Таким образом, интенсивность излучения горячих электронов существенно зависит не только от степени разогрева электрическим полем, но и от характера взаимодействия их с фононами.

Список литературы

[1] Воробьев Л. Е., Стафеев В. И. // Физика полупроводников. 1968. № 7. С. 1045—1048.
[2] Воробьев Л. Е. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1291—1298.
[3] Матулис А., Чепис А. // Горячие электроны в полупроводниках. Горький, 1983. С. 44.
[4] Левинсон И. Б. // Горячие электроны в полупроводниках. Горький, 1983. С. 82.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 6.07.1988
Принято к печати 8.01.1990

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

УСИЛЕНИЕ ГИПЕРЗВУКА ПРИ МЕЖПРИМЕСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Вязовский М. В.

Процессы генерации акустических и оптических фононов в полупроводниках при взаимодействии сильной электромагнитной волны с колебаниями решетки через электронную подсистему широко обсуждаются в последнее время [1, 2]. Основное внимание при этом уделяется изучению условий, при которых фононная подсистема становится неустойчивой и, следовательно, происходит генерация или усиление отдельных мод колебаний решетки.

Все эти процессы можно разделить на два вида. К первому относятся те процессы генерации фононов, которые вызываются параметрическим взаимодействием звуковой волны с волнами других элементарных возбуждений и электромагнитным излучением. При резонансе энергия звуковой волны возрастает за счет поступления энергии от других волн и электромагнитного излучения [1, 2]. Ко второму виду относятся такие процессы, в которых электронная подсистема непосредственно поглощает энергию электромагнитной волны. Это — процессы генерации фононов при внутризонном поглощении электромагнитной волны [3, 4], при межзонном поглощении света в полупроводниках с непрямой запрещенной зоной [5], при примесном поглощении электромагнитного излучения в полупроводниках и диэлектриках [6]. В этом сообщении мы рассмотрим возможность генерации или усиления гиперзвуковой волны при межпримесном поглощении света в полупроводниках с непрямой запрещенной зоной.

Пусть в частично или полностью компенсированном полупроводнике с непрямой запрещенной зоной (типа кремния) происходит поглощение света донорно-акцепторными парами, сопровождаемое испусканием и поглощением фононов. Расположение пар будем считать случайным, в качестве функции распределения пар по расстоянию R между парами возьмем закон распределения непосредственного соседа

$$W = 4\pi n_1 R^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\pi R^3 n_1\right) \tag{1}$$

и предположим, что $n_1 \ll n_2$, где n_1, n_2 — концентрации доноров и акцепторов. Донорно-акцепторные пары будем рассматривать в одноэлектронном приближении. Пренебрегая анизотропией тензора обратной эффективной массы в зоне проводимости и вырождением валентной зоны, волновые функции основных состояний донора и акцептора запишем в виде

$$\Psi_D^j(\mathbf{r}) = (\pi a_1^3)^{-1/2} \exp\left(-\frac{r}{a_1}\right)\Psi_{K_j}^c(\mathbf{r}),\quad \Psi_A(\mathbf{r}) = (\pi a_2^3)^{-1/2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}{a_2}\right)\Psi_0^v(\mathbf{r}), \tag{2}$$

где $\Psi^c_{K_j}(\mathbf{r})$ — блоховская волновая функция, относящаяся к j-му эквивалентному минимуму зоны проводимости ($j=1, 2 \ldots s$, s — число эквивалентных минимумов), а $\Psi^v_0(\mathbf{r})$ — блоховская функция в точке $K=0$ валентной зоны. В дальнейшем предположим, что $a_1=a_2=a$.

Уравнение баланса для чисел заполнения фононов имеет вид

$$\frac{dn_{\mathbf{q}}}{dt}=\Gamma_{\mathbf{q}}\cdot n_{\mathbf{q}}+\mathfrak{G}_{\mathbf{q}}, \tag{3}$$

где коэффициент затухания $\Gamma_{\mathbf{q}}=\Gamma^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}+\Gamma^{\mathrm{ph}}_{\mathbf{q}}$ описывает индуцированные, а скорость генерации $\mathfrak{G}_{\mathbf{q}}=\mathfrak{G}^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}+\mathfrak{G}^{\mathrm{ph}}_{\mathbf{q}}$ — спонтанные переходы. Здесь $\Gamma^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}$, $\mathfrak{G}^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}$ — слагаемые, определяемые электрон-фононным взаимодействием, а $\Gamma^{\mathrm{ph}}_{\mathbf{q}}$, $\mathfrak{G}^{\mathrm{ph}}_{\mathbf{q}}$ — фонон-фононным взаимодействием.

