

## МЕДЛЕННЫЕ ВОЛНЫ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С МАГНИТОАКТИВНЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ СЛОЯМИ

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [bulgakov@ire.kharkov.ua](mailto:bulgakov@ire.kharkov.ua)*

Теоретически исследованы особенности зонных спектров периодической структуры с магнитоактивными полупроводниковыми слоями вблизи ее характеристических частот в субмиллиметровом диапазоне волн. Приведена методика исследования. Показано, что в тонкослойной периодической структуре с поперечной конфигурацией внешнего магнитного поля фазовая скорость поверхностной волны может иметь значение, сравнимое со скоростью дрейфа носителей заряда в полупроводнике. Так, в периодической структуре с нанослоями из цельзиановой керамики и *n*-InSb при температуре жидкого азота в магнитных полях 0,25...1 Тл коэффициент замедления волны превышает  $10^3$ . Физическая причина замедления волны связана с существованием нижней по частоте зоны пропускания, допускающей продвижение по дисперсионной кривой в область больших значений модуля волнового числа при малом периоде тонкослойной периодической структуры. Ил. 7. Библиогр.: 18 назв.

**Ключевые слова:** периодическая структура, поверхностная волна, магнитоактивные слои, замедленная волна.

Субмиллиметровый/терагерцевый диапазон электромагнитных волн представляет большой интерес для исследований и применений в области спектроскопии, медицинской диагностики, астрономии, радиолокации, систем безопасности. В то же время частоты этого диапазона попадают в так называемый «терагерцевый пробел» в спектре электромагнитных волн [1]. Проблемы, препятствующие широкому использованию указанных частот, связаны с их расположением на границе электронных и фотонных технологий. Как отмечается [2], одно из препятствий к освоению этого диапазона – затруднения с твердотельными источниками сигналов.

В настоящее время считается [2], что эффективный путь для проведения исследований в этой области частот – сочетание микроволновых (или радиоволновых) и фотонных технологий. Примером использования фотонных технологий является преобразование методами нелинейной оптики фемтосекундных лазерных импульсов в импульсы терагерцевого излучения [2–4]. Однако коэффициент преобразования по энергии мал ( $\sim 10^{-5} \dots 10^{-6}$ ). Лазер на свободных электронах обеспечивает монохроматическое, плавно перестраиваемое излучение ( $\lambda = 110 \dots 240$  мкм) со средним уровнем мощности  $\leq 400$  Вт [4]. При использовании фотодиодов достижимая в настоящее время выходная мощность на 1 ТГц составляет около 10 мкВт [2]. Используются также оптическое гетеродинамирование на основе лазерных диодов с перестраиваемой длиной волны [2] и некоторые другие методы [5].

Тем не менее для этого диапазона частот по-прежнему остается важной проблема разработки эффективных методов генерации излучения. В связи с этим актуальна и задача создания полупроводниковых приборов с длительным взаимодействием, требующая обеспечения синхронизма

между скоростью дрейфа носителей заряда и фазовой скоростью волны. В настоящее время интенсивно исследуются различного рода неустойчивости в полупроводниковых образцах, двухкомпонентной плазме, полупроводниковых сверхрешетках с различным соотношением периода структуры и длины волны [6–8]. Поиски новых режимов распространения электромагнитных волн в периодических структурах типа фотонного кристалла [9] и использование свойств поверхностных плазмон–поляритонов в указанном диапазоне [10] могут подсказать пути решения задачи синхронизации дрейфовой и фазовой скоростей в полупроводниковой структуре.

Целью данной работы является теоретическое исследование возможности создания структуры, в которой электромагнитные волны, распространяющиеся в слоях, имеют фазовые скорости, близкие к скорости дрейфа электронов в полупроводнике, порядка  $10^7$  см/с, т. е. существенно меньшие скорости света. Для этого мы воспользуемся рядом известных фактов.

Прежде всего, такими должны быть поверхностные волны на границе двух слоев. Например, поверхностные плазмоны на границе полупроводникового и диэлектрического слоев являются медленными волнами. Дополнительное уменьшение скорости возможно при наложении внешнего магнитного поля. Свойства магнитоплазменных поверхностных поляритонов на границе полупроводников были рассмотрены в обзоре [11]. Теория и практика применения медленных оптических плазмонов на границе раздела металл–диэлектрик даны в обзоре [12]. В работе [13] рассматривается возбуждение на металлической нанопленке поверхностных плазмон–поляритонов, скорость которых «может отличаться в десятки и сотни раз от фазовой скорости электромагнитной волны в свободном пространстве».

В периодических структурах из слоев полупроводника и диэлектрика или материала, допускающего распространение экситонов, и однородного диэлектрика возможно уменьшение затухания плазмона за счет перераспределения электромагнитной энергии волны между полупроводниковым и диэлектрическим слоем. Имеется в виду, что в периодической структуре значительная часть энергии волны переносится в слое диэлектрика, в котором затухание может быть на два порядка меньше, чем в полупроводнике. Поэтому объектом исследования в данном случае является периодическая структура диэлектрик-полупроводник в магнитном поле.

В этой работе изучены особенности зонных спектров периодической структуры с магнитоактивными слоями вблизи ее характеристических частот в субмиллиметровом диапазоне волн. Исследованы влияние толщин слоев, магнитного поля и диссипации на характеристики волн, в том числе и на их замедление.

