# О ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**Захарова А. А., Рыжий В. И.**

Показано, что в поверхностном слое полупроводника, освещаемого лазерным излучением, возможна генерация акустических колебаний решетки в условиях, когда концентрация электронно-дырочной плазмы существенным образом контролируется оже-процессами. Учитывается зависимость скорости оже-рекомбинации от параметров зонной структуры полупроводника, которые меняются при деформации. Исследованы два механизма акустической неустойчивости, связанные с деформационным и тепловым механизмами смещения в звуковой волне соответственно.

В последнее время интенсивно теоретически и экспериментально исследуются процессы образования статических структур на поверхности полупроводников [1–6], генерации поверхностных акустических [6–8] и электромагнитных волн [9] под действием лазерного излучения. Повышенный интерес к этого рода явлениям обусловлен тем, что аналогичная ситуация имеет место при лазерном отжиге полупроводников. Возникновение нетривиальных пространственно неоднородных режимов можно объяснить развитием различного рода неустойчивостей термодинамически сильно неравновесной системы поверхностного слоя полупроводника, образующейся при межзонном поглощении света. В этих условиях энергия падающего излучения передается электронно-дырочной плазме (ЭДП), концентрация которой $n$ сильно отличается от равновесной, последующие процессы рекомбинации и релаксации энергии ЭДП приводят к неравновесности также и решеточной (фононной) подсистемы. В работе [3] исследована неустойчивость однородного вдоль поверхности состояния по отношению к образованию структуры с периодическим чередованием полупроводниковой и металлических фаз с учетом концентрационной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника и его диэлектрической проницаемости. В этом случае период структуры при нормальном падании света равен длине его волны, а направление волнового вектора определяется поляризацией света. Аналогичная неустойчивость по отношению к периодическому расслоению температуры решетки поверхностного слоя, обусловленная дифракцией падающего света на флуктуационном периодическом изменении диэлектрической проницаемости и соответствующей модуляцией поглощающейся мощности, изучена в работе [4]. Такие структуры с периодом, определяющимся длиной волны излучения, наблюдались, например, авторами работ [2–9]. В ряде экспериментов (см., например, [1]) период структур не зависел от длины волны и поляризации света. Такие пространственно неоднородные режимы рассчитывались, например, в работах [5–7]. В работе [5] проведен анализ расслоения температуры и концентрации ЭДП полупроводника, обусловленного термодиффузионными эффектами. Однако в плотной ЭДП могут быть существенны эффекты, связанные с взаимодействием электронов и дырок с акустическими фононами через потенциал деформации. Это может также приводить к образованию структур и генерации звука [6, 7], что наблюдалось авторами работы [8]. Неустойчивости, рассмотренные в [6], возможны при сильной зависимости коэффициента поглощения и, следовательно, величины поглощающейся мощности света от ширины запрещенной зоны полупроводника. Величина последней определяется как деформацией, так и концентрацией ЭДП. Однако, если толщина образующейся структуры равна или больше длины поглощения излучения, средняя по толщине поверхностного слоя скорость генерации электронно-дырочных пар постоянна и не зависит от коэффициента поглощения света. В этих условиях представляют интерес механизмы акустической неустойчивости, рассмотренные в работе [7]. В [7] полагалось, что концентрация ЭДП существенным образом контролируется оже-процессами, что естественно в случае плазмы высокой плотности. В указанной работе подробно исследована акустическая неустойчивость резонансного типа, возникающая при пересечении двух слабо затухающих ветвей колебаний: акустической и концентрационных колебаний ЭДП, которые могут быть слабозатухающими в условиях ее оже-разогрева. При достаточно высоких температурах решетки $T \gg \varepsilon_g \tau_\varepsilon / \tau_R$, где $\varepsilon_g$ — ширина запрещенной зоны полупроводника, $\tau_R$ — время релаксации энергии ЭДП, $\tau_R$ — время рекомбинации, оже-разогревом можно пренебречь. Поэтому для объяснения результатов экспериментальной работы [8], в которой сообщается о пороговой генерации акустических волн при комнатной температуре при освещении поверхности GaAs лазерным излучением, представляет интерес механизм второй неустойчивости, рассмотренной в работе [7], которую мы будем называть деформационной. В настоящей работе исследуются два механизма неустойчивости сильно неравновесной системы поверхностного слоя полупроводника к акустическим возмущениям с учетом взаимодействия электронов и дырок с акустическими фононами через потенциал деформации и зависимости от последнего величины $\tau_R$. Первая из них (деформационная неустойчивость [7]) развивается в результате модуляции $\tau_R$ и концентрации ЭДП флуктуацией деформации и непосредственного влияния электронов и дырок на решетку через потенциал деформации; вторая неустойчивость (деформационно-тепловая) — из-за того, что модуляция $n$, возникающая при деформации решетки, приводит к изменению скорости передачи энергии от ЭДП решетке и соответствующей модуляции $T$. Последняя при учете теплового расширения приводит к изменению деформации.