В случае слабого электрон-фононного взаимодействия и не слишком сильной электромагнитной волны ограничимся учетом однофононных и однофотонных процессов. Будем также рассматривать случай низких температур, при которых все доноры будут скомпенсированы.

Находя по теории возмущений вероятности переходов электрона с акцепторного уровня на донорный с испусканием и поглощением фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$ и учитывая случайный характер расположения пар, получим для коэффициента затухания выражение

$$\Gamma^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}=\int\limits_0^\infty 4\pi n_1 R^2\exp\left(-\frac{4}{3}\pi R^3\right)\Gamma^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}(R)\,dR, \tag{4}$$

где

$$\Gamma^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}(R)=\frac{e^2B_q n_2' a^3\,|P_{cv}(0)|^2}{2ns\hbar m^2\varepsilon}\sum_{\tau}\frac{1}{\omega\left(\hbar\omega_{\mathbf{q}}+\dfrac{e^2}{\varepsilon_0 R}-E_1\right)}\times$$
$$\left\{\left|\int\frac{e^{i\mathbf{K}\mathbf{R}}d^3K}{(1+a^2K^2)^2(1+a^2(\mathbf{K}-\mathbf{K}_2+\mathbf{q})^2)^2}\right|^2 n_\tau\delta\left(\hbar\omega-\Delta+\hbar\omega_{\mathbf{q}}-\frac{e^2}{\varepsilon_0 R}\right)-\right.$$
$$\left.-\left|\int\frac{e^{i\mathbf{K}\mathbf{R}}d^3K}{(1+a^2K^2)^2(1+a^2(\mathbf{K}-\mathbf{K}_1-\mathbf{q})^2)^2}\right|^2 n_\tau\delta\left(\hbar\omega-\Delta-\hbar\omega_{\mathbf{q}}-\frac{e^2}{\varepsilon_0 R}\right)\right\}. \tag{5}$$

Здесь e, m — заряд и масса электрона, $P_{cv}(\mathbf{K})$ — матричный элемент дипольного междузонного перехода, $B_{\mathbf{q}}$ — член, содержащий константу электрон-фононного взаимодействия, $\Delta=E_D-E_A$ — разность энергий основных состояний донора и акцептора, $\mathbf{K}_1$, $\mathbf{K}_2$ — точки эквивалентных минимумов энергии в зоне проводимости в $\mathbf{K}$-пространстве, при этом $\mathbf{K}_1=-\mathbf{K}_2$, n_τ — число фотонов с волновым вектором $\boldsymbol{\tau}$, n_2' — концентрация заряженных акцепторов, $E_1=E^c(0)-E_D$, ε_0 и ε — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости. При выводе (5) отброшена сумма по дискретным уровням энергии примесей, дающая лишь малую поправку, и предполагалось, что

$$\frac{\hbar^2K_1^2}{2m_v}\gg E_1\gg\frac{\hbar^2}{2m_c a^2},\quad E_1+\Delta-\hbar\omega\gg\frac{\hbar^2}{2m_c a^2},\quad |\mathbf{q}+\mathbf{K}_1|\leqslant\frac{1}{a},\quad a\gg d,$$

где m_c (m_v) — эффективная масса в зоне проводимости (валентной зоне), d — постоянная решетки. Учтено также, что основной вклад в интегралы дает область $K\leqslant 1/a$. Эти интегралы вычислим при $\mathbf{q}=-\mathbf{K}_1$ (в этом случае их значения будут максимальны). Для монохроматического света получим

$$\Gamma^{\mathrm{e}}_{\mathbf{q}}(R)=\frac{(2\pi)^3e^2B^2_{\mathbf{q}}\,|P_{cv}|^2\,n_2'R^4}{9sm^2\sqrt{\varepsilon}\,c\hbar\omega^2a^4}I\,e^{-\frac{2R}{a}}\times$$
$$\times\left[\frac{\delta\left(\hbar\omega-\Delta+\hbar\omega_{\mathbf{q}}-\dfrac{e^2}{\varepsilon_0 R}\right)}{\left(E_1+\hbar\omega_{\mathbf{q}}-\dfrac{e^2}{\varepsilon_0 R}\right)^2}-\frac{\delta\left(\hbar\omega-\Delta-\hbar\omega_{\mathbf{q}}-\dfrac{e^2}{\varepsilon_0 R}\right)}{\left(E_1-\hbar\omega_{\mathbf{q}}-\dfrac{e^2}{\varepsilon_0 R}\right)^2}\right], \tag{6}$$

