03,13

Поверхностные электромагнитные волны в двухосной мелкослоистой структуре в магнитном поле

© А.А. Булгаков[1], И.В. Федорин[2]

[1] Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
Харьков, Украина
[2] Национальный технический университет „Харьковский политехнический институт“,
Харьков, Украина
E-mail: fedorin.ilya@gmail.com

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2011 г.
В окончательной редакции 26 января 2012 г.)

Исследуются условия существования поверхностных электромагнитных волн на плоской границе раздела однородной среды (вакуум) и мелкослоистой периодической структуры, состоящей из слоев полупроводника и диэлектрика, помещенной во внешнее магнитное поле. Такая структура представляет собой оптически двухосный кристалл с эффективными компонентами тензоров диэлектрической проницаемости, зависящими как от геометрических параметров структуры, так и от физических характеристик (величины магнитного поля, частоты и толщин слоев). Показано, что в определенных диапазонах частот и величин внешних магнитных полей в подобной структуре возможно распространение поверхностных электромагнитных волн, локализованных вблизи границы раздела.

1. Введение

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), т. е. волны, локализованные вблизи границы раздела сред, в кристаллах бывают двух видов. К первому виду относятся дисперсные поверхностные волны на границе сред с разными знаками диэлектрических (или магнитных) проницаемостей и частотной дисперсией. Этот вид поверхностных волн имеет место вблизи резонансных частот [1,2]. Ко второму виду относятся волны, возникающие вследствие оптической анизотропии пограничных сред при положительных значениях диэлектрической проницаемости и относительно малой частотной дисперсии. Эти ПЭВ названы сингулярными поверхностными волнами [3,4].

Распространение поверхностных волн в периодических структурах теоретически и экспериментально изучалось в ряде работ [5–7]. Одной из первых публикаций, в которой предсказывалось существование поверхностных состояний на границе кристалла, была работа Тамма [8]. Акустические поверхностные волны типа волн Рэлея описаны в [9,10]. Оптические поверхностные волны рассматривались в [11]. Поверхностные волны в анизотропных кристаллах изучались в работах [12,13]. В анизотропных средах структура и свойства поверхностных волн зависят от типа анизотропии и направления распространения волны. В [14,15] рассматривалась возможность существования ПЭВ на границах метаматериалов с отрицательными диэлектрической ($\varepsilon < 0$) и магнитной ($\mu < 0$) проницаемостями и изотропных сред. Оказалось, что в зависимости от значений материальных параметров сред на таких границах возможно возбуждение только одной поверхностной моды с s- или p-поляризацией [14,15]. Ряд работ посвящен исследованию распространения поверхностных волн в фотонных кристаллах (ФК), что в первую очередь связано с перспективой их применения в квантовой оптике и оптоэлектронике [16,17]. ФК отличаются разнообразием поверхностных мод. Причиной этого является различие блоховских и плоских волн [18].

В последнее время интерес к ПЭВ возрос как в оптическом, так и в СВЧ-диапазоне [19,20]. Особое внимание вызывают ПЭВ в терагерцевом диапазоне частот [21,22]. Терагерцевый диапазон, к которому можно условно отнести частоты от одного до десяти терагерц, крайне мало исследовался в течение многих лет из-за отсутствия источников и детекторов излучения. Появление новых широкополосных источников терагерцевого излучения резко активизировало исследования этой спектральной области [23].

Далее рассмотрим ПЭВ на границе вакуума и мелкослоистой периодической структуры, состоящей из слоев полупроводника и диэлектрика, помещенной во внешнее магнитное поле. Исследуются области существования и особенности распространения ПЭВ в тетрагерцевом диапазоне.

