

# НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В КЛАССИЧЕСКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

© А.А.Булгаков, В.В.Москаленко

Институт радиофизики и электроники

Национальной академии наук Украины,

310085 Харьков, Украина

(Получена 16 ноября 1994 г. Принята к печати 31 января 1995 г.)

Показано, что на границе однородного плазмоподобного полупространства с классической полупроводниковой сверхрешеткой (слоисто-периодической структурой, образованной слоями полупроводника и диэлектрика) существуют поверхностные поляритоны, фазовая скорость которых в  $10^3$  раз меньше скорости света в вакууме. Проанализировано взаимодействие медленных поверхностных поляритонов с дрейфовыми колебаниями, получены инкременты нарастания. Численно получены дисперсионные зависимости колебаний при резонансном взаимодействии.

## 1. Введение

Ранее было показано [1-3], что в классических полупроводниковых сверхрешетках возможно распространение электромагнитных (ЭМ) волн со скоростями значительно меньшими, чем скорость света в диэлектрической среде  $c/\sqrt{\epsilon}$  ( $c$  — скорость света в вакууме,  $\epsilon$  — эффективное значение диэлектрической проницаемости). Для объяснения эффекта замедления ЭМ волн рассмотрим простую модельную задачу. Пусть слой полупроводника с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1 = \epsilon_{01} - \omega_0^2/\omega(\omega + i\nu)$  ( $\epsilon_{01}$  — решеточная проницаемость,  $\omega_0^2$  — квадрат ленгмюровской частоты,  $\nu$  — эффективная частота столкновений носителей заряда) и толщиной  $d_1$ , а также слой диэлектрика с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  и толщиной  $d_2$ , расположены между двумя металлическими пластинами. Рассмотрим распространение ЭМ волны с компонентами поля  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  (ось  $x$  направлена вдоль границ структуры, ось  $z$  — перпендикулярна им). Из уравнений Максвелла для диэлектрика и полупроводника с учетом непрерывности тангенциальных компонент поля на границе полупроводник-диэлектрик и равенства нулю тангенциальной компоненты электрического поля на

металле для монохроматической волны  $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z)$  получим дисперсионное уравнение

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} \cos k_{z1} d_1 \sin k_{z2} d_2 + \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} \cos k_{z2} d_2 \sin k_{z1} d_1 = 0, \quad (1)$$

$$k_{z1,2} = \sqrt{(\omega/c)^2 \varepsilon_{1,2} - k_x^2}, \quad (2)$$

где индекс 1 относится к полупроводнику, 2 — к диэлектрику.

Это уравнение описывает дисперсию поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль границы полупроводник-диэлектрик. Нас будет интересовать решение уравнения (1) в области больших волновых чисел,  $k_x \gg \omega/c$ . Тогда  $k_{z1,2} \simeq ik_x$ , и если кроме того  $k_x d \gg 1$ ,  $d = d_1 + d_2$ , то можно воспользоваться приближением  $\text{ch } k_x d_{1,2} \simeq \text{sh } k_x d_{1,2} \simeq (1/2) \exp(k_x d_{1,2})$ . В этом случае из (1) найдем значение продольного волнового числа  $k_x = k'_x + ik''_x$  в следующем виде ( $\omega \gg \nu$ ):

$$k'_x = -\frac{1}{4d_m} \ln \left\{ \left( \frac{\varepsilon_{01} + \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \right)^2 \left[ \left( 1 - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \right)^2 + \frac{\nu^2 \omega_{ps}^4}{\omega^2 \omega^4} \right] \right\},$$

$$k''_x = -\frac{1}{2d_m} \text{arctg} \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{ps}^2}, \quad (3)$$

