

## ФОНОН-ПЛАЗМОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИ ЗИННЕРОВСКОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И ОВФ ЗВУКА

А.П. Брысев, В.Н. Стрельцов

*Рассматривается возможность ОВФ звука в пьезополупроводниках, основанного на фонон-плазмонном взаимодействии в условиях периодического изменения равновесной концентрации электронно-дырочной плазмы при зиннеровском туннелировании во внешнем электрическом поле.*

Проблема фонон-плазмонного взаимодействия в твердых телах в условиях эффективной модуляции параметров плазменной компоненты внешними полями привлекает к себе внимание уже достаточно длительное время /1,2/. В работах /3,4/ исследовалось распространение звука в полупроводниках с учетом электрон-фононной связи в условиях периодической импульсной засветки образца. В результате прямых оптических переходов возникает периодическая модуляция концентрации электронов в зоне проводимости, что приводит к сильному отражению звукового пучка в среде /3,4/, причем волновой фронт отраженной волны оказывается обращенным к волновому фронту падающей.

В настоящей работе рассматривается другой возможный механизм модуляции концентрации, основанный на изменении равновесной концентрации электронно-дырочной плазмы в полупроводниках при зиннеровском туннелировании в переменном внешнем электрическом поле. Получены общие уравнения, описывающие распространение звуковой волны в пьезополупроводнике с учетом фонон-плазмонного взаимодействия, найдены коэффициенты преобразования падающей волны в обращенную в зависимости от параметров пьезополупроводника и внешнего электрического поля.

Рассмотрим пьезополупроводник класса 31, пьезоактивная ось  $z$  которого [011] совпадает с направлением распространения падающей поперечной акустической волны /4/

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

поляризованной вдоль оси  $x$  [100]. Образец помещен в однородное периодическое (с периодом  $T = \pi/\omega$  для абсолютного значения амплитуды) электрическое поле  $E_{\text{вн}}(t)$ , вектор напряженности которого лежит в плоскости  $xu$ . Под действием этого поля в собственном полупроводнике возникнут туннельные переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости, так что при длительностях импульсов поля, превышающих время межзонной релаксации, равновесная заселенность будет периодически изменяться с тем же периодом  $T$ . В обычных условиях заселенность валентной зоны  $N_v$  на много порядков выше заселенности зоны проводимости, поэтому равновесная концентрация  $N$  в зоне проводимости может быть представлена в виде  $N = N_v P$ , где  $P$  — обычная вероятность зиннеровского туннелирования  $P = \exp[-\epsilon_0/E_{\text{вн}}(t)]$ . Здесь  $\epsilon_0 = \pi E_g^{3/2} m^{1/2}/2\hbar e$ ;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $m$  — приведенная эффективная масса электрона и дырки;  $-e$  — заряд электрона. Аналогичная зависимость имеет место и для дырок. Подобная модуляция  $N$ , как было показано в /3,4/, благодаря фонон-плазмонной связи, возникающей в нашем случае из-за наведенного внутреннего пьезополя  $E$ , будет приводить к возникновению отраженной волны  $U_{\text{отр}} = 0,5U^-(z,t) \exp[i(\omega t + kz)] + \text{к.с.}$  с поляризацией вдоль оси  $x$ .

Полная система уравнений, описывающая в рассматриваемых условиях связанное распространение падающей и отраженной акустических волн в гидродинамическом приближении, будет иметь вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + N \frac{\partial V_n}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial t} + N \frac{\partial V_p}{\partial z} = 0;$$

(1)

$$\frac{\partial V_n}{\partial t} + \nu V_n = -\frac{e}{m_e} E; \quad \frac{\partial V_p}{\partial t} + \nu V_p = \frac{e}{m_p} E;$$

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial z} + \bar{\epsilon} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -4\pi e(n-p); \quad \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \bar{\epsilon} \frac{\partial E}{\partial z}.$$

Здесь обозначения те же, что и в /4/. По сравнению с /4/ в (1) добавлены лишь уравнения, описывающие дырочную компоненту плазмы ( $p, V_p$  — соответственно отклонение плотности и скорость дырок в ленгмюровской волне,  $m_p$  — эффективная масса дырок). При выводе (1) предполагалось также, что индуцированная заселенность  $N \gg n_0, p_0$  — темновая концентрация.