Рассматриваемая неравновесная система в одномерном случае описывается следующими уравнениями:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \Lambda \frac{\partial n}{\partial x} - \beta_T K \frac{\partial T}{\partial x}, \quad c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = (\hbar\omega - \varepsilon_g) g + \varepsilon_g \left(R_A + \frac{n}{\tau}\right) - a(T - T_0) + \frac{\partial}{\partial x} \varkappa \frac{\partial T}{\partial x},$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - \frac{n}{\tau} - \gamma n^2 - R_A + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \tag{1}$$

$$j_n = enD \frac{\Lambda}{2T} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + eD \frac{\partial n}{\partial x}.$$

Здесь мы считаем, что выполняется условие квазинейтральности, средние по толщине концентрации электронов и дырок равны $n$ и существенно превышают соответствующие равновесные значения, $T$ — средняя по толщине температура решетки в поверхностном слое полупроводника, $u$ — смещение в акустической волне, распространяющейся вдоль поверхности в направлении оси $x$, $\rho$ — плотность, $K$ — модуль упругости, $\beta_T$ — коэффициент линейного расширения, $\Lambda = D_C - D_V$, где $D_C$, $D_V$ — константы деформационного потенциала зоны проводимости и валентной зоны, $c$ — теплоемкость, $g$ — скорость генерации электронно-дырочных пар, которую мы считаем постоянной, $\hbar\omega$ — энергия кванта падающего излучения ($\hbar\omega > \varepsilon_g$), $a$ — коэффициент теплоотвода, $T_0$ — температура окружающей среды, $R_A$ — скорость оже-рекомбинации, $\tau$ — время рекомбинации через примеси и дефекты, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, $D$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $e = |e|$ — заряд электрона, $\gamma$ — коэффициент излучательной рекомбинации, $j_n$ — плотность тока электронов в пренебрежении термотоком.

В полупроводниках $A^{III}B^{V}$, таких как GaAs, InP, с узкой запрещенной зоной и $\Delta \ll \varepsilon_g$ (где $\Delta$ — энергия спин-орбитального расщепления) при $T \geqslant 300$ К преобладает механизм оже-рекомбинации электронно-дырочной пары с передачей энергии тяжелой дырке, которая переходит в отщепленную зону [10, 11]. Тогда $R_A \simeq \beta_A n^3 e^{-\varepsilon_i/T}$, где $\varepsilon_i \simeq \varepsilon_g m_c/m_h$ — пороговая энергия оже-рекомбинации, $m_c$, $m_h$ — эффективные массы электрона и тяжелой дырки соответственно, $\beta_A$ — плавная функция $T$. Для нахождения скорости оже-рекомбинации в деформированном кристалле воспользуемся четырехзонной моделью Кейна [12]. Подставляя значение ширины запрещенной зоны в деформированном полупроводнике $\varepsilon_g + \Lambda \partial u/\partial x$ в секулярное уравнение и полагая $\Delta \ll E_g$, находим

$$\varepsilon_c(\mathbf{k}) = -\frac{\varepsilon_g}{2} + \frac{\varepsilon_g}{2}\left(1 + \frac{2\hbar^2\mathbf{k}^2}{m_c\varepsilon_g}\right)^{1/2} + \frac{\frac{1}{2}\Lambda \partial u/\partial x}{\left(1 + \frac{2\hbar^2\mathbf{k}^2}{m_c\varepsilon_g}\right)^{1/2}} - \frac{1}{2}\Lambda\partial u/\partial x, \qquad \varepsilon_h(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_h}. \tag{2}$$

Здесь $\varepsilon_c(\mathbf{k})$, $\varepsilon_h(\mathbf{k})$ — кинетическая энергия электрона и тяжелой дырки соответственно, величину $\Lambda\partial u/\partial x$ мы считаем малой; кинетическая энергия дырки в отщепленной зоне в области энергий, больших $\varepsilon_g$, равна $\varepsilon_c(\mathbf{k})$. Используя (2), стандартным образом находим пороговую энергию и скорость оже-рекомбинации в деформированном кристалле

$$\varepsilon_i \simeq \varepsilon_g m_c/m_h + 2m_c/m_h \Lambda \partial u/\partial x, \qquad R_A \simeq \beta_A n^3 e^{-\varepsilon_i/T}. \tag{3}$$

При $\varepsilon_i \gg T$ зависимостью $\beta_A$ от деформации можно пренебречь.