**1. Основные соотношения.** Рассматривается неограниченная одномерная периодическая структура с периодом  $d$ , образованная чередующимися слоями полупроводника толщиной  $d_1$  и диэлектрика толщиной  $d_2$ . Приложенное к структуре постоянное магнитное поле направлено параллельно плоскости слоев (вдоль оси  $y$ ) и перпендикулярно плоскости распространения  $TM$ -волны (плоскость  $xz$ ), имеющей компоненты поля  $E_x, E_z, H_y$ . Полагается, что в направлении приложенного магнитного поля (ось  $y$ ) структура пространственно однородна, т. е.  $\partial/\partial y = 0$ .

Диэлектрический слой периодической структуры является однородным и изотропным с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ . Полупроводниковый слой рассматривается в гидродинамическом описании и характеризуется тензором диэлектрической проницаемости со следующими компонентами:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_L \left[ 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2]} \right], \\ \varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} = i \frac{\varepsilon_L \omega_p^2 \omega_H}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2]}, \\ \varepsilon_{yy} = \varepsilon_L \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right], \\ \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\varepsilon_L$  – диэлектрическая проницаемость решетки кристалла;  $\omega$ ,  $\omega_p$ ,  $\nu$ ,  $\omega_H$  – соответственно частоты: электромагнитной волны, плазменная, столкновений и циклотронная (для электронов  $\omega_H < 0$ ).

Дисперсионное уравнение, определяющее собственные типы волн в периодической структуре такой конфигурации [14], для электромагнитной волны с временной и координатной зависимостями  $e^{-i(\omega t - k_x x - k_z z)}$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} \cos \bar{k}d = \cos k_{z1}d_1 \cos k_{z2}d_2 - \\ - \frac{1}{2} \sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2 \times \\ \times \left[ \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_V} + \frac{k_{z2}}{k_{z1}} \frac{\varepsilon_V}{\varepsilon_2} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_V} \frac{k_x^2}{k_{z1}k_{z2}} \left( \frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{xx}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $k_{z1}$  и  $k_{z2}$  поперечные волновые числа полупроводникового и диэлектрического слоев:

$$k_{z1} = \sqrt{\left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon_V - k_x^2}, \quad k_{z2} = \sqrt{\left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon_2 - k_x^2}; \quad (3)$$

$\varepsilon_V = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xz}^2/\varepsilon_{xx}$  – фойгтовская диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $k_x$  – продольное волновое число;  $\bar{k}$  – блоховское волновое число, или, другими словами, усредненная по периоду структуры поперечная компонента волнового вектора распространяющейся в структуре данной конфигурации  $TM$ -волны. В общем случае все волновые числа – комплексные величины.

В рассматриваемом здесь случае медленных волн можно пренебречь запаздыванием, т. е. положить  $(k'_x)^2 \gg (\omega/c)^2 \max(\varepsilon_V, \varepsilon_2)$ . Тогда поперечные волновые числа в слоях чисто мнимые,  $k_z = -ik'_x$ , что соответствует поверхностному характеру распространяющейся волны. Это же приближение удобно для нахождения характеристических частот, определяющих положение в зонном спектре областей резонанса, пропускания и непропускания собственных волн периодической структуры. С этой целью уравнение (2) может быть представлено в следующем удобном для анализа виде [14]:

$$F_{\bar{k}} = F_{\omega}, \quad (4)$$

где

$$F_{\bar{k}} = 2 \frac{\cos \bar{k}d - \cosh k_x(d_1 - d_2)}{\sinh k_x d_1 \sinh k_x d_2}; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} F_{\omega} = \frac{(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_2 + i\varepsilon_{xz})(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_2 - i\varepsilon_{xz})}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_2} = \\ = \frac{(\varepsilon_L + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_L\varepsilon_2} \times \\ \times \frac{(\omega^2 + \omega\omega_H - \omega_{SP}^2)(\omega^2 - \omega\omega_H - \omega_{SP}^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_p^2)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\omega_{SP} = \omega_P \sqrt{\varepsilon_L / (\varepsilon_L + \varepsilon_2)}$  – частота поверхностного плазмона на границе раздела полупроводника и диэлектрика.

Функция  $F_{\vec{k}}$  характеризует пространственную дисперсию, обусловленную периодичностью среды. Из формулы (5) следует, что пространственная дисперсия определяется только толщинами слоев и не зависит от их электрофизических параметров. Симметрия этой функции относительно индексов 1 и 2 приводит к независимости зонного спектра от того, к какому слою – полупроводниковому или диэлектрическому – относятся выбираемые значения толщин структуры.

Функция  $F_{\omega}$  характеризует временную дисперсию и определяет частоты, обращающие в нуль числитель или знаменатель этого выражения, т. е. указывают положение зон пропускания и резонанса. Такими характеристическими частотами для дисперсионных кривых являются гибридная частота  $\omega_h = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_P^2}$  (частота сдвинутого циклотронного резонанса), а также нижняя и верхняя характеристические частоты  $\omega_{1,2} = \pm \omega_H / 2 + \sqrt{(\omega_H / 2)^2 + \omega_{SP}^2}$ . Соотношение этих частот, определяющее расположение зон пропускания и непропускания в зонном спектре, зависит от приложенного магнитного поля (рис. 1).