2. Мелкослоистая структура

Рассмотрим слоисто-периодическую структуру, образованную повторяющимися слоями полупроводника (толщиной d_1) и диэлектрика (толщиной d_2). Предположим, что волновой вектор падающей волны лежит в плоскости $(x, 0, z)$, ось периодичности направлена вдоль оси Oz. В этом случае возможно существенное упрощение задачи, так как из уравнений исключается зависимость от одной из координат, например от координаты y [24]. Внешнее магнитное поле H_0 приложено в направлении оси Oy. При выбранной геометрии структуры уравнения Максвелла распадаются на уравнения для волн двух поляризаций: 1) для E-волны с компонентами полей E_x, H_y, E_z (необыкновенные волны); 2) для H-волны с компонентами полей H_x, E_y, H_z (обыкновенные волны). $d = d_1 + d_2$ — период структуры.

Рассмотрим случай, когда $k_{z1}^{E,H} d_1$, $k_{z2} d_2$, $k^{E,H} d \ll 1$ ($k_{z1}^{E,H}$, k_{z2}, $k^{E,H}$ — поперечные волновые числа полупроводника для E- и H-волн, диэлектрика и блоховские волновые числа слоисто-периодической структуры). Физически это означает, что рассмотренная структура имеет период много меньше длины электромагнитной волны в направлении оси Oz. В этом случае можно ввести следующие эффективные компоненты тензора диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры [25]:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\varepsilon_f d_1 + \varepsilon_d d_2}{d}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\varepsilon_2 d_1 + \varepsilon_d d_2}{d},$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\varepsilon_{xx} d^2}{\varepsilon_{xx} d\left(\frac{d_2}{\varepsilon_d} + \frac{d_1}{\varepsilon_f}\right) + \frac{(\varepsilon_{xz}^p)^2 \varepsilon_d d_1 d_2}{(\varepsilon_{xx}^p)^2 \varepsilon_f}}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_f = \left((\varepsilon_{xz}^p)^2 + (\varepsilon_{xx}^2)\right)/\varepsilon_{xx}^p$ — так называемая фойгтовская диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_d — проницаемость диэлектрического слоя; $\varepsilon_{xx}^p, \varepsilon_{yy}^p, \varepsilon_{xz}^p$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости полупроводникового слоя [24],

$$\varepsilon_{xx}^p = \varepsilon_{zz}^p = \varepsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega\left((\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2\right)}\right),$$

$$\varepsilon_{yy}^p = \varepsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}\right),$$

$$\varepsilon_{xz}^p = -\varepsilon_{zx}^p = i\varepsilon_0 \frac{\omega_p^2 \omega_H}{\omega\left((\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2\right)}. \tag{2}$$

В уравнениях (2) ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки полупроводникового слоя, $\omega_p = \sqrt{4\pi e_e^2 n_0/m_{\text{eff}}\varepsilon_0}$ — плазменная частота, $\omega_H = H_0 e_e/m_{\text{eff}} c$ — циклотронная частота, n_0 — концентрация носителей заряда в полупроводнике, m_{eff} и e_e — соответственно эффективная масса и заряд носителей, c — скорость света, ν — частота столкновений в полупроводнике.

Теперь блоховские волновые числа играют роль поперечных волновых чисел всей структуры

$$k^E = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_{xx} - (\varepsilon_{xx}/\varepsilon_{zz})k_x^2},$$

$$k^H = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_{yy} - k_x^2}, \tag{3}$$

а рассматриваемая мелкослоистая структура представляет собой оптически двухосный кристалл [25].

3. Поверхностные электромагнитные волны на плоской границе раздела вакуум—мелкослоистая структура

Рассмотрим распространение (условие существования) ПЭВ на плоской границе раздела двух полубесконечных сред. Первой средой является вакуум с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_v = 1$. Вторая среда — мелкослоистая периодическая структура, заполняющая полупространство $z > 0$ и характеризуемая тензором диэлектрической проницаемости (1). Рассмотрение проведем, не учитывая затухания в полупроводнике, т. е. при частоте столкновений $\nu = 0$.

Затухающие по обе стороны от границы раздела решения существуют только для ТМ-волн, магнитное поле которых направлено перпендикулярно плоскости, содержащей нормаль к поверхности (ось z) и направление распространения x, т. е. вектор напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ направлен вдоль оси y, а вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ находится в плоскости xz [1].