Однородное вдоль поверхности полупроводника стационарное решение системы (1) определяется уравнениями

$$\begin{gathered} g = R_A + \gamma n^2 + n/\tau, \\ (\hbar\omega - \varepsilon_g)\, g + \varepsilon_g (R_A + n/\tau) = a (T - T_0). \end{gathered} \tag{4}$$

Исследуем на устойчивость это однородное распределение концентрации $n$ и температуры $T$ к акустическим возмущениям.

Линеаризуя (1), получаем следующую систему уравнений для флуктуаций концентрации $\Delta n$, температуры $\Delta T$ и смещения $u$:

$$\begin{gathered} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\Lambda}{\rho}\frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\beta_T K}{\rho}\frac{\partial \Delta T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \frac{\Delta n \varepsilon_g}{c\rho}(\tau_A^{-1} + \tau^{-1}) - \frac{\Delta T}{c\rho}\left(a - \frac{n}{3\tau_A}\frac{\varepsilon_i\varepsilon_g}{T^2}\right) + \frac{\Lambda}{T}\frac{2}{3}\frac{\varepsilon_i n}{c\rho\tau_A}\frac{\partial u}{\partial x} + \chi\frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2}; \\ \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_R} - \frac{\Delta T \varepsilon_i}{T^2}\frac{n}{3\tau_A} + \frac{\Lambda}{T}\frac{2\varepsilon_i}{2\varepsilon_g}\frac{n}{\tau_A}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\Lambda}{2T} n D \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + D\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2}. \end{gathered} \tag{5}$$

Здесь $s = (K/\rho)^{1/2}$ — скорость звука, $\tau_A^{-1} = 3R_A/n$, $\varepsilon_i \gg T$, $\tau_R^{-1} = \tau^{-1} + \tau_A^{-1} + 2\gamma n$, $\chi = \varkappa/c\rho$ — коэффициент температуропроводности. Полагая $\Delta n$, $\Delta T$, $u \sim e^{-i\omega t + iqx}$, находим дисперсионное уравнение

$$\begin{gathered} (-\omega^2 + s^2q^2)\{(i\omega - \tau_R^{-1} - q^2D)(i\omega - a/c\rho + \tau_T^{-1} - q^2\chi) + (\tau^{-1} + \tau_A^{-1})\tau_T^{-1}\} + \frac{2}{3}\frac{\Lambda}{T}q^2\frac{\varepsilon_i n\beta_T}{c\rho^2\tau_A} \times \\ \times \left\{i\omega - \tau_R^{-1} - \tau_A^{-1} - \tau^{-1} - q^2D\left[1 - \frac{3}{4}\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_i}(\tau_A^{-1} + \tau^{-1})/\tau_A^{-1}\right]\right\} - \\ - \frac{q^2\Lambda^2 n}{T\rho}\left\{\left(\frac{2}{3}\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_g\tau_A} - \frac{q^2D}{2}\right)(i\omega - a/c\rho + \tau_T^{-1} - q^2\chi) + \frac{2}{3}\tau_A^{-1}\tau_T^{-1}\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_g}\right\} = 0. \end{gathered} \tag{6}$$

Здесь $\tau_T^{-1} = \tau_A^{-1}\dfrac{n}{3c\rho}\dfrac{\varepsilon_i\varepsilon_g}{T^2} \ll \tau_A^{-1}$.

Используя (6) и считая разогрев решетки инерционным ($\tau_T^{-1}$, $a/c\rho \ll \tau_R^{-1}$, $\omega$), находим инкремент нарастания акустических колебаний с волновым вектором $q \ll s/D$, $s/\chi$:

$$\operatorname{Im} \omega (q) \simeq \frac{\Lambda^2 n}{3kT} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_g} \tau_A^{-1} \frac{q^2 s^2}{\tau_R^{-2} + q^2 s^2} - \frac{\Lambda}{3T} \frac{\beta_T n \varepsilon_i}{c\rho} \tau_A^{-1} \frac{q^2 s^2 + \tau_R^{-1} (\tau_R^{-1} + \tau_A^{-1} + \tau^{-1})}{\tau_R^{-2} + q^2 s^2} - \frac{q^2 s^2}{2K} \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta\right). \tag{7}$$

