

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 535.211:621.315

ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЗА СЧЕТ ДЕФОРМАЦИОННОГО И ТЕПЛООВОГО МЕХАНИЗМА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА КРЕМНИЙ

Аванесян С. М., Гусев В. Э., Жданов Б. В., Кузнецов В. И., Теленков С. А.

При воздействии на полупроводники оптическим излучением с энергией кванта $h\nu$, превышающей ширину запрещенной зоны E_g , возбуждение акустических волн (АВ) происходит за счет двух различных механизмов: теплового, связанного с нагревом и остыванием кристаллической решетки, и деформационного, связанного с фотогенерацией электронно-дырочной плазмы. Объемные продольные АВ, возбуждаемые за счет деформационного механизма, экспериментально исследовались в работах [1–3]. На необходимость учета деформационного механизма при анализе оптической генерации поверхностных акустических волн (ПАВ) указывалось в [4], в работе [5] предложена математическая модель описания рэлеевских волн при поглощении света в полупроводниках. В настоящей работе впервые экспериментально зарегистрированы ПАВ, вызванные деформацией кристаллической решетки кремния в процессе оптической генерации электронно-дырочной плазмы.

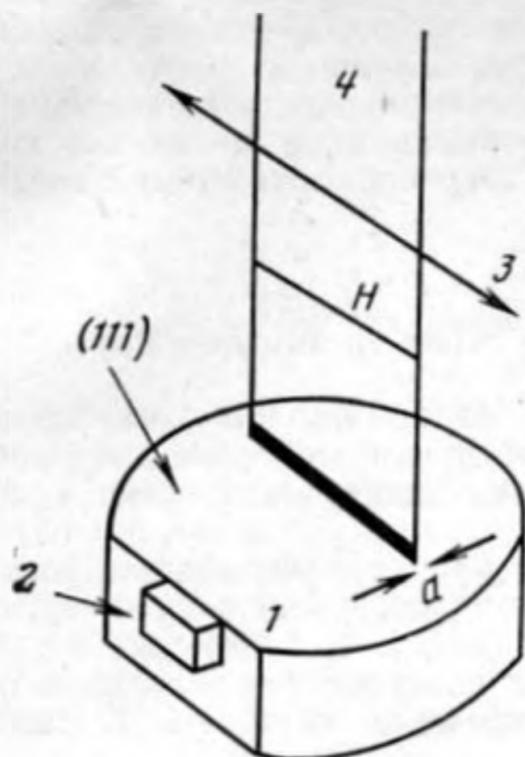
Геометрия эксперимента представлена на фиг. 1. Кристалл Si имел форму цилиндра радиусом $R \approx 1,5$ см и толщиной ≈ 1 см, основаниями цилиндра являлись плоскости (111). На сошлифованном участке цилиндрической поверхности располагался пьезодатчик с резонансной частотой 18,2 МГц, позволявший регистрировать вертикальную компоненту колебательной скорости V в ПАВ. Для реализации возбуждения слабодифрагирующих ПАВ оптическое излучение фокусировалось цилиндрической линзой в полосу длиной H и шириной a так, чтобы $H^2 a^{-1} \gg R$ (отметим, что в наших экспериментах для длины рэлеевской волны λ_R выполнялось $\lambda_R \sim a$). Световое воздействие осуществлялось импульсами длительностью $\tau_L \approx 20$ нс на основной частоте ($\lambda_1 = 1,06$ мкм, $h\nu_1 \approx 1,17$ эВ) и второй гармонике ($\lambda_2 \approx 0,53$ мкм, $h\nu_2 \approx 2,34$ эВ) излучения лазера на кристалле YAG Nd³⁺. На фиг. 2 представлены осциллограммы профилей АВ. Меняя при $a \approx 0,2$ мм расстояние от области генерации до пьезодатчика и определяя соответствующие изменения времени прихода АВ, можно вычислить их скорости распространения c . Таким образом, удается идентифицировать сигналы: первые два импульса на фиг. 2 соответствуют объемным АВ (продольной и поперечной), максимальный по амплитуде импульс связан с рэлеевской ПАВ. Переходя в дальнейшем к возбуждению ПАВ широкими световыми пучками (фиг. 3), что необходимо для более корректного воспроизведения формы ПАВ используемым пьезодатчиком, можно утверждать, что предвестник на переднем фронте ПАВ соответствует поперечной объемной АВ.

