

05;06;08;09

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ДЕФОРМАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

© О.Л.Артеменко, Б.Б.Севрук

Институт физики им.Б.И.Степанова АН Белоруссии,
220602 Минск, Белоруссия
(Поступило в Редакцию 14 ноября 1994 г.)

Исследовано параметрическое возбуждение поперечных гиперзвуковых волн в поле СВЧ электромагнитной волны в кубическом полупроводнике с деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости с учетом особенностей электроиндуцированного пьезоэффекта. Методом связанных волн получено дисперсионное уравнение, описывающее процесс смещения частот при нелинейном взаимодействии акустической и плазменной волн. Путем численного анализа найдена частотная область растущей неустойчивости, соответствующей резонансному усилению акустической волны. Рассчитаны зависимости коэффициента усиления от угла между волновыми векторами акустической и электромагнитной волн, а также от напряженности поля и параметров плазмы полупроводника.

Приложение к пьезополупроводнику переменное электрическое поле возбуждает плазменные колебания, которые могут взаимодействовать с акустическими волнами (АВ). В работах [1,2] показано, что воздействие электрического поля на частоте, близкой к частоте АВ, изменяет коэффициенты акустоэлектронного усиления и затухания. При взаимодействии на частотах в окрестности плазменного резонанса возникает неустойчивость, соответствующая параметрическому усилению АВ [3]. В работе [4] показана возможность параметрической генерации АВ электромагнитной волной (ЭМВ) при взаимодействии с плазменными колебаниями в кубических кристаллах с деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости (ДЗДП), обладающих большим коэффициентом электромеханической связи.

В настоящей работе исследовано параметрическое усиление поперечной АВ гиперзвукового диапазона в поле СВЧ ЭМВ (распространяющейся под углом к АВ) в полупроводнике с ДЗДП с учетом особенностей электроиндуцированного пьезоэффекта. Методом связанных волн решена система уравнений, описывающая процесс смещения

частот при нелинейном взаимодействии электромагнитной, акустической и плазменной волн. Получено дисперсионное уравнение, путем численного решения которого установлена частотная область параметрической неустойчивости, соответствующей резонансному усилению АВ. Рассчитаны зависимости коэффициента усиления от угла между волновыми векторами АВ и ЭМВ, а также от напряженности поля ЭМВ и параметров плазмы полупроводника.

Рассматриваемая задача имеет следующую геометрию. Пусть вдоль оси 4-го порядка кубического кристалла (оси X) распространяется акустическая волна, вектор смещения u которой направлен вдоль оси Y . Волновой вектор ЭМВ k_0 направлен под углом θ к оси X . В рассматриваемой геометрии электроиндуцированный пьезоэффект, обусловленный линеаризованной электрострикцией, определяется поперечной составляющей поля ЭМВ $E_{0y} = E_0 \cos \theta$ [5]. Продольная составляющая поля $E_{0x} = E_0(t) \sin \theta$ не влияет на пьезополе АВ и определяет скорость колебательного движения носителей заряда $V_{0x}(t)$ в плазменной волне и ее связь с АВ. Так как скорость АВ $V_t \ll c/\sqrt{\epsilon}$ (т.е. $k_0 \ll k$), то пространственной неоднородностью поля ЭМВ можно пренебречь, положив $E_0(t) = E_0 \cos \Omega t$.

В гидродинамическом приближении система уравнений, описывающих распространение электрокинетической и акустической волн вдоль оси 4-го порядка кубического полупроводника с ДЗЛП, имеет следующий вид [5,6]

$$\frac{\partial V_{0x}}{\partial t} = -\frac{e}{m} E_{0x}(t) - \nu V_{0x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nV_{0x})}{\partial x} + \frac{\partial(VN_0)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V_{0x} \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{e}{m} E - D_1 \frac{\partial n}{\partial x} - \nu V, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - g E_{0y} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \quad (4)$$

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = en - g \epsilon_0 \epsilon E_{0y} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (5)$$

где N_0 и n — равновесная и возмущенная концентрации электронов; V_{0x} — скорость электронов в поле электромагнитной волны; V — скорость, обусловленная действием пьезополя акустической волны; ρ — плотность кристалла; $C = C_{66}$ — модуль упругости; $g = g_{66}$ — электрострикционная постоянная; φ — потенциал продольного поля электроиндуцированного пьезоэффекта $E = -\partial\varphi/\partial x$; ϵ_0 и ϵ — диэлектрическая постоянная и проницаемость; ν — частота столкновений; $V_t = (c/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечной акустической волны; $D_1 = k_B T/mN_0$, где k_B — постоянная Больцмана, m и e — эффективная масса и заряд электрона.