При этом $\operatorname{Re} \omega (q) \simeq sq$. Первый член в правой части (7) представляет собой инкремент нарастания смещения в акустической волне, обусловленного потенциалом деформации, второй — тепловым расширением. Последний член, в котором $\eta$, $\xi$ — первый и второй коэффициенты вязкости, описывает решеточное поглощение звука [13]. Инкременты, соответствующие деформационному и тепловому механизмам деформации, максимальны по абсолютной величине в области частот $\omega \gtrsim \tau_R^{-1}$. Если

$$|\Lambda|/\varepsilon_g > \beta_T K/c\rho, \tag{8}$$

то преобладает деформационный механизм, и в поверхностном слое полупроводника может развиться деформационная акустическая неустойчивость при

$$\frac{\Lambda^2 n}{3T} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_g} \frac{\tau_A^{-1}}{\tau_R^{-2}} > \frac{\frac{4}{3}\eta + \xi}{2} \tag{9}$$

из-за того, что скорость оже-рекомбинации падает с ростом ширины запрещенной зоны. В результате максимумы концентрации ЭДП образуются в областях максимумов потенциалов, которые создает для электронов и дырок акустическая волна, модулируя $\varepsilon_g$, что приводит к росту деформации. При выполнении неравенства, противоположного (8), и $\Lambda < 0$ ($\Lambda < 0$, например, в GaAs) в поверхностном слое полупроводника может развиться деформационно-тепловая неустойчивость, порог которой в одномерной модели корректно не находится. Это возможно из-за зависимости скорости оже-рекомбинации (и, следовательно, передачи энергии из электронной подсистемы в решеточную) от деформации. Так, при растяжении ширина запрещенной зоны уменьшается при $\Lambda < 0$, скорость оже-рекомбинации растет, происходят локальный разогрев и увеличение деформации. Поскольку дисперсионное уравнение (6) не имеет кратных корней $q \simeq |\omega|/s$, обе исследованные неустойчивости являются сносовыми.

Сделаем численные оценки для GaAs. При $\Lambda \simeq -10$ эВ, $\varepsilon_g = 1.4$ эВ, $\beta_T \simeq 5 \times \times 10^{-6}$ К$^{-1}$, $\rho \simeq 5$ г/см$^3$, $K \simeq 10^{12}$ эрг/см$^3$, $c \simeq 0.2 \cdot 10$ эрг/г·К·см$^3$ [14] неравенство (8) выполняется с большим запасом. Полагая $T \gtrsim 400$ К [8], $\varepsilon_i/\varepsilon_g = m_c/m_h \simeq 1/7$, $\tau \simeq 10^{-7}$ с, $\gamma \simeq 2 \cdot 10^{-10}$ см$^3$/с, $\beta_A e^{-\varepsilon_i/T_0} \simeq 10^{-30}$ см$^6$/с, при $T_0 \doteq 300$ К [11], $4/3\eta + \zeta \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ эрг/см$^3$ [15] находим пороговую интенсивность света $I$, при которой правая часть (7) становится положительной и возможна генерация звука. Если длина поглощения излучения $\sim 10^{-4}$ см, то $I \sim 10^3$ Вт/см$^2$, что согласуется с результатами работы [8].

## Список литературы


[1] Вейко В. П., Дорофеев И. А., Имас Я. А. и др. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 1. С. 15—20.
[2] Tsukada N., Sagata S., Mito J. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 5. P. 424—426.
[3] Капаев В. В., Копаев Ю. В., Молотков С. Н. // Микроэлектрон. 1983. Т. 12. В. 6. С. 499—511.
[4] Капаев В. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 11. С. 2244—2247.
[5] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. В. 5. С. 1676—1690.
[6] Емельянов В. И., Уварова И. Ф. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 8. С. 255—269.
[7] Бугаев А. С., Гуляев Ю. В., Захарова А. А., Рыжий В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 12. С. 255—259.
[8] Schmidt M., Dransfeld K. // Appl. Phys. A. 1982. V. 28. N 4. P. 211—214.
[9] Прохоров А. М., Сычугов В. А., Тищенко А. В. и др. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 16. С. 961—966.

[10] Гельмонт Б. Л., Соколова З. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 9. С.1670—1672.
[11] Гельмонт Б. Л., Соколова З. Н., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 592—600.
[12] Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
[13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1987. 248 с.
[14] Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев, 1975. 704 с.
[15] Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А., Гингис А. Д. Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение. М., 1973. 152 с.

Физико-технологический институт АН СССР
Москва

Получена 23.03.1989
Принята к печати 29.06.1989