Основным и весьма наглядным результатом эксперимента является изменение полярности регистрируемой ПАВ при изменении длины волны поглощаемого в Si оптического излучения (фиг. 3). Анализ показывает, что этот эффект связан с изменением доминирующего механизма возбуждения ПАВ. Фиг. 3, а соответствует следующим значениям параметров: $a_1 = 0,43$ мм, $Q_1 = 30$ мдж/см², где Q — плотность падающей световой энергии, параметр a указан по поперечной высоте распределения интенсивности света. Энергия кванта $h\nu_1$ незначительно превосходит ширину запрещенной зоны E_g , коэффициент межзонного поглощения $\alpha_1 \approx 10$ см⁻¹. В этом случае можно не учитывать диффузию неравновесных носителей и тем более фононную теплопроводность [3]. Для характерной концентрации неравновесных носителей n_L и времени Оже-рекомбинации электронно-дырочных пар τ_A справедливы соотношения

$$n_L^{(1)} \sim \alpha_1 (1 - R_1) (h\nu_1)^{-1} Q_1, \quad (1)$$

$$\tau_A \sim (\gamma n_L^2)^{-1}, \quad (2)$$

где $R_1 \approx 0,3$ — коэффициент отражения света, $\gamma \approx 4 \cdot 10^{-31}$ см⁶/с — константа Оже. Используя (1), (2), получаем $n_L^{(1)} \approx 10^{18}$ см⁻³, $\tau_A^{(1)} \approx 2$ мкс. Именно из-за $\tau_A^{(1)} \gg \tau_L$ рекомбинация не ограничивает роста n_L в (1). Согласно модели [5], в этом случае в силу $\alpha_1^{-1} \sim a_1$ профиль ПАВ зависит от распределения интенсивности оптического излучения как поперек светового луча, так и в глубь образца; характерная длительность ПАВ $\tau_R^{(1)} \sim (\alpha_1 c_R)^{-1} \approx 0,2$ мкс. Таким образом, $\tau_A^{(1)} \gg \tau_R^{(1)}$ и процесс рекомбинации носителей не сказывается на форме профиля ПАВ. Оценки показывают, что в рассматриваемом случае нагрев кристалла идет в основном через поглощение энергии свободными носителями и для относительной величины теплового и деформа-