где  $d_m = \min(d_1, d_2)$ ,  $\omega_{ps}$  — частота поверхностного плазмона,  $\omega_{ps}^2 = \omega_0^2 / (\varepsilon_{01} + \varepsilon_2)$ . Из первой формулы (3) следует, что для частот, близких к частоте поверхностного плазмона, волновое число  $k'_x$  может принимать большие значения:  $k'_x d_m \sim -\ln |1 - \omega_{ps}^2 / \omega^2|$ , если  $\nu / \omega_{ps} \ll 1 - \omega_{ps}^2 / \omega^2$ . Затухание волны оказывается малым,  $|k''_x d_i| \sim \nu / \omega$ . При  $\omega \approx \omega_{ps}$  и  $\nu / \omega_{ps} > 1 - \omega_{ps}^2 / \omega^2$

$$k'_{x \max} \simeq -\frac{1}{2d_m} \ln \frac{\varepsilon_{01} + \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \frac{\nu}{\omega_{ps}}; \quad |k''_x| \cong \frac{\pi}{4d_m}. \quad (4)$$

Эти формулы показывают, что наличие потерь в полупроводнике приводит к ограничению наибольшего значения волнового числа  $k'_x$ , т.е. к невозможности распространения ЭМ волн со скоростями, меньшими чем

$$(V_{phx})_{\min} \sim \frac{\omega_{ps} d}{Q}, \quad (5)$$

где  $Q = k'_{x \max} d$ . Видно, что величина  $Q$  зависит как от геометрических размеров, так и от физических параметров, выбор которых определяется типом полупроводника и довольно ограничен.

Проведем численную оценку  $(V_{phx})_{\min}$  для структуры InSb-диэлектрик: InSb —  $\varepsilon_{01} \simeq 16.8$ ,  $\omega_0 \simeq 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu \simeq 10^{11} \text{ с}^{-1}$  при температуре 77 К, диэлектрик —  $\varepsilon \simeq 10$ , тогда  $\omega_{ps} \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Размеры слоев выберем так, чтобы можно было воспользоваться гидродинамическим

приближением для нахождения диэлектрической проницаемости полупроводника. Это означает, что толщина слоя полупроводника должна быть намного больше, чем дебаевский радиус  $r_D$ . Пусть  $d_1 = 3 \cdot 10^{-4}$  см ( $r_D \approx 5 \cdot 10^{-5}$  см) и  $d_2 \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см. Тогда  $(V_{phx})_{\min} > 5 \cdot 10^8$  см/с.

Если вместо двух слоев рассмотреть периодическую структуру (классическую сверхрешетку), образованную полупроводником и диэлектриком, то появляются дополнительные возможности уменьшения фазовой скорости, обусловленные трансляционной симметрией среды. Такие расчеты были выполнены в работах [2,3]. В них численным путем было найдено, что множитель  $Q$  в формуле (5) может принимать значения от 2 до 50, т.е.  $(V_{phx})_{\min}$  может быть порядка  $10^7$  см/с.

## 2. Дисперсионное уравнение медленных поверхностных волн

Рассмотрим распространение ЭМ волн в полуограниченной периодической структуре, показанной на рис. 1. Для описания периодической структуры используем матричный метод, описанный в [1]. Матрица преобразования, связывающая поле в начале и в конце периода, имеет вид

$$\begin{bmatrix} E_x(0) \\ D_z(0) \end{bmatrix} = \tilde{m} \begin{bmatrix} E_x(d) \\ D_z(d) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$m_{11} = \cos k_{z1} d_1 \cos k_{z2} d_2 - \frac{\varepsilon_2 k_{z1}}{\varepsilon_1 k_{z2}} \sin k_{z1} d_1 \sin k_{z2} d_2, \quad (7)$$

$$m_{12} = -\frac{i}{k_x} \left( \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \cos k_{z2} d_2 \sin k_{z1} d_1 + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} \cos k_{z1} d_1 \sin k_{z2} d_2 \right), \quad (8)$$

$$m_{21} = -ik_x \left( \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} \cos k_{z1} d_1 \sin k_{z2} d_2 + \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} \cos k_{z2} d_2 \sin k_{z1} d_1 \right), \quad (9)$$

$$m_{22} = \cos k_{z1} d_1 \cos k_{z2} d_2 - \frac{\varepsilon_1 k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z1}} \sin k_{z1} d_1 \sin k_{z2} d_2. \quad (10)$$