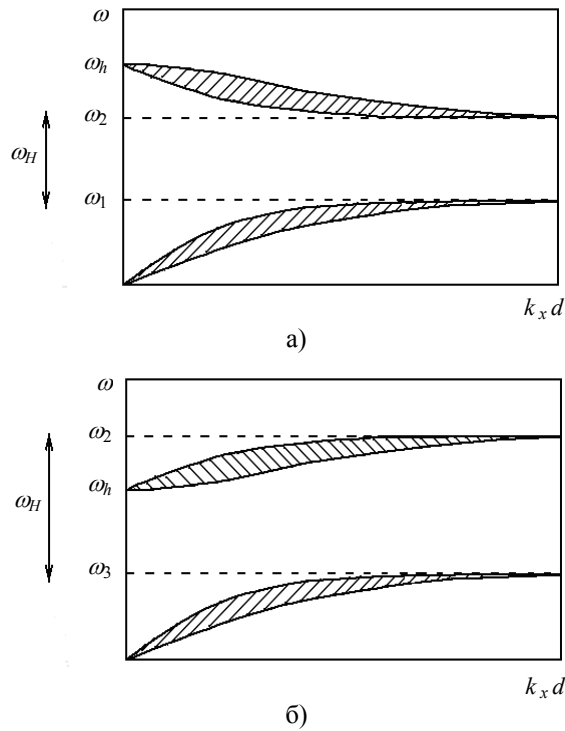


Рис. 1. Схематический вид расположения зон пропускания [14] (заштрихованные области) при различном соотношении характеристических частот: а) –  $\omega_H < \omega_{cr}$ ; б) –  $\omega_H > \omega_{cr}$

При этом область  $\omega_1$  всегда находится ниже резонансной частоты  $\omega_h$ , в то время как область  $\omega_2$  может располагаться как ниже, так и выше нее. Случай  $\omega_2 > \omega_h$  реализуется при  $\varepsilon_2 > \varepsilon_L$  либо при выполнении условия  $|\omega_H| > \omega_{cr}$ , где  $\omega_{cr} = \omega_{SP}(\varepsilon_2 / \varepsilon_L) / \sqrt{1 - \varepsilon_2 / \varepsilon_L}$  [14].

В нашей работе исследование свойств электромагнитных волн в периодической структуре проведено на основе анализа дисперсионных зависимостей функции  $F(\omega, k'_x)$ , определяемой правой частью уравнения (2), при фиксированных значениях  $k'_x d$  и зонных спектров  $\omega = f(k'_x d)$  и  $\omega = f(k''_x d)$  при различных значениях параметров структуры. Расчет указанных зависимостей проводился численным методом с использованием уравнения (2). С этой целью находились такие комбинации значений, при которых уравнение (2) выполняется для заданных значений  $\vec{k}d = 0; \pm \pi$ , определяющих границы разрешенной зоны, и для промежуточных значений. Проверка результатов расчетов, выполненных численным методом, проводилась сравнением их с расчетом зонного спектра по приближенной аналитической формуле, справедливой в малой окрестности характеристической частоты  $\omega_1$ . При этом рассчитывался зонный спектр

$$\omega = \omega_1 + \Delta\omega = f(k'_x d), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\omega = & -\exp(-2k'_x d_1) \times \\ & \times \{1 - 2\cos(\vec{k}d)\exp[-k'_x(d_2 - d_1)]\} \times \\ & \times \frac{\omega_1(\omega_1^2 - \omega_H^2 - \omega_P^2)}{\omega_H \sqrt{(\omega_H/2)^2 + \omega_{SP}^2}} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Соотношение (8) получено из (4) в приближении  $\Delta\omega \ll \omega_1$ ,  $d_1 \neq d_2$  и больших значений  $k'_x$ .

В расчетах по замедлению волны в качестве материалов слоев структуры использовались *n*-InSb ( $\varepsilon_L = 17,8$ ,  $m^* = 0,014 \cdot m_e$ ) при  $T = 77$  К с концентрацией электронов  $n = 2,4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, подвижностью  $\mu = 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с и цельзиановая керамика с  $\varepsilon_2 = 7,5$  и  $\text{tg } \delta = 4 \cdot 10^{-4}$ . Магнитное поле  $B = 1$  Тл, толщина слоев структуры 100...300 нм.

Ранее уже указывалось, что анализ особенностей зонных спектров проводится в магнитогидродинамическом приближении холодной твердотельной плазмы. Его применимость для выбранных параметров структуры требует соответствующего обоснования. Необходимые для этого условия следующие:

- Условие твердотельной плазмы, т. е. квазинейтральности газа заряженных частиц в полупроводниковом слое структуры [15], требует выполнения неравенства  $d_1 \gg l_D$ , где  $l_D = \sqrt{\kappa T \varepsilon_L / 8 \pi n e^2}$  – дебаевский радиус экранирования,  $\kappa = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/К – постоянная Больцмана [16].

- Длина свободного пробега носителей заряда  $l$  должна быть мала по сравнению с характерной длиной в задаче, т. е. в данном случае с толщиной полупроводникового слоя  $d_1$ . Здесь важно учесть «сдерживающее» влияние внешнего магнитного поля на движение частиц поперек поля. В этом случае роль длины свободного пробега играет радиус циклотронной орбиты носителя заряда  $r_H = v_T / \omega_H$  [16], где  $v_T$  – тепловая скорость.