где I — интенсивность световой волны. Так как мы рассматриваем случай коротких длин звуковых волн, сравнимых с постоянной решетки, выражение для $B_{\mathbf{q}}$, определяющее электрон-фононное взаимодействие в изотропном случае, можно взять в виде $B_{\mathbf{q}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\omega_{\mathbf{q}}}}\frac{D}{d}$ [7], где D — константа взаимодействия, ρ — плотность, $\omega_{\mathbf{q}} = v\mathbf{q}$, v — скорость звука. Подставляя (6) в (4), получим

$$\Gamma_{\mathbf{q}}^{e} = \frac{8\pi^2 \mathbf{q} D\,|P_{cv}|^2 \varepsilon_0 n_1 n_2' I}{9sm^2 c\rho v\omega^2 a^4 \sqrt{\varepsilon}\,(E_1 + \Delta - \hbar\omega)^2}\left(R_2^8 e^{-\frac{2R_2}{a}} - R_1^8 e^{-\frac{2R_1}{a}}\right), \tag{7}$$

где

$$R_1 = \frac{e^2}{\varepsilon_0}\frac{1}{\hbar\omega - \Delta - \hbar\omega_{\mathbf{q}}}, \quad R_2 = \frac{e^2}{\varepsilon_0}\frac{1}{\hbar\omega - \Delta + \hbar\omega_{\mathbf{q}}}. \tag{8}$$

Коэффициент электронного затухания гиперзвука $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e}$ станет отрицательным, когда второе слагаемое в (7) будет больше первого. Введя обозначение

$$x = \frac{\hbar\omega - \Delta - \hbar\omega_{\mathbf{q}}}{\hbar\omega - \Delta + \hbar\omega_{\mathbf{q}}}, \tag{9}$$

перепишем выражение (7) в виде

$$\Gamma_{\mathbf{q}}^{e} = A(\omega)\left(x^8 e^{b\frac{(1-x)^2}{x}} - 1\right), \tag{10}$$

где $b = e^2/\varepsilon_0 a\hbar\omega_{\mathbf{q}}$. $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e}$ будет отрицательным в области $x_0 < x < 1$, где x_0 — положительный корень уравнения

$$x^8 \exp\left(b\frac{(1-x)^2}{x}\right) = 1. \tag{11}$$

При выполнении условия $e^2/8\varepsilon_0 a\hbar\omega_{\mathbf{q}} \ll 1$ $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e}$ будет отрицательным для $\hbar\omega > \Delta + \hbar\omega_{\mathbf{q}}$. В другом предельном случае, когда $e^2/8\varepsilon_0 a\hbar\omega_{\mathbf{q}} \gg 1$, $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e} < 0$ при $\hbar\omega > \Delta + e^2/4\varepsilon_0 a$. Для мелких примесных уровней эти условия не выполняются. В этом случае уравнение (10) необходимо решать численно. Взяв типичные значения величин $\hbar\omega_{\mathbf{q}} = 10^{-2}$ эВ, $a = 10^{-7}$ см, $\varepsilon_0 = 10$, получим $x_0 = 0.58$ и $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e} < 0$ при $\hbar\omega > \Delta + 3.8\hbar\omega_{\mathbf{q}}$.

Порог генерации или усиления гиперзвука определяется равенством

$$-\Gamma_{\mathbf{q}}^{e} = \Gamma_{\mathbf{q}}^{ph}. \tag{12}$$

Решеточный коэффициент затухания $\Gamma_{\mathbf{q}}^{ph} = \tilde{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph} + \bar{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$ определяется фонон-фононным рассеянием $\tilde{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$ и рассеянием на примесях $\bar{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$. При низких температурах (для $T \ll T_D$, T_D — температура Дебая) $\tilde{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$ для продольных акустических фононов зависит от температуры, как T^4, и при гелиевых температурах становится значительно меньше величины $\bar{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$. Для поперечных акустических фононов зависимость $\tilde{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$ от температуры еще более сильная — экспоненциальная [8]. Поэтому при оценке величины инкремента нарастания примем во внимание только рассеяние на примеси. Рассеяние коротковолновых фононов на мелких акцепторах в кремнии и германии теоретически и экспериментально рассматривалось в [9]. При концентрации примеси $n = 10^{18}$ см$^{-3}$ без учета изотопического рассеяния $\bar{\Gamma}_{\mathbf{q}}^{ph}$ составляет 10^7 с$^{-1}$.