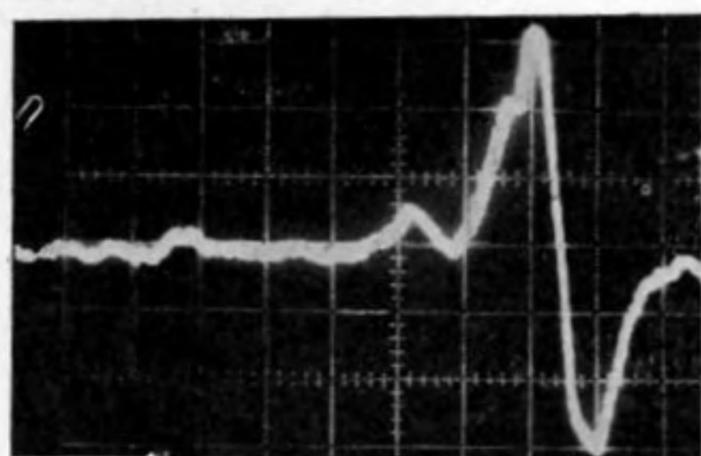


Фиг. 1

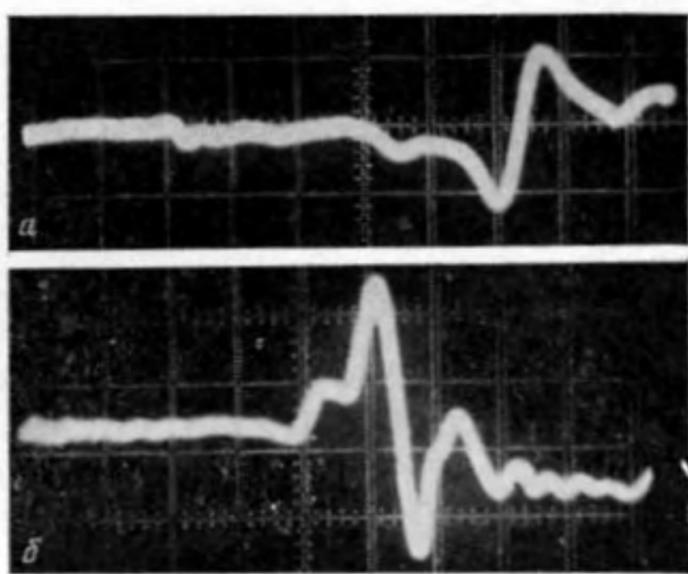
Фиг. 1. Геометрия эксперимента: 1 — кристалл, 2 — пьезодатчик, 3 — цилиндрическая линза, 4 — световой пучок

Фиг. 2. Характерная осциллограмма акустического сигнала при острой фокусировке $\lambda = \lambda_2 = 0,53$ мкм

Фиг. 3. Осциллограммы регистрируемых акустических импульсов для различных длин волн λ падающего оптического излучения: а — длина волны оптического излучения $\lambda_1 = 1,06$ мкм, масштаб временной шкалы 0,2 мкс/дел; б — $\lambda_2 = 0,53$ мкм, масштаб временной шкалы 0,5 мкс/дел



Фиг. 2



Фиг. 3

ционного вкладов в ПАВ справедливо

$$\left| \frac{V_T}{V_n} \right| \sim \frac{k\beta h\nu_1 \alpha_{FCA}}{d\rho_0 c_p \alpha_1}, \quad (3)$$

где k и β — модуль и коэффициент теплового расширения, ρ_0 и c_p — плотность и теплоемкость, $d \approx 8$ эВ — константа деформационного потенциала, $\alpha_{FCA} = \sigma n$ — коэффициент поглощения на свободных носителях, $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-18}$ см² — сечение поглощения. В рассматриваемом случае $\alpha_{FCA} \sim \sigma n_L^{(1)} \sim 5$ см⁻¹ и в соответствии с (3) $|V_T/V_n| \sim 5 \cdot 10^{-2}$, т. е. преобладает деформационный механизм возбуждения ПАВ.

Фиг. 3, б получена при $a_2 \approx 1,1$ мм, $Q_2 = 36$ мДж/см². Коэффициент межзонного поглощения $\alpha_2 \approx 10^4$ см⁻¹. В этом случае длительность ПАВ определяется поперечным размером светового луча $\tau_{(R)}^{(2)} \sim a_2 c_R^{-1} \approx 0,25$ мкс. Рост концентрации неравновесных носителей вблизи поверхности ограничивается не только их рекомбинацией, но и диффузией

$$n_L^{(2)} \sim \frac{1}{\gamma D \tau_A} (1 - R_2) (h\nu_2)^{-1} Q_2 \frac{\tau_A}{\tau_L}. \quad (4)$$

Здесь $R_2 \approx 0,37$, $D \approx 35$ см²/с — коэффициент амбиполярной диффузии. Соотношения (4), (2) позволяют оценить $n_L^{(2)} \approx 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $\tau_A^{(2)} \approx 3$ нс. В этом случае нагрев кристалла идет при релаксации фотовозбужденных носителей к дну зоны и в процессе их быстрой ($\tau_A^{(2)} \ll \tau_L$) безызлучательной рекомбинации. Для относительной величины теплового и деформационного вкладов справедливо [5]:

$$\left| \frac{V_T}{V_n} \right| \sim \frac{k\beta h\nu_2 \tau_R^{(2)}}{d\rho_0 c_p \tau_A^{(2)}}.$$

Используя предыдущие оценки, находим $|V_T/V_n| \sim 17$, т. е. преобладает тепловой механизм возбуждения ПАВ. Профиль рэлеевской волны — первая производная распределения интенсивности света по сечению пучка [5]. Изменение полярности ПАВ при переходе от деформационного механизма генерации к тепловому связано с тем, что

рост температуры кремния приводит к расширению кристаллической решетки, а увеличение концентрации неравновесных носителей — к сжатию [1].