Разлагая  $N(t)$  в ряд Фурье  $N(t) = N_0 + \sum_{s \neq 0} N_s \exp[2is\omega t]$  и удерживая, как и в /4/, определяющие члены с  $s = \pm 1$ , в стационарном режиме для медленных амплитуд  $U^+(z)$  падающей и  $U^-(z)$  отраженной волн аналогично /4/ находим:

$$\frac{dU^+}{dz} = -iAU^+ - BU^+ - CU^{-*};$$

(2)

$$\frac{dU^{-*}}{dz} = -iAU^{-*} + BU^{-*} + CU^+;$$

где  $A = \bar{\epsilon}^2 k \epsilon / 2\rho V_{зв}^2 \Delta$ ;  $B = \bar{\epsilon}^2 k \omega_0^2 / 2\rho V_{зв}^2 \Delta \omega \nu$ ;  $C = \bar{\epsilon}^2 k \omega_1^2 / 2\rho V_{зв}^2 \Delta \omega \nu$ ;  $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N_0 / m$ ;  $\omega_1 = 4\pi e^2 N_1 / m$ ;  $m = m_e m_p / (m_e + m_p)$ ;  $\Delta = \epsilon^2 = \omega_0^4 / \omega^2 \nu^2 - \omega_1^4 / \omega^2 \nu^2$ . Здесь учтено, что в обычных условиях частота столкновений электронов  $\nu$  намного превышает ультразвуковые частоты  $\omega$ .

Таким образом, как и в случае лазерной засветки, внешнее квазистационарное электрическое поле  $E_{вн}(t)$  приводит к параметрическому взаимодействию  $U_{пад}$  и  $U_{отр}$ , внося при этом дополнительное затухание и дисперсию в систему. Эффективная перекачка энергии  $U_{пад}$  в  $U_{отр}$  реализуется при характерных длительностях импульсов поля  $\tau$ , удовлетворяющих условию  $\omega\tau < 1$ . Далее рассмотрим видеоимпульсы. Тогда наибольшее значение коэффициент преобразования достигает при следующем соотношении параметров плазмы и внешнего электрического поля:  $\kappa = \omega_1^2 / \omega \nu = \sqrt{3} \epsilon / \omega \tau$ . Для рассматриваемых импульсов решение (2) при отсутствии  $U_{отр}$  на выходе образца имеет вид

$$U^{-*} = lU_0^* / [1 + l],$$

где  $U_0$  — амплитуда падающей волны на входе среды;  $l$  — безразмерная толщина полупроводникового

слоя,  $l = \frac{\bar{\epsilon}^2 \kappa}{2\rho V_{зв}^2} \frac{\kappa}{\epsilon^2 + (1/3)(\omega\tau)^2} L$ ;  $L$  — действительная длина образца.

Видно, что при  $l \sim 1$  достигается 50%-ное преобразование амплитуды падающей волны в отраженную. Волновой фронт отраженной волны оказывается сопряженным к волновому фронту падающей ( $U^-(0) \propto U^{*+}(0)$ ).

Приведем численные оценки. Примем:  $\bar{\epsilon} \sim 3 \cdot 10^4$  CGSE,  $\rho \sim 5$  г/см<sup>3</sup>,  $V_{зв} \sim 10^5$  см/с,  $\epsilon \sim 10$ ,  $m \sim 10^{-29}$  г,  $\nu \sim 10^{13}$  с<sup>-1</sup>,  $\epsilon_0 \sim 10^6$  В/см,  $\omega \sim 10^7$  рад<sup>-1</sup>. Тогда при оптимальном значении напряженности электрического поля  $E_{вн}^{opt} \sim 6 \cdot 10^4$  В/см 50%-ное преобразование достигается на длине  $L \sim 1$  см.

Рассмотренная модуляция электронной плотности внешним периодическим электрическим полем может быть осуществлена также в полупроводниках с многодолинной структурой зоны проводимости. В этом случае электрическое поле будет переводить тепловые электроны проводимости из состояний вблизи абсолютного минимума энергии в состояния последующего минимума. Распределение электронов по таким состояниям, как и при зиннеровском туннелировании, определяется напряженностью поля  $E$ . Если эффективная масса состояний вышележащего минимума намного превосходит массу электронов в абсолютном минимуме (именно такая ситуация возникает при эффекте Ганна), то электроны верхней долины образуют неподвижный фон, и концентрация электронов, принимающих участие в ленгмюровских колебаниях, периодически меняется с изменением внешнего поля. Проведенное рассмотрение при  $\omega t \lesssim 1$  с точностью до модельного описания концентрации электронов в абсолютном минимуме (для полупроводника с одним типом носителей надо положить  $m_p \rightarrow \infty$ ) остается в силе и для этого случая. Амплитуда поля  $E_{вн}$  для принятого ранее значения длины преобразования  $L \sim 1$  см будет по порядку величины равна значению  $E_0$  критического поля, отвечающего равной заселенности долин,  $E_0 \cong 10^3$  В/см.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чабан А. А. ФТТ, 9, 3334 (1967).
2. Левин В. М., Чернозатонский Л. А. ЖЭТФ, 59, 142 (1970).
3. Стрельцов В. Н. Квантовая электроника, 13, № 10, 2144 (1986).
4. Брысев А. П., Стрельцов В. Н. Акустический журнал, 32, в. 4, 562 (1986).

Поступила в редакцию 4 февраля 1987 г.