УДК 534

ФОНОН-ПЛАЗМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИ ВРЕМЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ И ОВФ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ

Стрельцов В. Н.

Проблема фонон-электронного взаимодействия в полупроводниках в условиях эффективного изменения параметров плазменной подсистемы во внешних полях привлекает в последнее время большое внимание как с общефизической точки зрения, так и в связи с проблемой обращения волнового фронта звуковых пучков (см., например, [1, 2]). В недавних работах [3, 4] исследовалось распространение звука в полупроводниковом слое с учетом фонон-плазмонного взаимодействия при периодической импульсной засветке образца. Было показано, в частности, что в результате модуляции заселенности зоны проводимости из-за оптических переходов возникает сильное отражение падающей звуковой волны с одновременным обращением ее волнового фронта.

В настоящей заметке рассматривается распространение продольной звуковой волны

$$U_{\text{пад}}=\frac{1}{2}U^{+}(z,t)\exp\left[-i\left(\omega t-\frac{\omega}{v_{\text{зв}}}z\right)\right]+\text{к. с},$$

где $v_{\text{зв}}$ – скорость звука в полупроводнике, при фонон-плазмонном взаимодействии на деформационном потенциале C в условиях периодической модуляции (с частотой 2ω) подвижности электронов внешним поперечным однородным электрическим полем $E_{\text{вн}}(t)$. Выяснено, что распространение падающей волны сопровождается возникновением отраженной с такой же частотой ω и обращенным волновым фронтом. Найдены коэффициенты преобразования энергии падающего пучка в обращенный в зависимости от параметров полупроводника и напряженности модулирующего поля.

В одномерной модели в описанных выше условиях полная система уравнений для амплитуды акустического поля U, индуцированного продольного внутреннего поля E, возмущения электронной плотности n и скорости электронов v в ленгмюровской волне имеет вид

$$\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}=C\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}-\frac{C_\varepsilon}{e}\frac{\partial E}{\partial z^2},$$

$$\varepsilon\frac{\partial E}{\partial z}-\frac{C_\varepsilon}{e}\frac{\partial^3 U}{\partial z^3}=-en, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}=-\frac{e}{m}E-\nu(t)v,\quad \frac{\partial n}{\partial t}+n_0\frac{\partial v}{\partial z}=0,$$

где ρ, ε – плотность и диэлектрическая проницаемость полупроводника, C – соответствующий модуль упругости, $-e$, m – заряд и эффективная масса электронов в зоне проводимости, n_0 – темновая концентрация электронов проводимости.

Частота рассеяния $\nu(t)$ в (1) существенно зависит от напряженности внешнего электрического поля и хорошо описывается формулой Шокли:

$$\nu(t)=\frac{\sqrt{1+\sqrt{1+\frac{3\pi}{8}\left(\frac{\mu_0 E_{\text{вн}}}{v_{\text{зв}}}\right)^2}}}{\tau\sqrt{2}},$$

где μ_0, τ – подвижность и время свободного пробега электронов в отсутствие поля. В периодическом (с периодом $T=\pi/\omega$) по интенсивности $|E_{\text{вн}}|^2$ поле $\nu(t)$ может быть разложено в ряд Фурье:

$$\nu(t)=\nu_0+\sum\nu_n\cos 2n\omega t. \tag{2}$$

В случае $\mu_0 E_{\text{вн}}/v_{\text{зв}}\ll 1$ при

$$E_{\text{вн}}=E_{\text{вн}}\cos\omega t\approx\nu(t)\approx\frac{1}{\tau}\left[1+\frac{3\pi}{128}\left(\frac{\mu_0 E_{\text{вн}}}{v_{\text{зв}}}\right)^2\cos 2\omega t\right].$$