- Период циклотронного вращения носителей заряда должен быть мал по сравнению с характерным временем, в течение которого изменяется гидродинамическое движение, т. е. с периодом колебаний электромагнитного поля, или иначе  $\omega_H \gg \omega$  [16].

Следует отметить, что благодаря тепловому движению частиц в магнитоактивной плазме возможно возникновение новых ветвей колебаний. Эти явления существенны при рассмотрении взаимодействия резонансных частиц с электрическим полем волны [17]. В настоящей работе взаимодействие заряженных частиц плазмы с электромагнитными волнами не рассматривается.

Для приведенных выше параметров структуры имеем следующие характерные длины и частоты:  $d_1 \cong 200$  нм,  $l_D \approx 37$  нм,  $r_H \approx 23$  нм,  $\omega_H = 12,5 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\omega \approx 1,5 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>, обеспечивающие выполнение перечисленных условий.

**2. Медленные волны.** На рис. 2 приведена частотная зависимость функции  $F(\omega, k'_x)$  при фиксированном значении  $k'_x d$  с учетом запаздывания и без учета потерь в материалах слоев. Значение магнитного поля  $B = 1$  Тл. Толщина одного из слоев (любого) 100 нм, другого – 200 нм.

Как уже отмечалось, возможность такой перемены местами толщин слоев является следствием зависимости  $k_{z1}$  и  $k_{z2}$  от диэлектрической проницаемости в силу неравенства  $(k'_x)^2 \gg (\omega/c)^2 \max(\varepsilon_V, \varepsilon_2)$ , характерного для используемого приближения. Области частот, в которых значения функции  $F(\omega, k'_x) = \cos \bar{k}d$  находятся в интервале от +1 до -1, соответствуют полосам пропускания зонного спектра с границами  $\bar{k}d = 0$  и  $\bar{k}d = \pi$  при заданном значении  $k'_x d$ .

Расходимость функции  $F(\omega, k'_x)$  вблизи частоты  $\omega_h$  соответствует области резонанса. Видно, что в зонном спектре существуют две полосы пропускания, одна из которых находится ниже характеристической частоты  $\omega_1$ , а другая – ниже  $\omega_2$ . Эти полосы соответствуют двум ветвям магнитоэлектронных волн – «акустической» и «оптической», причем  $\omega_1$  является предельной частотой спектра медленной необыкновенной волны. Для этой волны поперечные волновые числа  $k_{z1,2}$  в слоях чисто мнимые и поля спадают по экспоненте от границ раздела слоев, вдоль которых распространяются поверхностные электромагнитные волны. Именно эта область спектра представляет интерес для исследования возможности снижения фазовой скорости поверхностной волны путем смещения зоны пропускания в область больших значений  $k'_x$ .

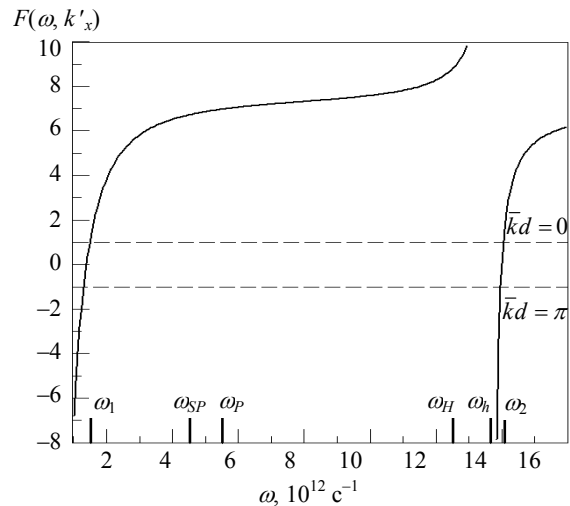


Рис. 2. Частотная зависимость функции  $F(\omega, k'_x)$ , определяющая области пропускания и резонанса при значении  $k'_x d = 2,5$ . На оси абсцисс указано положение характеристических частот структуры

На рис. 3 показаны дисперсионные кривые  $\omega = f(k'_x d)$  при различных значениях  $\bar{k}d$ , принадлежащих зоне пропускания, находящейся ниже частоты  $\omega_1$ , при тех же параметрах структуры, что и для рис. 2. Границы этой зоны образованы кривыми для  $\bar{k}d = 0$  и  $\bar{k}d = \pi$  и выходят на асимптоту частоты  $\omega_1$  (штриховая прямая). Приведены значения скорости волны в указанных точках кривой для  $\bar{k}d = \pi$ . Результаты численного анализа подтверждаются расчетом по приближенной формуле (8) (штриховые кривые) для границы зоны  $\bar{k}d = \pi$  и в некоторой окрестности частоты  $\omega_1$  для других значений  $\bar{k}d$ . Видно, что

форма зоны пропускания такова, что смещение в область больших  $k'_x d$  приводит к быстрому уменьшению ее ширины по частоте. Тем не менее уже при небольших значениях  $k'_x d$  фазовая скорость поверхностной волны  $\omega/k'_x$  на этих частотах ( $\omega \geq 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ) оказывается сравнимой со скоростью дрейфа носителей заряда в полупроводниках. Так, на границе зоны пропускания  $\bar{k}d = \pi$  (рис. 3) значение фазовой скорости меняется от  $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  при  $k'_x d = 1,5$  до  $10^7 \text{ см/с}$  при  $k'_x d = 4$  ( $d = 300 \text{ нм}$ ).

