

01;06;07

Взаимодействие сверхкоротких лазерных импульсов с поверхностью полупроводника

© Е.В. Горбунов

(Поступило в Редакцию 10 января 1995 г.)

В последнее время возрастает внимание к сверхкоротким (длительностью менее 10^{-9} с) импульсами (СКИ) различной физической природы (электромагнитные и акустические импульсы, электронные сгустки и т.д.) [1]. В частности, одним из интересных объектов исследования является формирование сверхкоротких акустических импульсов при воздействии СКИ лазерного излучения (ЛИ) на полупроводниковый материал [2]. В то же время взаимодействие СКИЛИ с материалом имеет специфические особенности, связанные с необходимостью раздельного рассмотрения электронной и решеточной (ионной) подсистем при написании системы определяющих уравнений [3].

В настоящей работе рассматривается процесс взаимодействия СКИЛИ с поверхностью полупроводникового материала и определяются концентрация неравновесных носителей и температуры электронов и ионов в нем как в процессе лазерного воздействия, так и после окончания импульса.

Процесс взаимодействия СКИЛИ с поверхностью полупроводникового материала будем описывать следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - \frac{n}{\tau_{рек}},$$

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \lambda_e \Delta T_e - G(T_e - T_i) + (1 - \beta) E_g \frac{n}{\tau_{рек}},$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda_i \Delta T_i + G(T_e - T_i) + \beta E_g \frac{n}{\tau_{рек}}.$$

Здесь n — концентрация неравновесных носителей; T_e и T_i — температура в электронной и ионной подсистемах; C_e и C_i , λ_e и λ_i — соответственно электронные и ионные коэффициенты теплоемкости и теплопроводности; D — коэффициент диффузии носителей; G — коэффициент перекачки энергии от электронов к ионной решетке; E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника; $\tau_{рек}$ — время рекомбинации электроннодырочных пар; β — доля выделившейся при рекомбинации энергии, переходящей в энергию ионной решетки. Граничные условия, дополняющие систему определяющих уравнений, состоят в равенстве нулю концентрации носителей и температур электронов и решетки и их градиентов вне полупроводника и в полупроводнике на бесконечном удалении от облучаемой поверхности. Кроме того, на облучаемой поверхности полупроводника выполняются

условия

$$-\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial x} = (1 - \eta)(1 - R) I(x = 0, y, z, t),$$

$$-D \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\eta(1 - R)}{E_g} I(x = 0, y, z, t),$$

а начальные условия приняты в обычной постановке

$$n(\mathbf{r}, t) = 0, \quad T_e(\mathbf{r}, t) = T_i(\mathbf{r}, t) = 0, \quad t \leq 0.$$

В граничных условиях на поверхности учтен коэффициент отражения излучения R и принято во внимание, что из общей поглощенной интенсивности $(I - R)I$ лишь часть η идет на образование пар электрон-дырка, а остальная часть $(I - \eta)$ расходуется на разогрев образовавшихся электронов.

Применяя двойное преобразование Фурье по координатам y, z и cos-фурье-преобразование по координате x , одновременно проведем обезразмеривание. Представляя $t = \Delta t \cdot t$, $x, y, z = \Delta x(x, y, z)$, $T_{e,i} = \Delta T \cdot T_{e,i}$, $n = \Delta n \cdot n$, $I = \Delta I \cdot I$, получаем с учетом граничных условий для

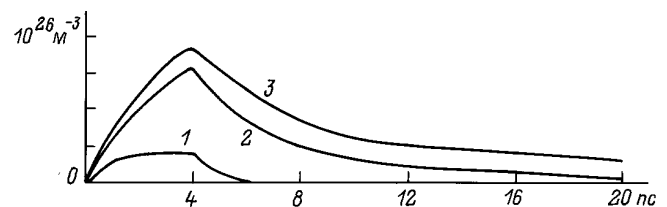


Рис. 1. Зависимость концентрации неравновесных носителей от времени при воздействии СКИЛИ на удалении 0.1 мкм от поверхности. $\tau = 4$ пс, $I = 8 \cdot 10^{12}$ Вт/м²; $\tau_{рек} = 0.7$ (1), 7 (2), 20 пс (3).

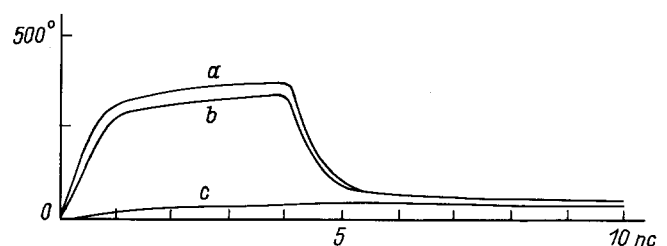


Рис. 2. Зависимость температуры электронов (a, b) и решетки (c) от времени при действии СКИЛИ на удалении 0.1 мкм от поверхности. $\tau = 4$ пс, $I = 8 \cdot 10^{12}$ Вт/м²; $\tau_{рек} = 0.7$ (a), 7 пс (b).

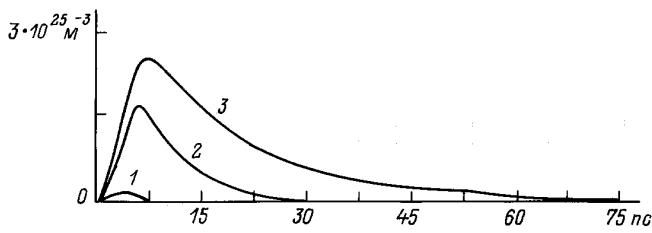


Рис. 3. Зависимость концентрации неравновесных носителей от времени при воздействии СКИЛИ на удалении 0.5 мкм от поверхности и при тех же τ и I . $\tau_{рек} = 0.7$ (1), 7 (2), 20 пс (3).

