

## О ВОЗМОЖНОСТИ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*В.И. Пустовойт, Ю.П. Музоров*

Хорошо известно, что в полупроводниковых кристаллах возможно черенковское усиление акустической волны в условиях, когда скорость дрейфа носителей превышает фазовую скорость звука [1]. Вместе с тем получить на опыте усиление электрического сигнала в системе в целом (т. е. создать усилитель, работающий на этом принципе) удается лишь в исключительных случаях (см., например, [2]). Основная трудность при этом состоит в том, что при преобразовании электрического сигнала в акустический и обратно даже относительно большим коэффициентом усиления акустической волны в самом кристалле.

В работе мы покажем, что на определенных частотах, где существуют так называемые связанные акусто-плазменные волны, отмеченной выше трудности не существует. Объясняется это тем, что в связанной акусто-плазменной волне плотность энергии, сопровождающего эту волну электрического поля, сравнивается с плотностью упругой энергии, и поэтому, естественно, для усиления нет необходимости преобразовать электрический сигнал в звуковой и обратно.

Более того конкретный расчет показывает, что черенковское усиление связанной акусто-плазменной волны (например, в пьезополупроводнике) может значительно превышать усиление обычной акустической волны.

Рассмотрим простейший случай распространения акустической волны с одним типом поляризации в пьезополупроводниковом кристалле. Тогда дисперсионное уравнение будет [1]:

$$\epsilon_{\parallel}(\omega, q)(\omega^2 - q^2 v_s^2 + i\mu\omega^3) = \eta^2 \epsilon_0 q^2 v_s^2, \quad (1)$$

где  $\epsilon_{\parallel}(\omega, q)$  — продольная проницаемость плазменной среды,  $\mu$  — вязкость,  $v_s$  — скорость звука,  $\eta$  — константа электромеханической связи,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость решетки,  $\omega$  — частота,  $q$  — волновой вектор. Обычно, при исследовании характера усиления акустических волн в полупроводниках, интересуются решением уравнения (1) при выполнении условия

$$\left| \eta^2 \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\parallel}(\omega, q)} \right|_{\omega \approx qv_s} \ll 1, \quad (2)$$

т. е. когда можно ограничиться теорией возмущений и найти поправки к волновому вектору или частоте. Однако вблизи точки связанных волн, т. е. вблизи корней уравнения

$$\epsilon_{\parallel}(\omega, q) \Big|_{\omega \approx qv_s} = 0 \quad (3)$$

такое рассмотрение уже неприменимо и задачу необходимо решать по другому (см. работу [3]). Физически условие (3) означает, что в плазменной подсистеме существует такая продольная плазменная волна (или волны), которая имеет точку пересечения с акустической ветвью спектра. "Включение" взаимодействия между акустической и плазменной модами колебаний может, вообще говоря, приводить к перестройке спектра всей системы в целом; однако, этот вопрос нас сейчас не интересует (см. [1, 3]).

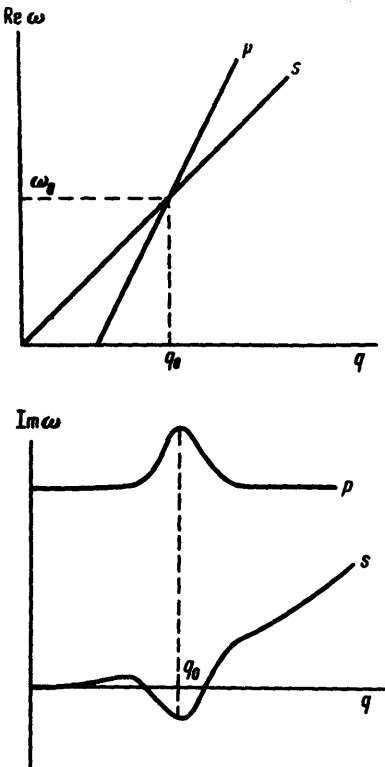
Нужно заметить, что плазменные волны, соответствующие корням уравнения (3) либо вообще не имеют точек пересечения с акустической ветвью спектра, либо обладают столь большим инкрементом затухания  $\gamma_p$ , что рассматривать их не имеет смысла. Поэтому необходимо сразу указать условия, при которых возникновение связанных акусто-плазменных волн оказывается возможным. Как было показано в работе [4] связанные акусто-плазменные волны могут возникать лишь при наличии достаточно сильного магнитного поля, когда циклотронная частота вращения электрона в магнитном поле много больше эффективной частоты соударений и, кроме того, частота волны близка к частоте циклотронного резонанса. В этом случае в скрещенных электрическом и магнитном полях для волны, распространяющейся в третьем направлении, продольная проницаемость среды будет [3]:

$$\epsilon_{\parallel}(\omega, q) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0}{q^2 r_0^2} \left\{ 1 - \frac{\omega - qv_d}{|q|v_T \operatorname{tg} \frac{\pi}{\Omega} (\omega - qv_d + i\nu) - i\nu} \right\}, \quad (4)$$