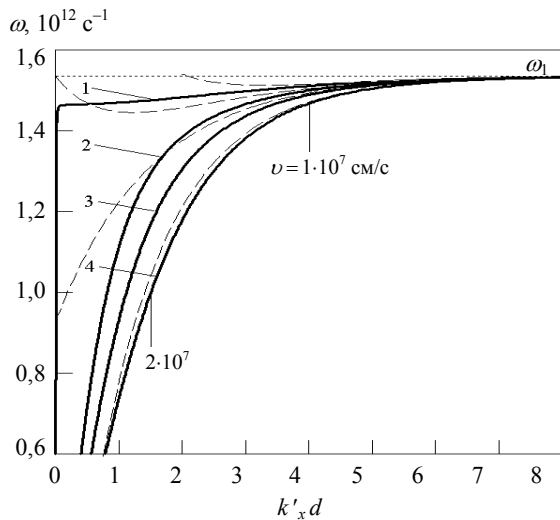


Рис. 3. Дисперсионные зависимости зоны пропускания для различных значений  $\bar{k}d$  при соотношении частот  $\omega < \omega_1$  в отсутствие потерь в средах структуры: 1 –  $\bar{k}d = 0$ ; 2 –  $\bar{k}d = \pi/3$ ; 3 –  $\bar{k}d = \pi/2$ ; 4 –  $\bar{k}d = \pi$

Как следует из соотношений (4)–(6), при стремлении числителя (6) к нулю решение может быть получено, если знаменатель правой части (5) стремится к бесконечности, т. е. к бесконечности должны стремиться аргументы гиперболических синусов. Это может быть получено за счет уменьшения толщин слоев  $d_{1,2}$  при соответствующем увеличении компоненты волнового вектора  $k'_x$ , что приводит к уменьшению фазовой скорости.

Физически причина замедления волны связана с существованием самой нижней по частоте зоны пропускания поверхностной волны (область  $\omega_1$ ), допускающей возможность продвижения по дисперсионной кривой в область больших значений  $k'_x$  при условии малости периода структуры.

На рис. 4 показано распределение  $E_x$ -компоненты поля распространяющейся  $TM$ -волны, рассчитанное для точек дисперсионных кривых

рис. 3, соответствующих  $\bar{k}d = \pi$  и  $\bar{k}d = \pi/3$ , при значении  $k'_x d \cong 2,496$ . Толщина первого слоя 100 нм, второго – 200 нм. Поля нормированы на их максимальное значение. Распределение поля повторяется через два периода для  $\bar{k}d = \pi$  (рис. 4, а) и через 6 периодов для  $\bar{k}d = \pi/3$  (рис. 4, б). В последнем случае огибающая картины поля наглядно характеризует проявление блоховского волнового вектора  $\bar{k}$ . Видно также, что на всех границах раздела слоев поля спадают по экспоненциальному закону в перпендикулярном направлении, подтверждая поверхностный характер волн, распространяющихся вдоль слоев структуры в направлении оси  $x$ , и «туннелирование» их энергии через слои в направлении оси  $z$ . При этом собственной волной периодической структуры является плоская  $TM$ -волна с компонентами волнового вектора  $k'_x$  и  $\bar{k}$ .

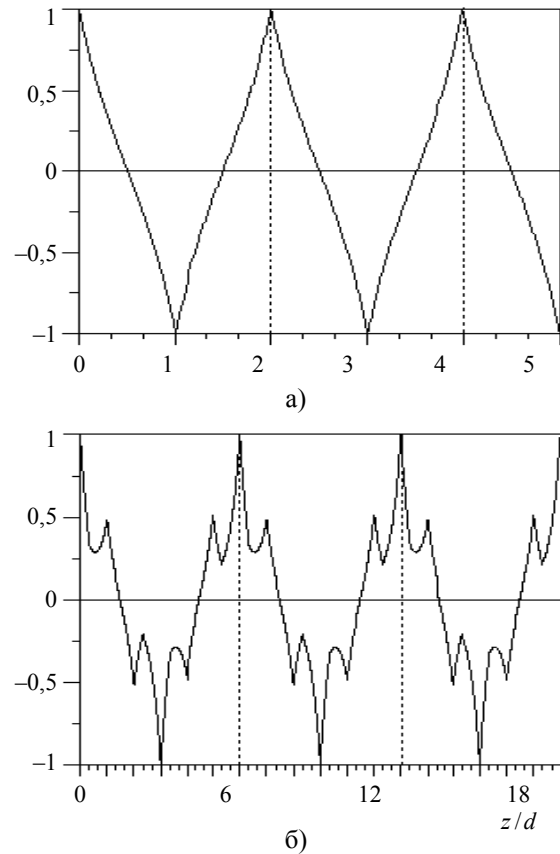


Рис. 4. Распределение электромагнитного поля по периодам структуры при а)  $\bar{k}d = \pi$  и б)  $\bar{k}d = \pi/3$ . ----- периоды повторения картины поля

Интересно отметить, что в рассматриваемой области частот поперечные волновые числа в полупроводниковом и диэлектрическом слоях имеют большие и почти одинаковые значения. Тем не менее в периодической структуре, образо-

ванной только диэлектрическими слоями, такое замедление волны не получается. Это обусловлено формой зоны пропускания. В случае структуры полупроводник–диэлектрик смещение в область больших значений  $k'_x$  «выводит» зону пропускания на асимптоту фиксированной частоты  $\omega_1$ . Для чисто диэлектрической периодической структуры зона пропускания выходит на асимптоту световой линии, и поэтому увеличение  $k'_x$ , сопровождающееся ростом частоты, не приводит к малым значениям фазовой скорости.