Полагая $(u, V, n) \sim \exp(ikx)$ и исключая V из уравнений (1)–(5), получаем систему уравнений, связывающую амплитуду акустической

волны и переменную концентрацию электронов,

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \left(2ikV_{0x}(t) + \nu\right) \frac{\partial n}{\partial t} + \left(\bar{\omega}_p^2(k) - \frac{iek}{m} E_{0x}(t) - k^2 V_{0x}^2(t)\right) n + \frac{eN_0 g k^2}{m} E_{0y} u = 0, \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + k^2 \left(C + \varepsilon \varepsilon_0 g^2 E_{0y}^2\right) u + eg E_{0y} n = 0, \quad (7)$$

где $\omega_p = (e^2 N_0 / \varepsilon \varepsilon_0 m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\bar{\omega}_p^2(k) = \omega_p^2 + D_1 N_0 k^2$ — частота продольных электрокинетических волн, $V_{0x}(t)$ является решением уравнения (1)

$$V_{0x}(t) = -\frac{1}{2} \frac{e E_{0x}}{m} \left(\frac{1}{\Omega^2 + \nu^2}\right) \left((-i\Omega + \nu) \exp(i\Omega t) + (i\Omega + \nu) \exp(-i\Omega t)\right), \quad (8)$$

Полагая в (6) и (7) $n(t) = \bar{n}(t) \exp(ikx_0(t))/e$, что соответствует переходу в систему координат, связанную с движением электрона в поле $E_{0x}(t)$ [6] со скоростью $V_{0x}(t) = \partial x_0(t) / \partial t$, получаем более простую систему уравнений, связывающую \bar{n} и u ,

$$\frac{\partial^2 \bar{n}}{\partial t^2} + \nu \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + \rho \bar{\omega}_p^2 = -\frac{eN_0 g k^2}{m} u E_{0y} \exp(ikx_0(t)), \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + k^2 V_t^2 (1 + \delta) u = -\frac{g E_{0y}}{\rho} \bar{n} \exp(-ikx(t)), \quad (10)$$

где $\delta = \varepsilon \varepsilon_0 g^2 \bar{E}_{0y}^2 / \rho V_t^2 = 2\Delta V_t / V_t$ определяет относительное изменение скорости поперечной акустической волны в поле ЭМВ, обусловленное электроиндуцированным пьезоэффектом; \bar{E}_{0y} — постоянная составляющая $E_{0y}^2(t)$.

Решение системы (9), (10) будем искать по методу связанных волн

$$\bar{n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \exp(-i\omega_m t), \quad (11)$$

$$u = b_0 \exp(-i\omega t), \quad (12)$$

где $\omega_m = \omega + \Omega m$.

Полагаем, что частота АВ $\omega \ll \Omega$, поэтому возбуждение акустических гармоник более высокого порядка не учитываем. Подставляя (11), (12) в уравнения (9), (10) и приравнявая коэффициенты при одинаковых $\exp(im\Omega)$, получаем

$$Q_m(\omega, k) a_m = -\frac{eN_0 g k^2}{m} E_{0y} b_0 c_m, \quad (13)$$

$$-\omega^2 + k^2 \bar{V}_t^2 = -\frac{g E_{0y}}{m} \sum_m a_m c_m^*, \quad (14)$$

где $Q_m(\omega, k) = -\omega_m^2 - i\nu\omega_m + \bar{\omega}_p^2(k)$, $\bar{V}_t^2 = V_t^2 (1 + \delta)$, $c_m = J_m(a) \exp(im\Theta)$ — коэффициенты разложения Фурье $\exp(ikx_0(t)) = \sum_m c_m \exp(im\Omega t)$.

Здесь $a = eE_0 x k r / m(\Omega^2 + \nu^2)$, $r = (\nu^2 / \Omega^2 + 1)^{1/2}$, $J_m(a)$ — функции Бесселя. Выражая a_m из (13) и подставляя их в (14), получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^2(k) = k^2 \left(\bar{V}_t^2 - \delta V_t^2 \omega_p^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{J_m^2(a)}{Q_m(\omega, k)} \right), \quad (15)$$

описывающее распространение акустических волн с частотой ω в кубическом полупроводнике с ДЗДП в поле ЭМВ с частотой Ω при параметрическом взаимодействии с плазменными волнами с частотами, соответствующими гармоникам $\omega + m\Omega$. Отметим, что в отличие от [4] данное дисперсионное уравнение получено строгим образом без введения дополнительных ограничений на значения параметров ω_p , ν , Ω и справедливо как в столкновительном, так и в бесстолкновительном режимах.