В уравнении (6)  $D_z$  — компонента электрической индукции. При получении этих формул учтены условия непрерывности тангенциальных компонент ЭМ поля на границах слоев, а поперечные волновые числа  $k_{z1,2}$  определены в соотношении (2). ЭМ поле вне периодической структуры находится из уравнений Максвелла для однородного полупространства. При получении дисперсионного уравнения выбор знаков у радикалов производится так, чтобы амплитуда ЭМ поля убывала в обе стороны от плоскости  $z = 0$ . Приравнявая тангенциальные

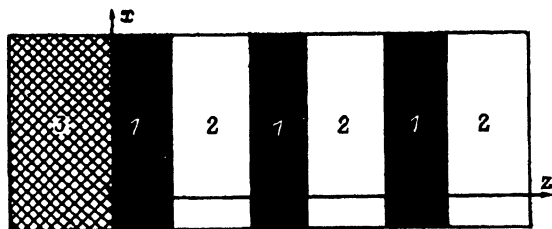


Рис. 1. Структура: 1 — полупроводниковые слои, 2 — диэлектрические слои, 3 — однородное полупространство.

компоненты поля на границе периодическая среда — однородное полупространство, получим дисперсионное уравнение

$$f(\omega, k_x) - \varepsilon_b = 0, \quad (11)$$

где

$$f(\omega, k_x) = \frac{im_{21}}{(m_{11} - m_{22})/2 + \sqrt{(m_{11} + m_{22})^2/4 - 1}},$$

$\varepsilon_b$  — диэлектрическая проницаемость однородного полупространства. Кроме этого соотношения должно выполняться условие

$$\cos \bar{k}d = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}), \quad (12)$$

которое является характеристическим уравнением для безграничной периодической среды. Оно определяет «усредненное», блоховское поперечное волновое число  $\bar{k}$ . Заметим, что для существования поверхностных волн правая часть этого уравнения должна быть больше единицы по абсолютной величине. Тогда поля в периодической структуре описываются суммой пространственных гармоник и убывают в глубь среды от плоскости  $z = 0$  по экспоненциальному закону,

$$E_x \sim \exp(-\bar{y}z) \sum_n E_{xn} \exp\left(-\frac{2\pi n}{d}z\right), \quad (13)$$

где  $E_{xn}$  — амплитуды пространственных гармоник,  $\bar{y} = i\bar{k}$ .

Покажем, что соотношение (11) имеет решение для поверхностных волн, распространяющихся вдоль плоскости  $z = 0$ . Для этого предположим, что  $\nu = 0$ , и рассмотрим два предельных случая.

1. *Мелкослоистая среда, когда  $k_x d \ll 1$ .* Диэлектрические свойства мелкослоистой среды описываются тензором диэлектрической проницаемости с компонентами [4]

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2}{d}, \quad \varepsilon_{zz} = d \left( \frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)^{-1}.$$

В этом случае дисперсионное уравнение принимает вид

$$\varepsilon_b \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}}} + \varepsilon_{xx} = O(k_x d). \quad (14)$$

Это уравнение имеет решения только при  $\varepsilon_{xx} < 0$  и  $\varepsilon_{zz} < 0$ :

$$\varepsilon_1^I \simeq -\varepsilon_2 \frac{d_2}{d_1} + O(k_x d), \quad \left[ \varepsilon_{xx} \simeq 0 \quad \text{или} \quad \omega^2 \simeq \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 (d_2/d_1)} \right], \quad (15)$$

$$\varepsilon_1^{II} \simeq -\frac{d_2(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_b^2) + \sqrt{d_2^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_b)^2 + 4d_1^2\varepsilon_2^2\varepsilon_b^2}}{2d_1\varepsilon_2}, \quad (\varepsilon_b + \sqrt{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}} \simeq 0). \quad (16)$$

