Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 6, стр. 321 – 324. *20 марта 1973 г.*

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ И ЗВУКОВОЙ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A_{III}B_V$ И ВОЗМОЖНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ГИПЕРЗВУКА

Г. М. Генкин

В сообщении рассматривается неисследованное ранее нелинейное взаимодействие электромагнитных и звуковых волн в пьезополупроводниках $A_{III}B_V$. При надлежащих условиях исследуемая нелинейность может быть использована для построения параметрических генераторов звука в гиперзвуковом диапазоне вплоть до частот порядка 10^{11} *сек*$^{-1}$.

1. Взаимодействие электромагнитных и звуковых волн сравнимых частот в твердых телах является в настоящее время весьма актуальным, в частности в связи с возможностью создания параметрических звуковых усилителей и генераторов.

В настоящем сообщении рассматривается неисследованное ранее нелинейное взаимодействие электромагнитных и звуковых волн в пьезополупроводниках $A_{III}B_V$, описываемое нелинейной поляризацией, пропорциональной электрическому полю и квадратичной по звуковой волне. Предлагаемая нелинейность при надлежащих условиях может быть использована для построения параметрических генераторов звука в гиперзвуковом диапазоне вплоть до частот порядка 10^{11} *сек*$^{-1}$. Как будет показано ниже, рассматриваемая нелинейность для n-InSb при весьма низких значениях звукового потока является превалирующей над более младшей по звуковой волне нелинейностью, определяемой фотоупругой константой.

2. Мы рассматриваем нелинейный эффект, определяемый нелинейной поляризацией [1])

$$P_a^{NL}(\mathbf{r},t) = \chi_{ab}^{cd,\,fg}\begin{pmatrix}\omega, & \omega_1, & \omega_2\\ \mathbf{k}, & \mathbf{q}_1, & \mathbf{q}_2\end{pmatrix} E_b(\omega,\mathbf{k})\, S_{cd}(\omega_1,\mathbf{q}_1)\, S_{fg}(\omega_2,\mathbf{q}_2)\times$$

$$\times \exp\{\, i[(\omega+\omega_1+\omega_2)t - (\mathbf{k}+\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{r}]\}, \qquad (1)$$

E – электрическое поле, S_{cd} – тензор деформации. Полная система уравнений состоит из уравнений теории упругости, уравнения Пуассона, уравнения непрерывности и кинетического уравнения для электронной функции распределения, определяющего ток (соответственно и поляризацию). В линейном приближении имеется ток проводимости и диффузионный ток. В кинетическом уравнении полевой член включает заданное электрическое поле и поле, порожденное звуковой волной. Так как в пьезополупроводнике звуковая волна сопровождается электрическим полем, то рассматриваемый нелинейный эффект смешения звуковых и электрических полей в нелинейную поляризацию есть по сущест-

[1]) В формуле (1) предполагается суммирование по всем дважды встречающимся индексам и частотам и волновым векторам.

ву нелинейный эффект смещения трех электрических полей. С другой стороны, хорошо известно [1], что кубичная электронная нелинейность в низкочастотном пределе $\hbar\omega << E_g$ отлична от нуля и определяется четвертой производной от $\epsilon(k)$, здесь E_g – ширина запрещенной зоны, $\epsilon(k)$ – энергетический электронный спектр. В соответствии с этим кубичная электронная нелинейность для полупроводников $A_{III}B_V$ с кейновским законом дисперсии весьма велика [2] и в диапазоне СВЧ. Интерируя с точностью до кубичных членов по полям нетрудно получить следующую приближенную формулу для механизма нелинейности из-за непараболичности[1)] зоны проводимости в полупроводниках

$$\chi_{ab}^{cd,fg} \approx \left(\frac{2\pi}{\epsilon_o}\right)^2 \frac{n_o e^4}{m^2 E_g (\omega + \omega_1 + \omega_2)(\nu_p + i\omega)\omega_1\omega_2} \left(\frac{v_s}{v_T}\right)^2 \sum_{\ell, t} \beta_{\ell cd} \beta_{tfg} \times$$