В реальных условиях потерь в материалах сред, образующих периодическую структуру, на дисперсионной кривой, определяющей правую границу зоны пропускания, появляется загиб, ограничивающий зону пропускания максимальным значением  $k'_x d$ . Точка загиба кривой характеризует минимальную фазовую скорость волны [14]. На дисперсионной кривой, определяющей левую границу зоны пропускания, при обычных для полупроводника частотах столкновений ( $v \geq 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ) загиб отсутствует, но край зоны вырождается [18].

На рис. 5 сплошными кривыми показано, как изменились контуры зоны пропускания ( $\bar{k}d = 0$  и  $\bar{k}d = \pi$ ) при учете потерь в полупроводниковом и диэлектрическом слоях структуры. Пунктирной кривой показана зависимость  $\omega = f(k''_x d)$ . Магнитное поле  $B = 1 \text{ Тл}$ , отношение толщин слоев: 100 и 200 нм.

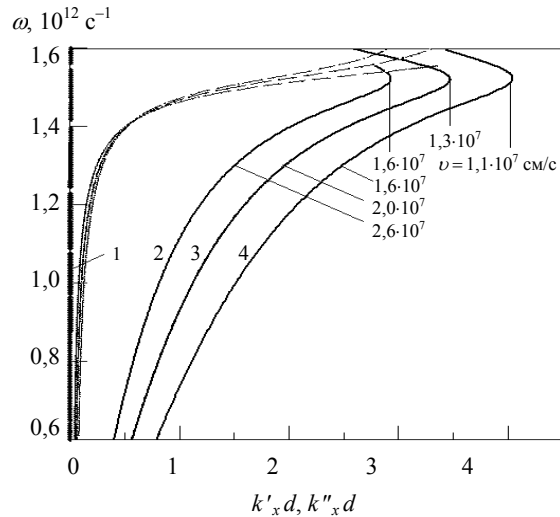


Рис. 5. Дисперсионные зависимости при различных значениях  $\bar{k}d$  с учетом потерь в средах структуры: 1 –  $\bar{k}d = 0$ ; 2 –  $\bar{k}d = \pi/3$ ; 3 –  $\bar{k}d = \pi/2$ ; 4 –  $\bar{k}d = \pi$ . Приведены значения фазовой скорости волны в указанных точках дисперсионных кривых

При сравнении с рис. 3 видно, что учет потерь приводит к деформации верхней части зоны пропускания, пределы которой по частоте определяются теперь положением загибов дис-

персионных кривых. В то же время положение правой границы зоны пропускания ( $\bar{k}d = \pi$ ) в координатах спектра  $\omega = f(k'_x d)$  изменилось мало, поэтому и значения фазовой скорости в соответствующих точках, приведенных на рис. 3, почти не изменились. При этом относительное затухание вблизи загиба ( $k'_x d < 3,7$ ) имеет значение  $k''_x/k'_x < 1$ .

При переходе от границы зоны пропускания  $\bar{k}d = \pi$  к меньшим значениям блоховского волнового вектора соответствующие зависимости  $\omega = f(k'_x d)$  вместе с загибом смещаются к меньшим значениям  $k'_x d$  и, соответственно, к большим значениям фазовой скорости. В то же время ход зависимостей  $\omega = f(k''_x d)$  для различных значений  $\bar{k}d$  практически совпадает до области верхней границы зоны пропускания, определяемой загибом. Таким образом, существует некоторая область зоны пропускания, соответствующая различным значениям  $\bar{k}d$  и примыкающая к ее правой границе ( $\bar{k}d = \pi$ ), в которой имеют место малые значения фазовой скорости и относительного затухания.

Изменение соотношения толщин слоев структуры приводит к деформации правого края зоны пропускания ( $\bar{k}d = \pi$ ), показанного на рис. 6. Зависимости  $\omega = f(k'_x d)$  – сплошные кривые,  $\omega = f(k''_x d)$  – штриховые кривые.

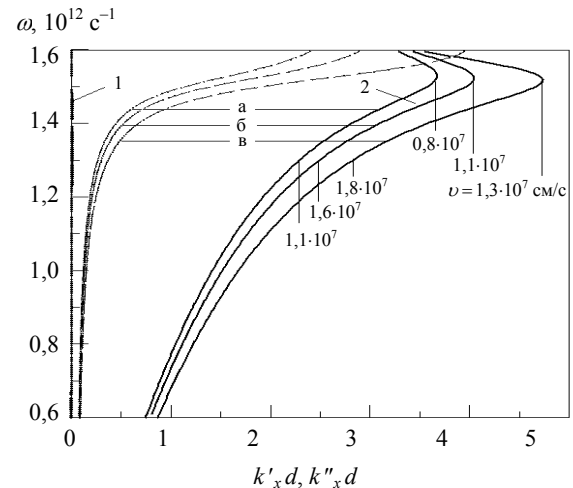


Рис. 6. Дисперсионные зависимости при различных толщинах слоев с учетом потерь в средах структуры: а – 100 и 100 нм; б – 100 и 200 нм; в – 100 м и 300 нм; 1 –  $\bar{k}d = 0$ ; 2 –  $\bar{k}d = \pi$