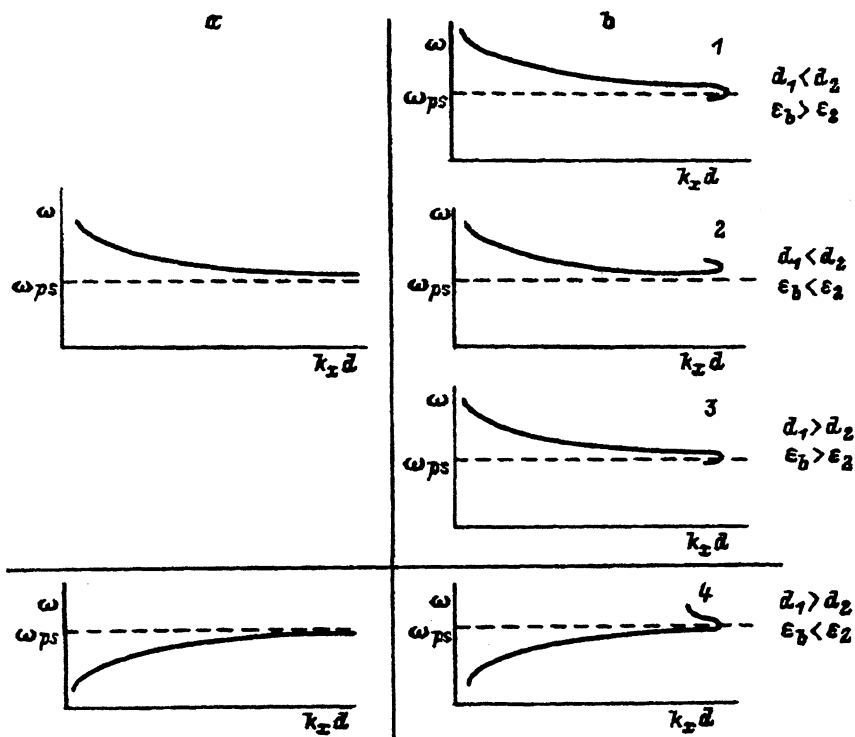


Рис. 2. Дисперсионные кривые для волн  $\varepsilon_1^1$  при  $\nu = 0$  (a) и  $\nu \neq 0$  (b).

Объемный или поверхностный характер волн (15) и (16) определяется значением величины  $\cos \bar{k}d$  (12). Это уравнение для рассматриваемого случая имеет вид

$$\cos \bar{k}d \cong 1 + k_x^2 d_1 d_2 \left( \frac{d_1^2 + d_2^2}{2d_1 d_2} + \frac{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}{2\varepsilon_1 \varepsilon_2} \right). \quad (17)$$

Подставляя значения  $\varepsilon_1$  из (15) и (16) можно убедиться, что правая часть (17) больше 1 и, следовательно,  $\bar{k}$  — мнимая величина. Из законов дисперсии (15) и (16) следует, что первая из этих волн образуется поверхностными плазмонами на границах полупроводник-диэлектрик. Поля этих плазмонов «туннелируют» через слой структуры и образуют «коллективную» волну. Вторая волна представляет собой поверхностный плазмон, распространяющийся вдоль плоскости  $z = 0$  между однородным полупроводником и средой с отрицательным значением эффективной диэлектрической проницаемости. Заметим, что при  $\varepsilon_2 = \varepsilon_b$ , или  $d_2 = 0$ , эта формула описывает обычный поверхностный плазмон  $\varepsilon_1 + \varepsilon_b = 0$ .

2. *Короткие волны,  $k_x d \gg 1$ .* Теперь можно воспользоваться приближительным равенством  $\text{sh}(k_x x) \simeq \text{ch}(k_x x) \simeq \exp(k_x x)/2$ , и для  $f(\omega, k_x)$  получим

$$(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_b) (\varepsilon_2 - \varepsilon_b) \simeq -2 \exp(-2k_x d) \times \\ \times \left\{ [\varepsilon_b (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + 2\varepsilon_1 \varepsilon_2] \text{sign}(d_1 - d_2) + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \right\}. \quad (18)$$

Решениями этого уравнения является поверхностная волна, подобная (15),  $\varepsilon_1^I \simeq -\varepsilon_2 + 4 \exp(-k_x d) \varepsilon_2 \text{sign}(d_2 - d_1) / (\varepsilon_b - \varepsilon_2)$  и волна  $\varepsilon_1^{II} \simeq \varepsilon_b$ . Можно показать, что последняя в этом приближении не является поверхностной, так как для нее  $|\cos \bar{k}d| < 1$ .