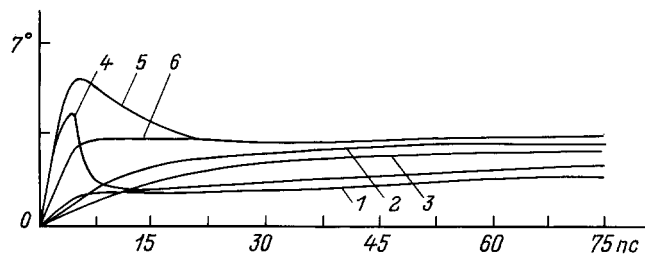


Рис. 4. Зависимость температуры решетки (1–3) и электронов (4–6) от времени при действии СКИЛИ на удалении 0.5 мкм от поверхности и при тех же τ и I . $\tau_{рек} = 0.7$ (1, 4), 7 (2, 5), 20 пс (3, 6).

Фурье-образов искомых функций в безразмерных уже переменных ($\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$)

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = -k^2 F d \cdot n^* - N n \cdot n^* + \sqrt{\frac{2}{\pi}} I n F d \cdot I^*(k_y, k_z, t),$$

$$\frac{\partial T_e^*}{\partial t} = -k^2 F_o^e - G_o(T_e^* - T_i^*) + N e \cdot n^* + \sqrt{\frac{2}{\pi}} F_o^e I e I^*(k_y, k_z, t),$$

$$\frac{\partial T_i^*}{\partial t} = -k^2 F_o^i T_i^* + L i(T_e^* - T_i^*) - N i \cdot n^*.$$

При этом введены следующие безразмерные параметры:

$$F_o^e = \frac{\lambda_e \Delta t}{C_e \Delta x^2}, \quad F_o^i = \frac{\lambda_i \Delta t}{C_i \Delta x^2}, \quad F d = D \frac{\Delta t}{\Delta x^2},$$

$$N n = \frac{\Delta t}{\tau_{рек}}, \quad G_o = \frac{G}{C_e \Delta t}, \quad L o = \frac{G}{C_i \Delta t},$$

$$N e = \frac{(1 - \beta) E_g \Delta n \Delta t}{\tau_{рек} C_e \Delta T}, \quad N i = \frac{\beta E_g \Delta n \Delta t}{\tau_{рек} C_i \Delta t},$$

$$I n = \frac{\eta(1 - R) \Delta I \Delta x}{D \Delta n E_g}, \quad I e = \frac{(1 - \eta)(1 - R) \Delta I \Delta x}{\lambda_e \Delta T}.$$

Для фурье-образа концентрации решение имеет вид:

$$n^*(\mathbf{k}, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} I n \cdot F n \int_0^\infty I^*(m) \exp((k^2 F d - N n)(m - t)) dm,$$

а электронная температура вычисляется по формуле

$$T_e^*(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{L o} \frac{\partial T_i}{\partial t} + \frac{k^2 F_o^i + L o}{L o} T_i^* - \frac{N i}{L o} n^*.$$

Фурье-образ решеточной температуры определяется из решения уравнения

$$\frac{\partial^2 T_i^*}{\partial t^2} + A \frac{\partial T_i^*}{\partial t} + B T_i^* = C n^* + \sqrt{\frac{2}{\pi}} E I^*(k_y, k_z, t),$$

где множители A, B, C, E являются выражениями, состоящими из ранее введенных безразмерных параметров.

Окончательное выражение для искомых температур и концентрации имеет громоздкий вид. Приведем в качестве примера формулы для одномерного случая, когда координата x направлена нормально к поверхности, облучаемой СКИЛИ прямоугольной формы длительностью τ с интенсивностью I ,

$$n(x, t) = I \int_0^\infty \cos(k_x x) A_1 f_1(\Omega t) dk_x,$$

$$T_e(x, t) = I \int_0^\infty \cos(k_x x) [A_2 f_2(s_1 t) + A_3 f_3(s_2 t) + A_4 f_1(\Omega t)] dk_x,$$

$$T_i(x, t) = I \int_0^\infty \cos(k_x x) [A_5 f_2(s_1 t) + A_6 f_3(s_2 t) + A_7 f_1(\Omega t)] dk_x.$$

Здесь $s_1, s_2, A_1 - A_7, f_1 - f_2$ — выражения и функции, определяемые безразмерными параметрами и параметром интегрирования $k_x, \Omega = k_x^2 F d + N n$. Результаты расчетов по приведенной модели представлены на рис. 1–4 для "усредненного" полупроводника, в качестве тепло-физических параметров которого приняты средние значения соответствующих величин. На рис. 1 отражено влияние времени рекомбинации $\tau_{рек}$ на динамику концентрации носителей на удалении 0.1 мкм от поверхности: с увеличением $\tau_{рек}$ возрастает как пиковое значение, так и время существования повышенной концентрации носителей. Из рис. 2, где представлены температура электронов (a, b) и решетки (c) для тех же условий облучения, следует, что влияние $\tau_{рек}$ на температуру решетки незначительно, в то время как величина электронной температуры более чувствительна к $\tau_{рек}$.

На рис. 3, 4 показаны концентрации и температуры на удалении 0.5 мкм от облучаемой поверхности. Из графиков видно, что по мере удаления от поверхности происходит смещение положения максимума концентрации и температуры электронов, причем тем больше, чем больше время рекомбинации носителей (до 7.5 пс для $\tau_{рек} = 20$ пс).

Список литературы

- [1] *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемто-секундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
- [2] *Аванесян С.М., Гусев В.Э.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 6. С. 1241–1249.
- [3] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.