Дисперсионное уравнение (15) решалось численно относительно комплексных значений $\omega = \omega_r + i\omega_i$ при вещественных k с целью определения области неустойчивости, соответствующей усилению АВ при взаимодействии с плазменными волнами. Значения частоты ЭМВ Ω выбирались в окрестности частоты плазменного резонанса ω_p , а значения ν и E_0 варьировались. При расчетах дисперсионных зависимостей $\omega_r(k)$, $\omega_i(k)$ использовались следующие значения материальных параметров для кристалла ВаТiО₃: $N_0 = 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $m = 0.0145m_0$, $\delta = 0.05$, $\epsilon = 2 \cdot 10^3$, $g = \epsilon/3$, $\rho = 4 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $V_t = 2.5 \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $T = 300 \text{ К}$.

На рис. 1 показаны дисперсионные зависимости мнимой части частоты $\omega_i(k)$, определяющей коэффициент усиления АВ при различных значениях Ω ($\Omega \geq \omega_p$), E_0 и фиксированных $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и $\omega_p = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Наблюдаются четко выраженные резонансные зависимости коэффициентов усиления $\omega_i(k) > 0$. По мере приближения частоты Ω к ω_p положение максимума резонансного усиления сдвигается

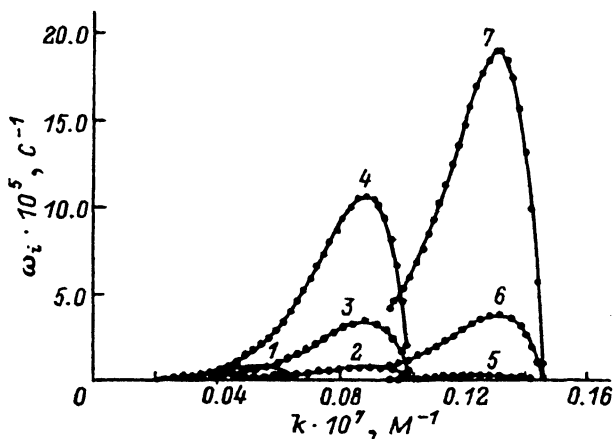


Рис. 1. Дисперсионные зависимости $\omega_i(k)$ при $\omega_p = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\theta = 45^\circ$ и различных значениях $\Omega \cdot 10^{12} \text{ (с}^{-1}\text{)}$, $E_0 \text{ (кВ/см)}$.

1 — $\Omega = 3.32$, $\omega_{\text{res}} = 1.35 \text{ ГГц}$, $E_0 = 4$; 2-4 — $\Omega = 3.35$, $\omega_{\text{res}} = 2.4 \text{ ГГц}$, $E_0 = 2, 3, 4$ соответственно; 5-7 — $\Omega = 3.4$, $\omega_{\text{res}} = 3.3 \text{ ГГц}$, $E_0 = 1, 2, 3$ соответственно.

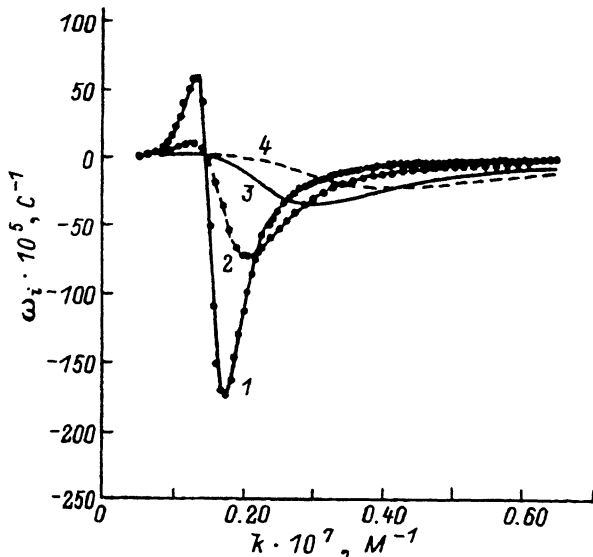


Рис. 2. Зависимости $\omega_i(k)$ при $\Omega = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $\omega_p = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $\theta = 45^\circ$, $E_0 = 4 \text{ кВ/см}$ для различных значений $\nu \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$.
 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1.