Результаты численного расчета дисперсионных кривых для волн первого типа,  $\varepsilon_1^I$ , схематически представлены на рис. 2. Видно, что при  $\nu = 0$  дисперсионные кривые стремятся к асимптоте  $\omega = \omega_{ps}$ , а волновое число  $k_x$  может принимать сколь угодно большие значения. Кроме того плазмоны, распространяющиеся в структуре, могут иметь отрицательную (случай 1, 2, 3) или положительную (случай 4) групповую скорость  $d\omega/dk$ . Учет потерь ( $\nu \neq 0$ ), как видно, приводит к появлению загиба на дисперсионной кривой. В точке поворота волновое число достигает наибольшего значения  $k_{x \max}$ , которое определяет наименьшую фазовую скорость  $\omega/k_{x \max}$ . Направление загиба зависит от соотношения между параметрами  $d_1$ ,  $d_2$  и  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ . Заметим, что затухание поляритона значительно возрастает после точки поворота, так что  $\text{Im } k_x \geq \text{Re } k_x$ .

### 3. Неустойчивость поверхностных поляритонов

Предположим, что однородное полупространство представляет собой плазмopodobную среду, в которой под действием внешнего постоянного электрического поля происходит дрейф электронов со скоростью  $V_{0x}$ . Для описания волн, связанных с дрейфом носителей, воспользуемся гидродинамическим уравнением для носителей заряда

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \mathbf{V} + \nu \mathbf{V} = \frac{e}{m} \mathbf{E}_0, \quad (19)$$

уравнением непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n_0 \mathbf{V} + n \mathbf{V}_0) = 0 \quad (20)$$

(где  $e$  — заряд электрона,  $V_{0x}$  — скорость дрейфа,  $n_0$ ,  $n$  — равновесная и переменная концентрация носителей заряда соответственно) и уравнениями Максвелла. С помощью граничных условий при  $z = 0$  получим дисперсионное уравнение

$$f(\omega, k_x) \left(1 - \frac{k_x V_{0x}}{\omega}\right) \left(1 - \frac{k_x V_{0x}}{\omega} + i \frac{\nu_b}{\omega}\right) = \frac{\omega_{0b}^2}{\omega^2}, \quad (21)$$

где  $\omega_{0b}$  и  $\nu_b$  — ленгмюровская частота и эффективная частота соударений в однородной среде соответственно.

Уравнение (21) имеет весьма общий характер и позволяет исследовать несколько различных физических ситуаций.

Прежде всего рассмотрим случай, когда над периодической средой распространяется электронный пучок. Столкновениями электронов в пучке можно пренебречь, так как  $\nu_b \ll \omega - k_x V_{0x}$ . Из предыдущего раздела следует, что собственные волны структуры имеют минимальную фазовую скорость при частотах, близких к частоте поверхностного плазмона. Из этого следует, что в правой части соотношения (21)

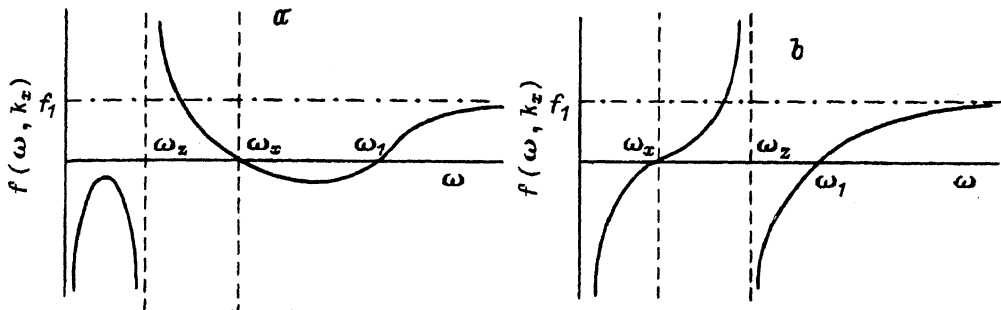


Рис. 3. Функция  $f(\omega, k_x)$ : а —  $d_1 > d_2$ ; б —  $d_1 < d_2$ .  $f_1 = (\varepsilon_{01}d_1 + \varepsilon_2d_2)(d_1/\varepsilon_{01} + d_2/\varepsilon_2)^{-1}$ .