где  $r_0 = \sqrt{\epsilon_0 T / 4 \pi e^2 n_0}$  – дебаевский радиус,  $v_T = \sqrt{2T / \pi m}$  – тепловая скорость электронов,  $\Omega = eB / mc$  – циклотронная частота вращения электрона в магнитном поле,  $\nu$  – эффективная частота соударений,  $v_d = c(E_d / B)$  – скорость дрейфа носителей в скрещенных полях, причем  $\Omega \gg \nu$ . Из выражения (4) следует, что спектр плазменной волны имеет вид:

$$\operatorname{Re} \omega = \omega_p = n \Omega \left( 1 + \frac{\Omega}{\pi |q| v_T (1 + q^2 r_0^2)} \right) + q v_d, \quad \gamma_p = -\nu, \quad (5)$$

где было учтено, что вблизи циклотронного резонанса  $|q v_T / \Omega| \gg 1$ . Целое число  $n$  может принимать лишь те значения, при которых частота  $\omega_p$  остается положительной. При  $n < 0$  выражение (5) описывает медленные плазменные волны, которые существуют лишь в среде с направленным движением электронов (см. рисунок). Именно эту волну мы и рассмотрим ниже.



Легко видеть, что поправки к частоте в точке связанных волн  $\{\omega_0, q_0\}$  будут

$$\Delta \omega_{\pm} = -\frac{i}{2} \left[ \nu + \frac{\mu \omega_0^2}{2} \pm \sqrt{|n| G + \left( \nu - \frac{\mu \omega_0^2}{2} \right)^2} \right], \quad (6)$$

где  $G = 2\eta^2 q_0^2 r_0^2 v_s \Omega / \pi v_T (1 + q_0^2 r_0^2)^2$ . Отрицательные значения  $n$  в точке связанных волн возможны лишь при скорости дрейфа, превышающей фазовую скорость звуковых волн. Именно в этом случае, как это видно из выражения (6), одна из мод колебаний, назовем ее акустической, будет нарастать. Суще-

ственно, что при  $C \gg \left(1 + \frac{\mu \omega_0^2}{2}\right)^2$  инкремент оказывается пропорциональным

просто модулю константы электромеханической связи, а не ее квадрату, как в случае усиления обычной акустической волны: вдали от точки связанных волн. Для кристалла типа InSb, где  $\eta = 6 \cdot 10^{-2}$ ,  $v_s = 2,3 \cdot 10^5$  см/сек,  $v_T = 2,3 \cdot 10^7$  см/сек и при  $\Omega = 2,2 \cdot 10^{13}$  сек<sup>-1</sup> для максимального инкремента усиления (т. е. при  $q_0 r_0 = 1$ ) из формулы (6) находим  $\text{Im } \Delta q = 8,7 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>.

Беличину электрического поля, возникающего в связанной акустоплазменной волне удобно характеризовать безразмерным отношением

$$\psi = \left| \frac{\frac{1}{16\pi} \frac{\partial}{\partial \omega} [\text{Re}(\omega \epsilon_{11}) |E|^2]}{\frac{1}{2} \rho \omega^2 |u|^2} \right| \quad (8)$$

Используя связь между векторами  $E$  и  $u$  [1] нетрудно показать, что в точке связанных волн  $\psi = \frac{1}{4} \left[ \frac{|n| C}{(\text{Im } \Delta \omega_- + \nu)^2} \right]$  и для акустической моды при

указанных выше значениях параметров  $\psi = 2,5 \cdot 10^{-2}$ , что в 10 раз превышает отношение энергий в пьезодиэлектрике.

Помимо усиления внешнего электрического сигнала возможна также и генерация связанных акустоплазменных волн. В ряде экспериментов, проведенных в монокристаллах антимонида индия, в скрещенных электрическом и магнитном полях, была обнаружена высокочастотная генерация электромагнитных колебаний [4]. По нашему мнению, причина возникновения такой генерации тесно связана с образованием акустоплазменной волны. Действительно, при скорости дрейфа электронов большей скорости звука в кристалле возникает черенковская генерация фононов. При этом генерируется чаще всего довольно широкий спектр частот, и, естественно, в спектре имеются такие частоты, для которых возможно образование связанных акустоплазменных волн. Поскольку в этой волне сопровождающее ее электрическое поле относительно велико, то ясно что принимаемое резонатором электромагнитное излучение из кристалла будет иметь острый минимум на частоте (или частотах), соответствующих точке связанных волн. Таким образом, несмотря на относительно широкий спектр генерируемых акустических фононов, резонатором эффективно на опыте будут восприниматься лишь те частоты, которые соответствуют связанным акустоплазменным волнам.

В заключении выражаем искреннюю благодарность Е.Л. Гинзбургу и Л.Б. Келдышу за обсуждения.

Институт  
физико-технических  
и радио-технических измерений

Поступила в редакцию  
17 октября 1970 г.

### Литература

- [1] Б.И.Пустовойт. УФН, 97, 283, 1969.
  - [2] Y.Kikuchi, N.Chubachi, H.Sasaki, 6<sup>th</sup> Internat. Congress on Acoustic, Tokyo, Japan, H-81, 1968.
  - [3] Б.П.Орлов, Б.И.Пустовойт. ФТП, 2, 1351, 1968;
  - [4] R.Jaenike, W.Harth. Phys. Lett., 30A, 71, 1969.
-