Таким образом, проведенные оценки и сравнение с тепловой генерацией ПАВ излучением $\lambda_2 \approx 0,53$ мкм свидетельствуют о деформационном механизме возбуждения ПАВ излучением $\lambda_1 \approx 1,06$ мкм при малых энергиях оптического воздействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gauster W. B., Habing D. H. Electronic volume effect in silicon.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, № 24, p. 1058–1061.
2. Веселовский И. А., Жураков Б. М., Коротченко А. И., Самохин А. А. Влияние фазовых переходов на фотоакустический эффект при воздействии лазерного излучения на конденсированные среды.— Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 2, с. 381–382.
3. Аванесян С. М., Гусев В. Э. Генерация звука в процессе релаксации фотовозбуждения у поверхности полупроводникового кристалла.— Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по когерентн. и нелинейн. оптике. М.: 1985, т. 1, с. 384–385.
4. Погорельский Ю. В. Возможность возбуждения поверхностного звука в полупроводниках при помощи модулированного поглощения света.— ФТТ, 1982, т. 24, № 8, с. 2361–2364.
5. Гусев В. Э., Карабутов А. А. Теория возбуждения рэлеевских волн при поглощении оптических импульсов в полупроводниках.— ФТП, 1986, т. 20, № 6, с. 1022–1026.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
23.I.1986

УДК 534.222.2

ОПТОАКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ

Брысез А. И., Стрельцов В. Н.

В последнее время большое внимание привлекает проблема обращения волнового фронта (ОВФ) звуковых пучков [1]. Весьма перспективным в этом отношении является использование различного вида акустических взаимодействий в твердотельной плазме (см., например, [2]).

В настоящей работе изучается новый механизм оптико-акустического взаимодействия в пьезополупроводниках, основанный на использовании фонон-плазмонного взаимодействия при периодической импульсной однородной засветке полупроводника. Показано, что в определенной области изменения параметров полупроводника и лазерных импульсов распространение звуковой волны в образце сопровождается эффективной перекачкой ее энергии в энергию отраженной волны, причем волновой фронт отраженного пучка оказывается сопряженным к волновому фронту падающего. Таким образом, предложенная схема позволяет осуществлять достаточно эффективное дистанционное ОВФ звука.

Рассмотрим бесконечный по поперечным координатам x и y пьезополупроводниковый слой, на который вдоль оси z падает внешняя линейно поляризованная вдоль оси x акустическая волна, описываемая смещением $U_{\text{пад}} = 0,5U^+(z, t) \exp [i(\omega t - kz)] + \text{к.с.}$ Далее без существенного ограничения общности для простоты будем считать, что ось z совпадает с осью [011] кристалла со структурой класса 31, ось x соответствует [100]. Образец однородно освещается периодической (с периодом $T = \pi/\omega$) последовательностью лазерных импульсов интенсивностью $I(t)$. В этих условиях для выбранного типа симметрии получаем связанную систему уравнений, описывающую изменение концентрации N электронов в зоне проводимости под действием периодической лазерной засветки, а также отклонение n электронной плотности и скорости V электронов при ленгмюровских колебаниях плазмы, вызванных пьезоиндуцированным полем E , сопровождающим акустическую волну со смещением U вдоль оси x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N - n_0}{\tau_{\text{рел}}} &= \bar{k}I(t); & \frac{\partial n}{\partial t} + N \frac{\partial V}{\partial z} &= 0; & \frac{\partial V}{\partial t} + \nu V &= -\frac{e}{m} E; \\ \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= c \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \bar{e} \frac{\partial E}{\partial z}; & \epsilon \frac{\partial E}{\partial z} + e \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} &= -4\pi en, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_0 — равновесная, темновая концентрация электронов в зоне проводимости; $\tau_{\text{рел}}$ — время межзонной релаксации электронов; $\bar{k} = \alpha G / \hbar \omega_f$; α — линейный коэффициент поглощения света; G — квантовый выход ионизации электрона из валентной зоны в зону проводимости; ω_f — частота падающего оптического излучения; ν — эффективная частота рассеяния электронов; m и e — эффективная масса и заряд элек-