стоит параметр, пропорциональный  $\omega_{0b}^2/\omega_{ps}^2 \sim (n_b/n_0)(\varepsilon_{01} + \varepsilon_2)$ . Для реальных значений плотности пучка  $n_b < 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и концентрации носителей в полупроводниковых слоях  $n_0 > 10^{14} \text{ см}^{-3}$  этот параметр мал.

Неустойчивость собственных волн структуры, рассмотренных ранее, с наибольшим инкрементом нарастания имеет место, если выполняется резонансное условие, т.е. равенство фазовой скорости поверхностной волны и скорости пучка. Тогда добавка к резонансной частоте  $\omega_r$  имеет вид

$$\frac{\delta\omega}{\omega_r} \sim \left[ \frac{n_{0b}m_{\text{eff}}}{n_0m_e} \frac{d}{d_1} (\varepsilon_{01} + \varepsilon_2) \right]^{1/3} \xi, \quad \xi = -1, \left( \frac{1}{2} \pm i\frac{\sqrt{3}}{2} \right), \quad (22)$$

где  $m_e$  — масса электрона,  $m_{\text{eff}}$  — эффективная масса носителей в полупроводниковых слоях структуры. Следует отметить, что эта формула дает меньшее значение инкремента нарастания, чем в случае плазмы [5,6], так как кроме малого параметра  $n_{0b}/n_0$ , она содержит еще малую величину  $m_{\text{eff}}/m_e$ . Несколько увеличить инкремент нарастания можно, если структура состоит из тонких слоев полупроводника,  $d/d_1 > 1$ , и параметр  $\varepsilon_{01} + \varepsilon_2$  имеет большое значение.

Решение для колебаний плотности пучка имеет вид

$$\omega = k_x V_{0x} \pm \sqrt{\frac{\omega_{0b}^2}{f(\omega, k_x)}}. \quad (23)$$

Эти колебания неустойчивы в той области, где  $f(\omega, k_x) < 0$ . В отличие от плазмы функция  $f(\omega, k_x)$  зависит от параметров слоев ( $\varepsilon_{01}$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $n_0$ ) и геометрии структуры ( $d_1$ ,  $d_2$ ). Характерный вид функции  $f(\omega, k_x)$  для мелкослойной среды представлен на рис. 3. Из рисунка видно, что  $f(\omega, k_x)$  обращается дважды в нуль на частотах  $\omega_1 \approx (\omega_0/\sqrt{\varepsilon_{01}})$  и  $\omega_x \approx (\omega_0/\sqrt{\varepsilon_{xx}})\sqrt{d_1/d}$  и терпит разрыв второго рода на частоте  $\omega_z \approx \omega_0\sqrt{(\varepsilon_{zz}/\varepsilon_{01}\varepsilon_2)(d_2/d)}$ . Физический смысл этих частот следующий:  $\omega_1$  — плазменная частота полупроводниковых слоев,  $\omega_x$  и  $\omega_z$  можно считать «продольной» и «поперечной» плазменными частотами анизотропной плазмы. Видно, что наибольший инкремент нарастания достигается для частот  $\omega \approx \omega_x$  и  $\omega \approx \omega_1$ . (Разумеется, принятое выше условие малости правой части (21) не должно нарушаться).

Далее рассмотрим случай, когда однородная среда представляет собой полупроводник, в котором происходит дрейф электронов. В полупроводнике в отличие от электронного пучка частота столкновений велика и выполняется условие  $\nu_b > \omega$ ,  $k_x V_{0x}$ . Соответственно (21) преобразуется следующим образом:

$$f(\omega, k_x) \left( 1 - \frac{k_x V_{0x}}{\omega} \right) = -i \frac{\omega_{0b}^2}{\nu_b \omega}. \quad (24)$$

Для получения аналитических результатов предположим, что  $\omega_{0b}^2 / \nu_b \omega < 1$ . Как и раньше, будем считать, что  $\omega \simeq \omega_{0p}$ , а также  $\omega_{0b} \simeq \omega_{0p}$ . Тогда малость интересующего нас параметра определяется соотношением  $\omega_{0b} / \nu_b$ , т.е. только свойствами однородного полупроводника. Отметим, что кроме условия  $\omega_{0b} / \nu_b < 1$  для получения большого значения скорости дрейфа надо, чтобы однородный полупроводник обладал значительной подвижностью. Эти требования могут быть удовлетворены, например, для материалов типа InSb (при температуре жидкого азота) или PbTe (при температуре жидкого гелия).