$$\times (\delta_{b\ell} + \delta_{\ell t} + \delta_{\ell t}). \qquad (2)$$

Здесь v_s – скорость звука, v_T – характерная электронная скорость, n_o – электронная равновесная концентрация, $\beta_{ik\ell}$ – пьезотензор, ν_p – частота релаксации по импульсу, δ_{ik} – символ Кронекера. В (2) $\kappa < q < \dfrac{6v_T}{\nu_p}\kappa^2$, $q\ell > 1$, где κ – обратный радиус, ℓ – длина свободного пробега электрона.

Рассматриваемая нелинейность определяет параметрическое взаимодействие двух акустических волн в присутствии электрического поля накачки E_H частоты ω_H. Действительно, нелинейная поляризация P^{NL} определяет добавку к свободной энергии кристалла (см., например, [4]), которая в свою очередь вводит нелинейные члены в уравнения движения для S_1 и S_2. Отсюда нетрудно получить [4], следующие укороченные уравнения первого порядка для амплитуд[2)] S_1 и S_2 акустических волн $S_1(x)\exp[i(\omega_1 t - q_1 x)]$ и $S_2(x)\exp[i(\omega_2 t - q_2 x)]$

$$\frac{\partial S_1}{\partial x} + aS_1 = i\frac{3q_2^2\chi}{cq_1}[|E_H|^2 S_1 + E_H^2 S_2^* \exp(i\Delta q x)],$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial x} + aS_2 = i\frac{3q_1^2\chi}{Cq_2}[|E_H|^2 S_2 + E_H^2 S_1^* \exp(i\Delta q x)], \qquad (3)$$

[1)] Разумеется, существует и нелинейность, обусловленная разогревом и искажением равновесной функции распределения [3]. В настоящем сообщении эти источники нелинейности не анализируются, мы предполагаем сделать это в будущем. Цель настоящего сообщения привлечь внимание к рассматриваемой нелинейности и возможностям ее использования.

[2)] Здесь мы рассматриваем одномерный случай. Тензорные индексы всюду для упрощения не выписаны.

где a – линейные потери, C – модуль упругости, $\Delta q = q_1 - q_2$. Такие уравнения описывают усиление одного сигнала за счет другого, в случае, если коэффициенты при нелинейных членах превысят потери, то имеет место генерация колебаний. Частоты усиливаемых или генерирующих колебаний удовлетворяют условию

$$\omega_1(q_1) + \omega_2(q_2) = 2\omega_H . \tag{4}$$

Полученные уравнения (3) совпадают с уравнениями для связанных стоксовых и антистоксовых компонент в вынужденном комбинационном рассеянии [4]. Усиление (генерация) происходит при $\Delta q \neq 0$, определяемом членами самовоздействия, пропорциональными $|E_H|^2$ в уравнениях (3). Так как $\Delta q << q_1, q_2$, то в условии (4) приближенно можно считать $\omega_1 \sim \omega_2 \sim \omega_H$. Минимальная длина L_m, при которой происходит генерация, удовлетворяет условию (при $q_1 \sim q_2$)

$$\left[\frac{3q\chi E_H^2}{C}\exp(i\Delta q L_m) - a\right] L_m \gtrsim 1 . \tag{5}$$

