэффициенты эмиссии и захвата носителей сильно возбужденным дефектом (при $E \gtrsim \epsilon_g$) слабо зависят от энергии E. В дальнейшем, для простоты, будем считать эти коэффициенты постоянными. В этом приближении непрерывное решение системы (2), убывающее при $E \to \infty$, имеет вид

$$N_1(E) = A\left(\frac{nc_n pc_p}{e_n e_p}\right)^{E/\epsilon_g}; \quad N_2(E) = \frac{pc_p}{e_p} N_1(E - \epsilon_{TV}), \tag{3}$$

где A - коэффициент, не зависящий от энергии локальных колебаний. Найденные выражения для "хвостов" энергетического распределения удобно переписать в виде

$$N_{1,2}(E) \sim \exp\left\{-\frac{E}{kT^*}\right\}. \tag{4}$$

Введенная эффективная "температура"

$$T^* = \frac{\epsilon_g}{k \ln \frac{N_C^* N_V^*}{np}} \tag{5}$$

характеризует масштаб убывания неравновесного распределения в области больших энергий; эффективные плотности состояний определяются из соотношений: $N_C^* \equiv e_n/c_n$; $N_V^* \equiv e_p/c_p$ и по порядку величины равны

$$N_{C,V}^* \sim \left(\frac{m_{C,V}\,\epsilon_m^{C,V}}{\hbar^2}\right)^{3/2}, \tag{6}$$

где $\epsilon_m^{C,V}$ - средние кинетические энергии, выбрасываемых сильно возбужденным дефектом электронов и дырок, $m_{C,V}$ - их эффективные массы. В [4] показано, что при больших энергиях колебаний ($E \gtrsim \epsilon_g$) энергия ϵ_m удовлетворяет неравенствам[2)] $kT_{e,h} \ll \epsilon_m \ll E$, где $T_{e,h}$ - температуры электронов и дырок.

[2)] Энергию ϵ_m можно оценить из соотношения [4]: $\epsilon_m \sim [\beta(\hbar\omega)^2\epsilon_g]^{1/3}$, где ω - частота локального колебания, β - безразмерная константа связи электрон-фононного взаимодействия.

Обсудим границы применимости найденного решения. Во-первых, при выводе системы (2) пренебрегалось заполнением зонных состояний, что справедливо лишь при условии $\epsilon_m^{C,V} \gg \epsilon_F^{C,V}$, где $\epsilon_F^{C,V}$ - квазиуровни Ферми для электронов и дырок. Во-вторых, условие малости кинетической энергии выбрасываемых носителей по сравнению с энергией колебаний требует выполнения неравенства $\epsilon_m \ll kT^*$. Таким образом, с учетом (5), (6) приходим к ограничениям на концентрации электронов и дырок, определяемым неравенствами:

$$\exp\left\{-\frac{\epsilon_g}{\epsilon_m}\right\} \ll \frac{np}{N_C^* N_V^*} \ll 1, \tag{7}$$

которые, совместно с неравенством (1) определяют область применимости решения (4).

В [5] обсуждался неупругий механизм распыления поверхности твердых тел быстрыми ионами, при котором энергия бомбардирующих частиц передается атомам поверхности посредством возбуждения электронной подсистемы твердого тела. Было установлено, что энергетический спектр распыленных частиц можно аппроксимировать максвелловским распределением с температурой порядка нескольких тысяч градусов, которая, как правило, значительно превышает температуру плавления кристалла.

Такое энергетическое распределение можно объяснить, если предположить, что неупругое распыление связано с разогревом локальных и поверхностных колебаний кристалла при многофононной рекомбинации неравновесных носителей через дефекты, локализованные на поверхности или через поверхностные (таммовские) состояния. Как показано выше, высокоэнергетический "хвост" распределения дефектов характеризуется эффективной "температурой" (5). В условиях больших концентраций неравновесных носителей, которые характерны для неупругого механизма распыления, "температура" T^* для широкозонных полупроводников и диэлектриков может легко достигать нескольких тысяч градусов.

Авторы благодарны В.И.Перелю и М.К.Шейнкману за интерес к данной работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Wheeks J.P., Tully J., Kimerling L.C. Phys. Rev. B, 1975, 12, 3286.
2. Lang D.V., Kimerling L.C. Phys. Rev. Lett., 1974, 33, 489.
3. Абакумов В.Н., Пахомов А.А., Яссиевич И.Н. ФТТ, 1989, 31, 135.
4. Абакумов В.Н., Шейнкман М.К., Пахомов А.А., Яссиевич И.Н. ФТП, 1989, 23, 2232.
5. Баранов И.А., Мартыненко Ю.В., Цепелевич С.О., Явлинский Ю.Н. УФН, 1988, 156, 478.