Неустойчивость собственных волн структуры возникает, когда скорость дрейфа превышает их фазовую скорость, т.е. она является неустойчивостью черенковского типа. Инкремент нарастания в этом случае равен

$$\frac{\text{Im } \delta\omega}{\omega} = - \frac{\omega_{0b}^2 \omega^2 \varepsilon_2^2}{2\nu_b (\omega - k_x V_{0x}) \omega_0^2 \varepsilon_1 (\varepsilon_2 + \varepsilon_b)}. \quad (25)$$

В резонансном случае, когда оба множителя в левой части (24) малы,  $f(\omega, k_x) \approx 0$  и  $\omega - k_x V_{0x} \simeq 0$ , инкремент нарастания имеет наибольшую величину:

$$\frac{\text{Im } \delta\omega}{k_x V_{0x}} = \sqrt{\frac{\omega_{0b}^2 \varepsilon_2^2 k_x V_{0x}}{2\nu_b \omega_0^2 \varepsilon_b (\varepsilon_2 + \varepsilon_b)}}. \quad (26)$$

Неустойчивость дрейфовых колебаний возникает, если, как и ранее,  $f(\omega, k_x) < 0$ . Ее инкремент —

$$\frac{\text{Im } \delta\omega}{\omega} = \frac{\omega_{0b}^2}{|f(k_x V_{0x})| k_x V_{0x} \nu_b}. \quad (27)$$

Эта неустойчивость отличается от таковой в предыдущем случае (см. (23)) тем, что величина инкремента зависит от параметра  $\omega_{0b}^2 / \nu_b$ , следовательно, инкремент (27) имеет меньшее значение, чем (23).

Исследование дисперсионного уравнения (21) при произвольных значениях  $k_x d$  возможно только численным путем. На рис. 4 приведены результаты расчета для взаимодействия поверхностных волн с пучковой волной при следующих параметрах структуры:  $d_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  см,  $d_2 = 4.5 \cdot 10^{-3}$  см,  $\varepsilon_{01} = 16.8$ ,  $\omega_0 = 10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\nu = 5 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ,  $\varepsilon_2 = 10$ ,  $\omega_{0b} = 10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\nu_b = 10^{13}$  с $^{-1}$ . Видно, что в отсутствие взаимодействия ( $\nu_b = 0$ ) кривые пересекаются в двух точках: в точке  $a$  — до загиба кривой и в точке  $b$  — после загиба. Если учитывается взаимодействие



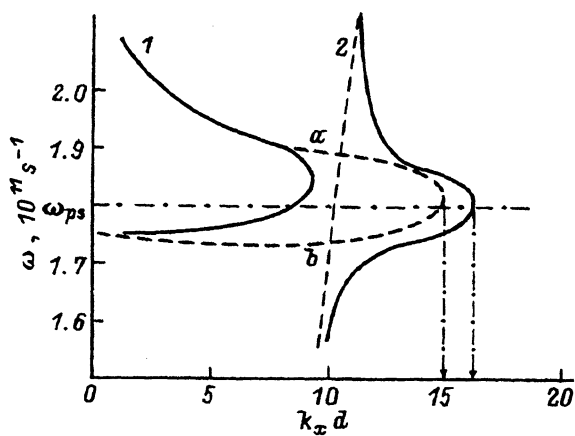


Рис. 4. Дисперсионные кривые плазмона (1) и дрейфовой волны (2) без учета (штриховые линии) и с учетом (сплошные) взаимодействия. Стрелки показывают  $k_x \max d$ .