С увеличением толщины слоев край зоны смещается вместе с загибом в сторону больших значений  $k'_x d$ . Тем не менее это смещение не приводит к уменьшению фазовой скорости, так как

сопровождается увеличением периода структуры. Относительные затухания при выбранных комбинациях толщин слоев мало отличаются и в основной части зоны пропускания ( $\omega \leq 1,3 \cdot 10^{12}$ ) находятся на уровне  $k_x''/k_x' \approx 0,1$ .

Ранее мы указывали, что положение зон пропускания и непропускания зависит от приложенного магнитного поля. Дисперсионные зависимости для трех значений магнитного поля приведены на рис. 7, где  $\omega = f(k_x'd)$  – сплошные кривые,  $\omega = f(k_x''d)$  – штриховые кривые. Указаны значения фазовой скорости волны в точках загиба кривых  $\bar{k}d = \pi$ . Соотношение толщин структуры: 100 и 200 нм. Как видно из рисунка, увеличение магнитного поля приводит к снижению характеристической частоты  $\omega_1$ , а следовательно, и верхней границы зоны пропускания.

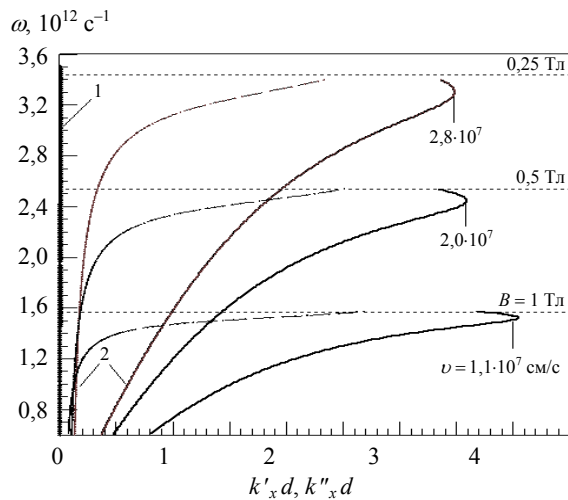


Рис. 7. Дисперсионные зависимости при различных значениях магнитного поля с учетом потерь в средах структуры: 1 –  $\bar{k}d = 0$ ; 2 –  $\bar{k}d = \pi$  ----- – положение частоты  $\omega_1$ , соответствующее указанному рядом значению магнитного поля

При этом загиб на дисперсионной кривой  $\omega = f(k_x'd)$  смещается к большим значениям  $k_x'$ , что приводит к снижению фазовой скорости и затухания. Последнее проявляется в смещении зависимости  $\omega = f(k_x''d)$  к меньшим значениям  $k_x''$ . Таким образом, магнитное поле может служить в данном случае удобным средством перестройки режима распространения волны в рабочей области частот.

**Выводы.** Исследованы особенности распространения ТМ-волны в периодической структуре полупроводник–диэлектрик с поперечной конфигурацией внешнего магнитного поля. Приведена методика исследования. Показано, что в периодической тонкослойной структуре фазовая скорость поверхностной волны может достигать значений, сравнимых со скоростью дрейфа носи-

телей заряда в полупроводнике, а коэффициент замедления волны составлять несколько тысяч.

Большое замедление связано со следующими особенностями рассмотренной периодической структуры:

- Использование поверхностных волн на границах магнитоактивных плазменных слоев в области самой нижней характеристической частоты периодической структуры допускает смещение по дисперсионной зависимости в область больших значений диэлектрической проницаемости и модуля волнового числа.

- Так как часть энергии переносится в диэлектрических слоях с малыми потерями, то суммарные потери в структуре уменьшаются. В результате загиб дисперсионной характеристики смещается в сторону увеличения продольной компоненты волнового вектора  $k_x'$ .

- Увеличение  $k_x'$  приводит к росту оптической толщины слоев  $k_x'd_{1,2}$ . При этом, если  $\omega \rightarrow \omega_1$ , то  $k_x'd_{1,2} \rightarrow \infty$  (см. соотношения (4)–(6)). Следовательно переход к тонкослойным структурам (т. е. к малым периодам) позволяет получить максимальные значения  $k_x'$ , соответствующие фазовым скоростям волны, значительно меньшим скорости света.