Запишем решение для $\mathbf{E}$ в виде

$$\mathbf{E}^v = E_0^v \exp(ik_x x + \chi_v z), \quad z < 0 \text{ (в вакууме)}, \tag{4}$$

$$\mathbf{E}^{\text{ml}} = E_0^{\text{ml}} \exp(ik_x x - \chi^E z),$$

$$z > 0 \text{ (в мелкослоистой структуре)}, \tag{5}$$

где χ_v и χ^E — вещественные положительные величины,

$$k_{zv} = i\chi_v = i\sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_v} \text{ (в вакууме)}, \tag{6}$$

$$k^E = i\chi^E$$

$$= i\sqrt{k_x^2 \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx}} \text{ (в мелкослоистой структуре)}. \tag{7}$$

Подставляя решения (4), (5) в уравнения Максвелла, получим соотношения для компонент электрического поля E_x и E_z. В вакууме (при $z < 0$)

$$E_z^v = -i\frac{k}{\chi_v} E_x^v. \tag{8}$$

В мелкослоистой структуре (при $z > 0$)

$$E_z^{\text{ml}} = i\frac{k_x \varepsilon_{xx}}{\chi^E \varepsilon_{zz}} E_x^{\text{ml}}. \tag{9}$$

Тогда в силу условия непрерывности нормальной составляющей индукции, а также непрерывности тангенциальных составляющих поля $\mathbf{E}$ имеем

$$-\frac{\varepsilon_v}{\chi_v} = \frac{\varepsilon_{xx}}{\chi^E}. \tag{10}$$

Особенности компонент тензора диэлектрической проницаемости

$\varepsilon_{xx} < 0$	$\varepsilon_{zz} < 0$	$\varepsilon_{zz} > 0$	$\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} > 1$	$\varepsilon_{zz} > 1$
$\omega < \omega_{01}$ $\omega_g < \omega < \omega_{02}$	$\omega_{\infty 1} < \omega < \omega_{01}$ $\omega_{\infty 2} < \omega < \omega_{02}$	$\omega < \omega_{\infty 1}$ $\omega_{01} < \omega < \omega_{\infty 2}$ $\omega > \omega_{02}$	$\omega_{\infty 1} < \omega < \omega_{zx1}$ $\omega_{zx2} < \omega < \omega_g$ $\omega_{\infty 2} < \omega < \omega_{zx3}$ $\omega > \omega_{zx4}$	$\omega < \omega_{\infty 1}$ $\omega_{z1} < \omega < \omega_{\infty 2}$ $\omega > \omega_{z2}$
$H_{01} < H_0 < H_{\infty 2}$	$H_{01} > H_0$ $H_0 > H_{\infty 1}$	$H_{01} < H_0 < H_{\infty 1}$	$H_{\infty 1} > H_0$ $H_{\infty 2} < H_0$	$H_{0z} > H_0$ $H_0 > H_{\infty 1}$

Выражение (10) определяет зависимость $\omega(k_x)$. Используя выражения (6), (7) для χ_v и χ^E, перепишем (10) в виде

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \chi_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon_{zz}\varepsilon_v(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_v)}{\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx}-\varepsilon_v^2}, \qquad (11)$$

где $\chi_x = \left[\left(\varepsilon_{zz}\varepsilon_v(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_v)\right)/(\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx}-\varepsilon_v^2)\right]^{1/2}$ — показатель преломления ПЭВ.

Уравнение (11) — это дисперсионное соотношение для ПЭВ в полубесконечной мелкослоистой периодической структуре. Из (10) следует, что поверхностные волны будут существовать лишь в области, где компонента диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры $\varepsilon_{xx} < 0$.

Из выражения (11) непосредственно следует, что

1) $k_x \to \infty$ при $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} - \varepsilon_v^2 = 0$, т.е. когда выполняется условие $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} = \varepsilon_v^2 = 1$;

2) $k_x \to 0$, когда $\varepsilon_{zz}\varepsilon_v(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_v) = 0$, т.е. возможны два варианта: $\varepsilon_{zz} = 0$ и $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_v = 1$.