( $\nu_b \neq 0$ ), то в точках  $a$  и  $b$  происходит расталкивание кривых (сплошные линии). Интересно отметить, что учет взаимодействия приводит к увеличению параметра  $Q = k_x^l \max d$ . Объяснить это явление можно тем, что в окрестности точки пересечения мнимая часть частоты плазмона уменьшится, так как происходит частичная компенсация затухания плазмона за счет дрейфовой волны. Следовательно, область загиба сместится в сторону больших значений  $k_x d$ . Следует отметить, что затухание плазмона в точке  $b$  значительно больше, чем в точке  $a$ . Поэтому в реальных условиях возбуждение колебаний, соответствующих точке  $b$ , будет связано со значительными пусковыми токами.

#### 4. Заключение

В заключение обсудим возможность наблюдения усиления волн, рассмотренных в работе. По нашему мнению, взаимодействие волн периодической полупроводниковой структуры с потоком электронов в вакууме может быть эффективным. Действительно, для такого взаимодействия замедление волн в структуре должно быть приблизительно в 50 раз. Оно достигается, если периодическая среда составлена из InSb и диэлектрика с  $\epsilon \simeq 10$ , с толщинами  $d_1, d_2 \simeq 0.01$  см, т.е. структура представляет собой «стопку пластинок». Заметим, что в работах [7,8] экспериментально изучалось взаимодействие, возникающее при пропускании электронного пучка над полупроводниковым образцом. В них было показано, что фазовая скорость поверхностных поляритонов только незначительно меньше скорости света и поэтому взаимодействие электронного потока с ЭМ волной не было эффективным. В эксперименте было получено только уменьшение затухания поверхностных поляритонов. Нам представляется, что использование периодической структуры позволит достигнуть резонансных условий, при которых  $V_{phx} \cong V_{0x}$ .

Наблюдения неустойчивости при длительном взаимодействии с дрейфующими носителями в полупроводнике — более сложная задача, так как требуется подбор полупроводниковых материалов с высокой подвижностью (порядка  $(1 \div 2) \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с). Однако если к полупроводнику прикладывать импульсное внешнее поле, то скорость дрейфа может быть близкой к тепловой скорости без значительного разогрева

полупроводника. Разумеется, замедление электромагнитной волны до скоростей порядка скорости звука ( $3 \cdot 10^5$  см/с) значительно упростит условия эксперимента. Тем более, что усиление звуковых волн дрейфом хорошо изучено и реализовано в многочисленных экспериментах.

### Список литературы

- [1] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М., Наука, 1989).
- [2] А.А. Булгаков, З.Е. Еременко. *Опт. и спектр.*, **66**, 1094 (1989).
- [3] А.А. Булгаков, В.В. Москаленко, В.Д. Королев. *УФЖ*, **38**, 78 (1993).
- [4] Я.Б. Файнберг, Н.А. Хижняк. *ЖТФ*, **25**, 711 (1955).
- [5] А.Б. Михайловский. *Теория плазменных неустойчивостей*, Т. 1: *Неустойчивости однородной плазмы* (М., Атомиздат, 1970).
- [6] А.И. Ахиезер, И.А. Ахиезер, Р.В. Половин, А.Г. Ситенко, К.Н. Степанов. *Электродинамика плазмы* (М., Наука, 1974).
- [7] Э.А. Канер, В.М. Яковенко. *УФН*, **115**, 41 (1975).
- [8] А.И. Бородкин, В.М. Яковенко, Г.Я. Левин, Ю.В. Майстренко. *ФТТ*, **12**, 1515 (1970).

Редактор Л.В. Шаронова.

## Instabilities of surface polaritons in a classical semiconductor superlattice

*A.A. Bulgakov, V.V. Moskalenko*

Institute of Radiophysics and Electronics, Ukrainian Academy of Sciences,  
310085 Kharkov, the Ukraine

Surface polaritons are shown to exist at the boundary between the plasma-like uniform semispacer and the classical semiconductor superlattice (a periodical structure that consists of semiconductor and dielectric layers). The value of the polariton phase velocity is  $10^3$  times less than the light velocity in vacuum. The interaction of slow surface polaritons with the drift oscillations has been analyzed.

---