Оценим величину инкремента нарастания — $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e}$. Для полупроводников типа кремния $D = 10$ эВ, $a = 10^{-7}$ см, $\varepsilon_0 = 10$, $\Delta = 1$ эВ, $|P_{cv}|^2 = 2mE_g$, $E_g = 1$ эВ, $v = 10^5$ см/с, $q = K_1 = \pi 10^8$ см$^{-1}$, $\hbar\omega = 1.1$ эВ, $n_1 \simeq n_2' = 10^{18}$ см$^{-3}$. При $I = 10^{11}$ Вт/см^2 находим $-\Gamma_{\mathbf{q}}^{e} = 2\cdot 10^7$ см$^{-1}$.

Так как вычисление величины $\Gamma_{\mathbf{q}}^{e}$ проведено при условии постоянства температуры, необходима оценка длительности лазерного импульса Δt, достаточной, с одной стороны, чтобы развилась неустойчивость фононной подсистемы, а с другой — чтобы за время Δt образец не слишком сильно нагрелся. Первое условие приводит к неравенству $\exp|\Gamma_{\mathbf{q}}^{e}|\Delta t \gg 1$, а второе — к неравенству $k_B \Delta T \ll E_g$ (ΔT — изменение температуры образца за время Δt, E_g — ширина запрещенной зоны, k_B — постоянная Больцмана). Находя ΔT из равенства $C_p \Delta T = \hbar\omega \int\limits_0^{\Delta t} w dt$, где C_p — теплоемкость образца, w — число электронных переходов за 1 с, и приняв $C_p = 10^7$ эрг/см^3 · град, получим $10^{-7} \leqslant \Delta t \leqslant 10^{-5}$ с.

Список литературы

[1] Во Хонг Ань. Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. М., 1985. 196 с.
[2] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.
[3] Эпштейн Э. М. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 13. В. 9. С. 511—513.
[4] Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. В. 4. С. 1589—1599.
[5] Вязовский М. В. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 1. С. 194—197.
[6] Павлович В. В., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 7. С. 2141—2145.
[7] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
[8] Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М., 1975. 453 с.
[9] Эльбаум Ч., Фьелдли Т., Ишигуро Т. // Физика фононов больших энергий. М., 1976. С. 112—121.

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. С. Серафимовича

Получено 31.07.1989
Принято к печати 8.01.1990

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЗАРЯДА ПОДЗАТВОРНОГО ДИЭЛЕКТРИКА В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК

Крылов Д. Г., Ладыгин Е. А.

При воздействии быстрых электронов на структуру металл—диэлектрик—полупроводник в ней наблюдается ряд физических процессов: генерация поверхностных состояний (ПС) на границе раздела полупроводник—диэлектрик, накопление заряда в подзатворном диэлектрике и образование радиационных центров в полупроводниковой подложке [1]. Типичным диэлектриком в структурах металл—диэлектрик—полупроводник является термический окисел кремния (МОП структура). Накопление зарядов в окисле и на границе раздела вызывает сдвиг характеристик МОП структуры — вольтфарадных (МОП конденсатор) или подпороговых ВАХ (МОП транзистор). Разделить вклады зарядов трудно из-за сложности определения заряда ПС (границы раздела). В ряде работ [2, 3] предложен способ оценки заряда подзатворного окисла, основанный на предположении о том, что заряд ПС равен нулю при совпадении на границе раздела кремний—окисел кремния уровня Ферми с серединой запрещенной зоны кремния. Заряд окисла легко определяется из сдвига напряжения, при котором выполняется это условие совпадения. Данный способ применим в измерениях ВФХ, но при снятии подпороговых ВАХ сложно реализовать условие совпадения из-за наличия токов утечки, а экстраполяция характеристики является процедурой сложной и значительно снижает точность оценки. В данной работе предлагается иной способ оценки заряда окисла применительно к комплементарным МОП структурам.

Особенность технологии КМОП структур заключается в том, что подзатворный окисел n- и p-канальных транзисторов создается одновременно [4]. В ряде работ [1, 5] показано, что при уровнях легирования кремниевой подложки до 10^{16} см$^{-3}$ тип проводимости, характер и концентрация легирующей примеси слабо влияют на свойства подзатворного окисла и границы раздела. Поэтому можно предположить, что заряды подзатворного окисла n- и p-канальных транзисторов КМОП структуры одинаковы.