1. Mullins J. Using unusable frequency / J. Mullins // IEEE Spectrum. – 2002. – 39, N 7. – P. 22–23.
2. Nagatsuma T. Generating millimeter and terahertz waves / T. Nagatsuma // IEEE Microwave Magazine. – 2009. – 10, N 4. – P. 64–74.
3. Sakai K. Terahertz Optoelectronics / K. Sakai. – Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. – (Topics in Applied Physics). – 399 p.
4. Research highlights from the Novosibirsk 400 W average power THz FEL / G. N. Kulipanov, N. G. Gavrillov, B. A. Knyazev et al. // Terahertz Science and Technology. – 2008. – 1, N 2. – P. 107–125.
5. You Hao. GaN-based semiconductor devices for terahertz technology / You Hao, Lin-An Yang, Jin-Cheng Zhang // Terahertz Science and Technology. – 2008. – 1, N 2. – P. 51–64.
6. Булгаков А. А. Дисперсия и неустойчивость дрейфовых волн в мелкослойной полупроводниковой структуре / А. А. Булгаков, О. В. Шрамкова // Физика и техника полупроводников. – 2006. – 40, вып. 12. – С. 1420–1426.
7. Булгаков А. А. Влияние диссипативных процессов на дисперсию и неустойчивость дрейфовых волн в мелкослойной полупроводниковой структуре / А. А. Булгаков, О. В. Шрамкова // Физика плазмы. – 2006. – 32, № 11. – С. 981–986.
8. Булгаков А. А. Дисперсия и неустойчивость электромагнитных волн в полупроводниковых слоисто-периодических структурах / А. А. Булгаков, О. В. Шрамкова // Журн. техн. физики. – 2003. – 73, вып. 3. – С. 87–95.
9. Альтшулер Е. Ю. Управление спектром блоховских волн ближнего поля в волноводе, периодически нагруженном тонкими слоями InSb / Е. Ю. Альтшулер, И. С. Нефедов // Радиотехника и электрон. – 2008. – 53, № 1. – С. 67–69.
10. Князев Е. А. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн / Е. А. Князев, А. В. Кузьмин // Вестн. НГУ. Сер. Физика. – 2007. – 2, вып. 1. – С. 108–122.

11. Бразис Р. С. Активные и нелинейные взаимодействия при возбуждении поляритонов плазменного типа в полупроводниках / Р. С. Бразис // Литовский физический сб. – 1981. – XXI, № 4. – С. 73–117.
12. Зуев В. С. Очень медленные поверхностные плазмоны: теория и практика: (Обзор) / В. С. Зуев, Г. Я. Зуева // Оптика и спектроскопия. – 2009. – 107, № 4. – С. 648–663.
13. Зуев В. С. Явление Вавилова-Черенкова в нанопленке металла / В. С. Зуев, Г. Я. Зуева // Оптика и спектроскопия. – 2010. – 108, № 4. – С. 680–683.
14. Басс Ф. Г. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тертеров. – М.: Наука, 1989. – 288 с.
15. Пожела Ю. К. Электромагнитные волны в плазме твердого тела / Ю. К. Пожела; Ин-т физики полупроводников АН Лит. ССР. – Вильнюс, 1970. – 71 с.
16. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме / В. Л. Гинзбург. – М.: Наука, 1967. – 684 с.
17. Электродинамика плазмы / А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин и др. – М.: Наука, 1974. – 719 с.
18. Булгаков А. А. Влияние диссипации на зонную структуру полупроводниковых сверхрешеток в магнитном поле / А. А. Булгаков, В. К. Кононенко, О. В. Костылева // Изв. вузов. Радиофизика. – 2008. – 51, № 2. – С. 142–148.

A. A. Bulgakov, V. K. Kononenko

#### SLOW WAVES IN A PERIODIC STRUCTURE WITH MAGNETOACTIVE SEMICONDUCTOR LAYERS

Features of zone spectra of the periodic structure with magnetoactive semiconductor layers in the vicinity of its characteristic frequencies in submillimeter wavelength range were studied theoretically. It is shown that the surface wave phase velocity in the thin-layer periodic structure with transverse external magnetic field configuration can be comparable to the charge carriers drift velocity in the semiconductor. Thus, a calculated coefficient of

wave delay can exceed  $10^3$  in the periodic structure with nanolayers of celsian ceramics and *n*-InSb at liquid-nitrogen temperature at the magnetic fields 0,25...1 T. A physical reason for wave delay is connected with existence of the lowest frequency pass band of the thin-layer periodic structure allowing promotion along dispersion curve into the region of high values of the wave number modulus for a small period of the structure.

**Key words:** periodic structure, surface wave, magnetoactive layers, slow wave

О. О. Булгаков, В. К. Кононенко

#### ПОВІЛЬНІ ХВИЛІ В ПЕРІОДИЧНІЙ СТРУКТУРІ З МАГНІТОАКТИВНИМИ НАПІВПРОВІДНИКОВИМИ ШАРАМИ

Теоретично досліджено особливості зонних спектрів періодичної структури з магнітоактивними напівпровідниковими шарами поблизу її характеристичних частот у субміліметровому діапазоні хвиль. Наведено методику дослідження. Показано, що в тонкошаровій періодичній структурі з поперечною конфігурацією зовнішнього магнітного поля фазова швидкість поверхневої хвилі може мати значення, порівнянне зі швидкістю дрейфу носіїв заряду в напівпровіднику. Так, у періодичній структурі з нанощарами з цельзіанової кераміки й *n*-InSb при температурі рідкого азоту в магнітних полях 0,25...1 Тл, коефіцієнт уповільнення хвилі перевищує  $10^3$ . Фізична причина уповільнення хвилі пояснюється існуванням нижньої за частотою зони пропускання, яка допускає просування по дисперсійній кривій в область більших значень модуля хвильового числа при малому періоді тонкошарової періодичної структури.

**Ключові слова:** періодична структура, поверхнева хвиля, магнітоактивні шари, уповільнена хвиля.

Рукопись поступила 15.12.10 г.