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 $\lambda_2 \simeq 0{,}53$ мкм свидетельствуют о деформационном механизме возбуждения ПАВ излучением $\lambda_1 \simeq 1{,}06$ 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., Жиряков 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 Всесоюзн. 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

Брысев А. П., 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 $U_{\text{пад}}=0{,}5U^+(z, t)\exp[i(\omega t-kz)]+$ +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:

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

где n_0 – равновесная темновая концентрация электронов в зоне проводимости; $\tau_{\text{рел}}$ – время межзонной релаксации электронов; $\tilde{k}=\alpha G/\hbar\omega_f$; 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 электрона в зоне проводимости; ρ – плотность кристалла; c и $\bar{e}$ – модуль упругости и пьезомодуль, соответствующие выбранной геометрии; ε – диэлектрическая проницаемость (для рассматриваемой симметрии ε изотропна).

Разлагая функцию $I(t)$ в ряд Фурье $I(t)=I_0+\sum\limits_{s\neq 0} I_s e^{2is\omega t}$, для $N(t)$ получаем

$$N(t)=n_0+\tau_{\text{рел}}\tilde{k}I_0+\tilde{k}\sum_{s\neq 0}[I_s/(\tau_{\text{рел}}^{-1}+2is\omega)]e^{2is\omega t}. \tag{2}$$

Возбуждение высших гармоник $N(t)$ приводит, вообще говоря, как нетрудно показать, при распространении в среде звуковой волны $U_{\text{пад}}$ к генерации бесконечного числа акустических гармоник с частотами, кратными ω и тем же волновым вектором k. Однако лишь составляющие с частотой ω удовлетворяют дисперсионному уравнению для акустических колебаний в кристалле и будут давать тем самым определяющий вклад в полное акустическое поле. Таким образом, в (2) будем далее удерживать члены с $s=\pm 1$.

В соответствии с этим решение (1) для стационарного режима будем искать в виде суммы падающей и отраженной U^- волн:

$$U(z,t)=0{,}5[U^+(z)e^{i(\omega t-kz)}+U^-(z)e^{i(\omega t+kz)}+\text{к.с.}].$$

В аналогичном виде представляются и остальные переменные E, V и n. Тогда для медленных амплитуд акустических волн $U^+(z)$ и $U^-(z)$, скорости электронов $V^+(z)$ и $V^-(z)$, напряженности электрического поля $E^+(z)$ и $E^-(z)$ и возмущений электронной плотности $n^+(z)$ и $n^-(z)$ получаем замкнутую систему дифференциально-алгебраических уравнений, описывающую локальную связь $n^\pm$, $E^\pm$, $V^\pm$ и амплитуд акустического поля $U^\pm$:

$$\frac{\partial U^\pm}{\partial z}=\frac{\bar{e}}{2\rho V_{\text{зв}}^2}E^\pm;\qquad V^\pm=-\frac{e}{m(\nu+i\omega)}E^\pm;$$

$$\mp i\varepsilon kE^\pm-\bar{e}k^2U^\pm=-4\pi en^\pm; \tag{3}$$

$$n^\pm=\pm\frac{(n_0+\tau_{\text{рел}}\tilde{k}I_0)}{V_{\text{зв}}}V^\pm\pm\frac{\tilde{k}I_1}{V_{\text{зв}}(\tau_{\text{рел}}^{-1}+2i\omega)}V^{\mp *};$$

здесь $V_{\text{зв}}$ – скорость поперечной акустической волны. Решая алгебраические уравнения (3), после несложных, но громоздких преобразований для интересующих нас амплитуд $U^+(z)$ и $U^-(z)$ окончательно получаем:

$$\begin{aligned}\frac{dU^{+*}}{dz}&=-iAU^{+*}-B^+U^{+*}-C^-U^-;\\ \frac{dU^-}{dz}&=-iAU^-+B^-U^-+C^+U^{+*};\end{aligned} \tag{4}$$

где

$$A=\frac{\bar{e}^2k\varepsilon}{2\rho V_{\text{зв}}^2\Delta};\qquad B^\pm=\frac{2\pi\bar{e}^2ke^2(n_0+\tau_{\text{рел}}\tilde{k}I_0)}{\rho V_{\text{зв}}^2\,\Delta m\omega(\nu\pm i\omega)};$$

$$C^\pm=\frac{2\pi\bar{e}^2ke^2\tilde{k}I_{\pm 1}\tau_{\text{рел}}}{\rho V_{\text{зв}}^2\,\Delta m\omega(\nu\mp i\omega)(1\pm 2i\omega\tau_{\text{рел}})};$$

$$\Delta=\left[\varepsilon+i\frac{4\pi e^2(n_0+\tau_{\text{рел}}\tilde{k}I_0)}{m\omega(\nu-i\omega)}\right]\left[\varepsilon-i\frac{4\pi e^2(n_0+\tau_{\text{рел}}\tilde{k}I_0)}{m\omega(\nu+i\omega)}\right]-\frac{16\pi^2e^4\tilde{k}^2I_1I_{-1}\tau_{\text{рел}}^2}{m^2\omega^2(\nu^2+\omega^2)(1+4\omega^2\tau_{\text{рел}}^2)}$$