3. Проведем оценки и сравнения. Для частот $\omega \sim \omega_1 \sim \omega_2 \sim 10^{10}$ *сек*$^{-1}$ для n-InSb при $n_0 \sim 10^{15}$ *см*$^{-3}$, $T \sim 77$°K, $\nu_p \sim 2 \cdot 10^{11}$ *сек*$^{-1}$ получим $\chi \sim 5 \cdot 10^9$. Все приведенные ниже оценки будут относиться к n-InSb при $n_0 \sim 10^{15}$ *см*$^{-3}$, $T \sim 77$°K. В кристаллах существует нелинейная поляризация, пропорциональная произведению электрического поля и тензора деформации, определяемая фотоупругой константой p. Для полупроводников $A_{III}B_V$ $p < 1$, поэтому рассмотренная в настоящей работе нелинейность при $S \gtrsim 5 \cdot 10^{-9}$ (поток звуковой мощности $\Pi_{зв} \gtrsim 10^{-10}$ *вт/см*^{2}) для n-InSb при $\omega \sim 10^{10}$ *сек*$^{-1}$ превышает фотоупругую нелинейность. Это обстоятельство обусловлено тем, что эта нелинейность по существу соответствует квадратичной нелинейности, которая определяется межзонными электронными переходами и поэтому не зависит от частоты при $\hbar\omega < E_g$, тогда как рассмотренная нами соответствует кубичной, определяемой внутризонным движением и поэтому быстро растущей при уменьшении частот полей.

а)Рассмотрим эффект смешения звуковых и электрических полей в резонаторе с добротностью Q, настроенном на частоту нелинейной поляризации $\omega_\Sigma = \omega + \omega_1 + \omega_2 \sim 3\omega$ при $\omega \sim \omega_1 \sim \omega_2$. Для мощности излучения P в волновод, связанный с резонатором с коэффициентом связи k, нетрудно получить следующую оценочную формулу

$$P \sim k Q \omega_\Sigma \chi^2 \frac{E^2 \Pi_{зв}^2}{(\rho_0 v_s^3)^2} a V_0 , \tag{6}$$

ρ_0 – плотность кристалла, a – филинг-фактор (коэффициент заполнения резонатора), V_0 – обьем рабочего вещества. Для $\omega \sim 10^{10}$ *сек*$^{-1}$ для пьезоактивной звуковой волны с $v_s \approx 2{,}2 \cdot 10^5$ *см/сек*, для $Q \sim 10^3$, $k \sim 0{,}5$, $aV_0 \sim 10^{-3}$ *см*$^{-3}$ (с учетом скина) получим мощность излучения в волновод $P \sim 3 \cdot 10^{-4}$ *вт* при $\Pi_{зв} \sim 10^{-3}$ *вт/см*^{2}, $E \sim 1$ CGSE.

б)Проведем оценки возможности параметрической генерации звука. Для частот $\omega \sim 5 \cdot 10^{10}$ $сек^{-1}$ $\chi \sim 8 \cdot 10^7$ и тогда $\frac{3qE_H^2 \chi}{C} \sim 180$ $см^{-1}$

при $E \sim 1$CGSE; для $\omega \sim 10^{11}$ $сек^{-1}$ $\chi \sim 10^7$ $\frac{3qE_H^2 \chi}{C} \sim 100$ $см^{-1}$ при $E \sim 1{,}5$CGSE. Поэтому при $\alpha < 10^2$ $см^{-1}$ условие генерации может быть выполнено на таких частотах.

В заключение выражаю благодарность М.М.Сущику за ценные советы и обсуждения.

Горьковский
научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
1 февраля 1973 г.

Литература

[1] P.N.Butcher. Mc Lean, Proc. Phys. Soc., 81, 219, 1963; P.A.Wolff, G.A.Pearson, Phys. Rev. Lett., 17, 1015, 1969. G.G.Wang, N.W.Ressler, Phys. Rev., 188, 1291, 1969.

[2] А.М.Белянцев, В.Н.Генкин, В.А.Козлов, В.И.Пискарев. ЖЭТФ, 59, 654, 1970.

[3] Ю.М.Гальперин, В.Д.Каган, В.И.Козуб, ЖЭТФ, 62, 1521, 1972. Ю.М.Гальперин, В.Д.Каган. ЖЭТФ, 59, 1657, 1970.

[4] Н.Бломберген. Нелинейная оптика. М., изд. Мир, 1966.