влево (k_{res} уменьшается). При этом происходит уменьшение частоты $\omega_{\text{res}} \cong k_{\text{res}} V_t$ усиливаемой АВ, которое сопровождается уменьшением коэффициента усиления (при одинаковых E_0). Расчет показывает, что положение границы областей усиления и поглощения, где $\omega_i = 0$ (поглощение АВ отсутствует), соответствует перемене знака величины $\Delta(k) = \Omega - \bar{\omega}_p(k)$, описывающей дисперсию продольных плазменных волн с учетом теплового движения электронов. Усиление АВ происходит только при $\Delta > 0$, т. е. в области значений k , где частота ЭМВ превышает плазменную. В области $\Delta < 0$ (при различных значениях частоты столкновений ν) имеет место поглощение, что соответствует $\omega_i(k) < 0$ (рис. 2). При выбранном значении концентрации носителей N_0 ($\omega_p \cong 3.3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$) и частотах ЭМВ $\Omega \geq \omega_p$, соответствующих СВЧ диапазону, резонансные частоты АВ лежат в интервале от 1 до 5 ГГц (рис. 1). Увеличение столкновительных потерь приводит к быстрому уменьшению резонансного взаимодействия акустических и плазменных волн (коэффициенты усиления и поглощения уменьшаются). При больших значениях $\nu \sim \omega_p$ (рис. 2, кривые 3, 4) усиление исчезает, а положение максимума акустоэлектронного поглощения смещается вправо и стремится к своему предельному значению при $k \sim 1/\lambda_D$.

Для получения усиления АВ при высоких потерях требуются достаточно большие напряженности электрического поля E_0 . С увеличением ν при $E_0 = \text{const}$ максимальное значение коэффициента усиления $\omega_{i \text{ max}} = \omega_i(k_{\text{res}})$ уменьшается, в то время как пороговые поля $E_{0 \text{ th}}$, соответствующие возникновению усиления, возрастают (рис. 3).

Из уравнения (15) следует, что коэффициент связи акустической и плазменной волн зависит как от величины, так и от направления вектора напряженности электрического поля ЭМВ E_0 . На рис. 4 показана зависимость максимального значения коэффициента усиления $\omega_{i \text{ max}}$ от

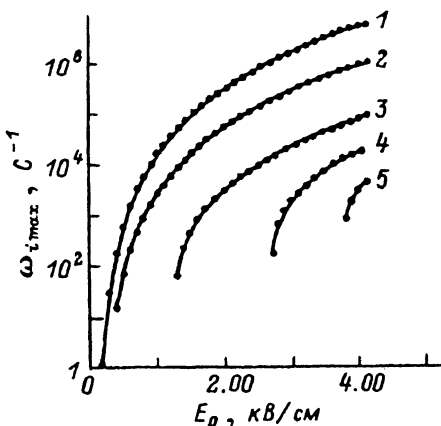


Рис. 3. Зависимости $\omega_{i,\max}(E_0)$ для различных значений частот столкновений $\nu \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.
 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.8, 5 — 1 при $\Omega = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\theta = 45^\circ$.

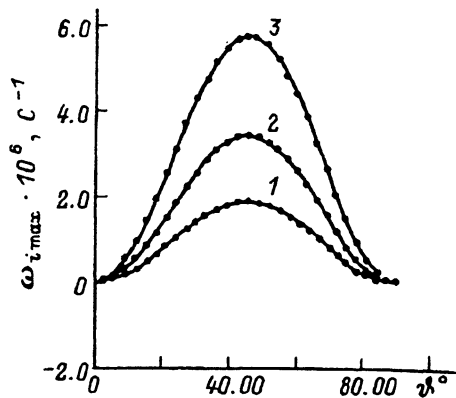


Рис. 4. Зависимости максимального коэффициента усиления $\omega_{i,\max}(k)$ от угла θ между волновыми векторами акустической и электромагнитной волн при различных значениях E_0 (кВ/см).
 1 — 3, 2 — 3.5, 3 — 4.

угла θ между волновыми векторами ЭМВ и АВ, определяющего величины продольной и поперечной составляющих поля E_0 . Независимо от величины E_0 оптимальный угол θ составляет около 45° .

Полученные результаты показывают возможность использования кубических centrosymmetric полупроводниковых кристаллов с высокой диэлектрической проницаемостью для бесконтактного возбуждения гиперзвуковых волн с помощью СВЧ электромагнитного излучения. Полученные значения коэффициента усиления составляют $\sim 10^4 \text{ дБ} \cdot \text{м}^{-1}$ и превосходят значения решеточного поглощения на тех же частотах. Рассмотренный эффект может найти применение для исследования свойств сегнетоэлектриков — полупроводников в парафазе в случае, когда электрон-фононное взаимодействие определяется электрострикцией.

Авторы выражают благодарность В.Н.Белому за обсуждение работы и полезные замечания. Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларуси.

Список литературы

- [1] Эпштейн Э.М. // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 10. С. 2945–2949.
- [2] Левин В.М., Чернозатонский Л.А. // ФТТ. 1969. Т. 11. Вып. 11. С. 3308–3310.
- [3] Kaw P.K. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 1497–1498.
- [4] Ghosh S., Saxena R.B. // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. Vol. 96. P. 111–119.
- [5] Белый В.Н., Северук Б.Б. // Кристаллография. 1983. Т. 28. № 5. С. 925–931.
- [6] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973.
- [7] Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.