Из (4) непосредственно следует, что периодическая импульсная засветка приводит к появлению дополнительного затухания в системе, растущего с увеличением энергии лазерного импульса вплоть до значений, отвечающих $I_0^*\sim\varepsilon m\omega\nu/4\pi e^2\tau_{\text{рел}}\tilde{k}$, и плавно спадающего до нуля при дальнейшем росте энергии импульса. Одновременно между компонентами акустического поля возникает параметрическое взаимодействие, аналогичным образом зависящее (при фиксированной средней индуцированной заселенности $N_0=\tau_{\text{рел}}\tilde{k}I_0^*$) от переменной составляющей заселенности, пропорциональной $I_{\pm 1}$, с максимумом, отвечающим условию $I_{\pm 1}^*=\varepsilon m\omega\nu/4\pi e^2\tau_{\text{рел}}\tilde{k}$. В системе имеет место также дополнительная дисперсия. Отметим, что в отсутствие засветки ($C^\pm=0$) (4) переходят в хорошо известные выражения, описывающие затухающие акустические волны при плазмон-фононном взаимодействии.

Заранее ясно, что для эффективного преобразования акустической энергии из падающей волны в отраженную необходимо, чтобы параметрическое взаимодействие волн было бы сравнимо с их затуханием в среде. Это приводит к условиям на соотношения между длительностью $\tau_{\text{и}}$ лазерного импульса, временем $\tau_{\text{рел}}$ релаксации, частотой ν рассеяния и акустической частотой ω:

$$\omega\tau_и \ll 1; \qquad \omega\tau_{рел} \ll 1; \qquad \omega \ll \nu; \tag{5}$$

Заметим, что последнее неравенство в реальных кристаллах выполняется с большим запасом вплоть до гиперзвуковых частот.

Далее для определенности импульсы засветки будем считать прямоугольными с пиковой интенсивностью $I_{\max}$. Тогда при (5), устраняя обычным образом дисперсионный набег фаз заменой $\tilde{U}^{\pm}=U^{\pm}\exp[iAz]$ и переходя к безразмерной переменной

$$q=\frac{2\bar{e}^2ke^2\tau_{рел}\tilde{k}I_{\max}\tau_и}{\rho V_{зв}^2 m\nu\Delta}z,$$

(4) можно записать

$$d\tilde{U}^-/dq=\tilde{U}^-+\tilde{U}^{+*}, \qquad dU^{+*}/dq=-\tilde{U}^--\tilde{U}^{+*}. \tag{6}$$

При выводе (6) предполагалось также, что темновая концентрация невелика: $n_0 \ll \ll \tau_{рел}\tilde{k}I_{\max}\omega\tau_и/\pi$. Решение (6) будем искать с граничными условиями $\tilde{U}^+(0)=U_0$; $\tilde{U}^-(l)=0$, где U_0 – амплитуда падающей акустической волны на входе в среду, l – безразмерная длина кристалла. Второе условие означает отсутствие отраженной волны на выходе пьезополупроводникового слоя. Тогда для выходных амплитуд отраженной и падающей волн имеем

$$\tilde{U}^-(0)=-U_0^*l/(1+l); \qquad \tilde{U}^+(l)=U_0/(1+l). \tag{7}$$

Как видно, отраженная звуковая волна имеет волновой фронт, обращенный с точностью до несущественного постоянного фазового сдвига к волновому фронту падающей волны ($U^-(0)\infty U^{+*}(0)$). Амплитуда обращенной волны монотонно растет с увеличением l и при $l=1$ достигает половины амплитуды падающей волны на входе. Напомним, что в исходной переменной безразмерной длине $l\sim1$ отвечает толщина слоя

$$L=\frac{\rho V_{зв}^2 m\nu\Delta}{2\bar{e}^2ke^2\tau_{рел}\tilde{k}I_{\max}\tau_и}.$$

Сделаем теперь численные оценки. Примем: $\bar{e}\sim3\cdot10^4$ CGSE; $\rho\sim5$ г/см^3; $V_{зв}\sim \sim10^5$ см/с; $\omega\sim10^8$ рад/с; $\tau_и\sim10^{-9}$ с; $\tau_{рел}\sim10^{-9}$ с; $\alpha\sim10^2$ см$^{-1}$; $G\sim1$; $\varepsilon\sim10$; $m\sim5\cdot10^{-29}$ г; $\nu\sim10^{13}$ рад/с; $\omega_f\sim10^{14}$ Гц; тогда при оптимальном значении интенсивности $I_{\max}^{\mathrm{opt}}\sim \sim10$ вт/см^2 50%-ное преобразование достигается на длине $L\sim0{,}25$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А.* Обращение волнового фронта в акустике: нелинейные механизмы и возможные применения. Препринт ФИАН, № 90, М.: 1982. 71 с.
2. *Чабан А. А.* Неустойчивость упругих колебаний в пьезоэлектриках в переменном электрическом поле.– Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 967–970.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
11.III.1986