Далее для простоты, без существенного ограничения общности, будем считать, что основной вклад в разложение (2) вносят нулевая и первая гармоники: $\nu\approx\nu_0+\nu_1\times$ $\times\cos 2\omega t$. Учет остальных членов, как нетрудно проверить (см. замечание ниже), не влияет принципиально на результаты, изменяя лишь незначительно численные значения коэффициентов затухания и параметрического взаимодействия в системе. С учетом (2) из последнего уравнения (1) следует, что в стационарном режиме падающая волна $U_{\text{пад}}$ будет возбуждать в среде бесконечное число звуковых гармоник с частотами $\omega(2n+1)$ и волновым вектором $k=\omega/v_{зв}$. Однако лишь составляющие с частотами ω, $-\omega$ удовлетворяют дисперсионному уравнению для акустических колебаний и будут вносить тем самым определяющий вклад в полное акустическое поле. В соответствии с этим в стационарном режиме решения для U будем искать в виде суммы падающей и отраженной волн:

$$U = \frac{1}{2} U^+(z) e^{-i(\omega t - kz)} + \frac{1}{2} U^-(z) e^{-i(\omega t + kz)} + \text{к. с}, \tag{3}$$

где $U^+(z)$, $U^-(z)$ — медленные амплитуды. В аналогичной форме могут быть представлены E и n.

Решение для $v(t)$ записывается в виде обычной свертки:

$$v(t) = -\frac{1}{2}\frac{e}{m} e^{-\nu_0 t} e^{-\frac{\nu_1}{2\omega}\sin 2\omega t} \int\limits_{-\infty}^{t} e^{\nu_0 t'} e^{\frac{\nu_1}{2\omega}\sin 2\omega t'} \times$$
$$\times [E^+(z) e^{-i(\omega t' - kz)} + E^-(z) e^{-i(\omega t' + kz)} + \text{к. с}]\, dt'. \tag{4}$$

Раскладывая

$$\exp\left[\pm \frac{\nu_1}{2\omega} \sin 2\omega t\right]$$

в ряд по функциям Бесселя, после интегрирования для интересующих нас составляющих скорости получаем:

$$\begin{aligned} v = &-\frac{1}{2}\frac{e}{m} e^{-i(\omega t - kz)} [\alpha E^+(z) - i\beta E^{-*}(z)] - \\ &-\frac{1}{2}\frac{e}{m} e^{-i(\omega t + kz)} [\alpha E^-(z) - i\beta E^{+*}(z)] + \text{к. с} \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь

$$\alpha = \sum (-1)^n I_n^2\left(\frac{\nu_1}{2\omega}\right) \frac{1}{\nu_0 - i\omega(2n+1)},$$

$$\beta = \sum (-1)^n I_n I_{n+1}\left(\frac{\nu_1}{2\omega}\right) \frac{1}{\nu_0 + i\omega(2n+1)}.$$

Подставляя (3), (5) в (1), после несложных, но громоздких вычислений (отметим при этом, что связь E, n с U, v оказывается локальной, в силу чего уравнение для этих переменных редуцируются в алгебраические) для амплитуд падающей и отраженной волн окончательно находим:

$$\begin{aligned} \frac{dU^{+*}}{dq} &= \left[-1 + \frac{i}{\operatorname{Re}\alpha}\left(\frac{k_\varepsilon v_{зв}}{\omega_n^2} - \operatorname{Im}\alpha\right)\right] U^{+*} - i\frac{\beta^*}{\operatorname{Re}\alpha} U^-, \\ \frac{dU^-}{dq} &= \left[1 + \frac{i}{\operatorname{Re}\alpha}\left(\frac{k_\varepsilon v_{зв}}{\omega_n^2} - \operatorname{Im}\alpha\right)\right] U^- - i\frac{\beta}{\operatorname{Re}\alpha} U^{+*}. \end{aligned} \tag{6}$$

При выводе (6) переходим к безразмерной переменной

$$q = z\frac{k^4}{2c}\left(\frac{C_\varepsilon}{e}\right)^2 \omega_n^2 \frac{\operatorname{Re}\alpha}{v_{зв}} \Bigg/ \left(k^2\varepsilon^2 - 2k\varepsilon\frac{\omega_n^2}{v_{зв}} - \operatorname{Im}\alpha + \frac{\omega_n^4}{v_{зв}^2}(|\alpha|^2 - |\beta|^2)\right),$$

где $\omega_n^2 = e^2 n_0/m$.

Из (6) непосредственно следует, что воздействие периодического внешнего поля приводит к возникновению параметрического взаимодействия падающей и отраженной волн. Коэффициент параметрического взаимодействия монотонно возрастает с увеличением частоты ω акустической волны. При фиксированном значении ω он плавно изменяется с изменением плазменной частоты, достигая максимума при ω_n^2, определяемым условием $\omega_n^4(|\alpha|^2 - |\beta|^2) \approx k^2\varepsilon^2 v_{зв}^2$. Внешнее поле изменяет также затухание и дисперсию в системе. Легко убедиться, что при $E_{вн}=0$ (6) переходят в хорошо известные уравнения для затухающих звуковых волн при фонон-плазмонном взаимодействии.

Решения (6) будем искать с граничными условиями $U^+(0)=U_0$, $U^-(l)=0$, где U_0 — амплитуда падающей волны на входе полупроводникового слоя, l — безразмерная толщина слоя. Последнее равенство означает отсутствие отражений волны на выходном торце образца. Устраняя в (6) дисперсионный набег фаз обычной заменой

$$U^\pm = U^\pm \exp\left[\frac{i}{\operatorname{Re}\alpha}\left(\frac{k_\varepsilon v_{зв}}{\omega_n^2} - \operatorname{Im}\alpha\right)\right],$$

для амплитуды $U^-(0)$ отраженной волны на входе среды получаем

$$U^-(0) = i\,\frac{\beta}{\mathrm{Re}\,\alpha}\,U_0^*\,\frac{e^{-2\sqrt{1-\frac{|\beta|^2}{(\mathrm{Re}\,\alpha)^2}}\,l}-1}{\left(1-\sqrt{1-\frac{|\beta|^2}{(\mathrm{Re}\,\alpha)^2}}\right)e^{-2\sqrt{1-\frac{|\beta|^2}{(\mathrm{Re}\,\alpha)^2}}\,l}-\left(1+\sqrt{1-\frac{|\beta|^2}{(\mathrm{Re}\,\alpha)^2}}\right)}. \tag{7}$$

Таким образом, в рассматриваемых условиях распространение падающей звуковой волны сопровождается перекачкой ее энергии в энергию отраженной волны с коэффициентом преобразования $\sim\beta/\alpha$ при длине образца $l\sim 1$. Волновой фронт отраженного пучка оказывается сопряженным с точностью до несущественного постоянного фазового сдвига к волновому фронту падающего ($U^-(0)\sim U_0^*$).

Сделаем теперь численные оценки. Примем $\omega\approx 10^8$ 1/с, $\nu\approx=10^{13}$ с$^{-1}$, $\varepsilon\approx 20$, $\omega_n\approx\approx 10^{11}$ с$^{-1}$, $c\approx 5\cdot 10^{10}$ $C\approx 30\beta/\alpha\approx 9/10$. Тогда при длине образца $L\sim 10$ см преобразование по амплитуде падающей волны в обращенную отраженную будет порядка 10%. Отметим, что указанное отношение β/α достигается при напряженности внешнего поля $E_{\text{вн}}\sim 10^4$ В/см.

В заключение заметим, что в пьезоактивных полупроводниках эффективность такого преобразования благодаря увеличению электрон-фононной связи может возрасти на несколько порядков.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Чабан А. А.* Об одном нелинейном эффекте в пьезоэлектрических полупроводниках // ФТТ. 1967. Т. 9. С. 3334–3337.
2. *Левин В. М., Чернозатонский Л. А.* Распространение акустических волн в пьезополупроводнике, помещенном в переменное электрическое поле // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 142–147.
3. *Стрельцов В. Н.* Оптико-акустическое взаимодействие в полупроводниках и ОВФ звуковых пучков // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 10. С. 2144–2146.
4. *Брысев А. П., Стрельцов В. Н.* Оптоакустическое взаимодействие и обращение волнового фронта звуковых пучков в пьезополупроводниках // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 562–564.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
16.III.1987