Также следует отметить, что при $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_v = 1$ дисперсионное соотношение для ПЭВ (11) переходит в $k_x^2 = (\omega/c)^2$, т.е. компонента волнового вектора вдоль направления распространения равна компоненте волнового вектора свободного пространства.

Таким образом, следует отметить, что необходимым условием существования ПЭВ является отрицательность ε_{xx}, а для ε_{zz} возможны два варианта [1,26]. Первый — слабая анизотропия ($\varepsilon_{zz} < 0$), когда ПЭВ могут распространяться, если $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} > \varepsilon_v^2$, т.е. $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} > 1$; второй — сильная анизотропия ($\varepsilon_{zz} > 0$), когда ПЭВ существуют при $\varepsilon_{zz} > \varepsilon_v$, т.е. $\varepsilon_{zz} > 1$.

Как видно, условие существования поверхностных электромагнитных волн существенно зависит от компонент тензора диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры. А поскольку компоненты тензора являются функциями частоты, внешнего магнитного поля, толщин слоев и физических свойств материалов, образующих мелкослоистую структуру, области существования поверхностных волн определяются выбором значений соответствующих величин.

В дальнейших расчетах в качестве составляющих мелкослоистой структуры выбраны полупроводниковый слой n-InSb ($\varepsilon_0 = 17.8$) при $T = 77$ K с концентрацией электронов $n = 2.4 \cdot 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ($\omega_p = 5.3 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$), $m_{\mathrm{eff}} = 0.014 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), и диэлектрический слой — кварц — с $\varepsilon_d = 4$ [27]. Зависимости от частоты построены при постоянном внешнем магнитном поле $H_0 = 2000$ Oe, а зависимости от внешнего магнитного поля — при постоянной частоте $\omega = 6 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$.

Рассмотрим зависимость компонент тензора диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры ε_{xx} и ε_{zz} от частоты при $H_0 = 2000$ Oe (рис. 1) и внешнего магнитного поля при $\omega = 6 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ (рис. 2). Подробный анализ этих зависимостей был проведен в [24], здесь же отметим характерные точки и особенности, существенные для данного рассмотрения.

На рис. 1 и 2 все характерные величины (частоты и значения магнитных полей, при которых компоненты тензора обращаются в нуль, стремятся к бесконечности или выполняются условия $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} = 1$ и $\varepsilon_{zz} = 1$) отмечены для кривой *2* ($d_1 = 500$ nm, $d_2 = 500$ nm), а пунктирные линии проведены на уровне $\varepsilon_{zz} = 1$.

На рис. 1 наблюдается ряд особенностей, связанных с обращением компонент тензора в нуль или бесконечность. Данные особенности соответствуют частотам $\omega_{\infty 1}, \omega_{\infty 2}, \omega_g$, при которых стремятся к бесконечности компоненты тензора ε_{zz} и ε_{xx}; на частотах ω_{01} и ω_{02} компоненты тензора ε_{xx} и ε_{zz} одновременно обращаются в нуль. Отметим частоты ω_{f1} и ω_{f2}, при которых $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_d = \varepsilon_f$ независимо от выбора толщин слоев. На частотах $\omega_{z1,2}$ компонента $\varepsilon_{zz} = 1$, а на частотах ω_{zx1-4} выполняется условие $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} = 1$. Таким образом, возникает ряд областей, в которых выполняется условие существования ПЭВ в мелкослоистой структуре.

В таблице приведены области частот и величин внешних магнитных полей, в которых компоненты тензора отрицательны или положительны; исходя из этого можно сделать вывод об условии существования ПЭВ в рассматриваемой структуре.

Отметим также зависимость компонент тензора от толщин слоев, составляющих структуру, что влияет и на области существования поверхностных волн в мелкослоистой структуре. Так, когда толщина слоя полупроводника d_1 меньше толщины диэлектрического слоя d_2 (кривая *3* на рис. 1), влияние анизотропии полупроводника становится менее выраженным и зависимости более пологие, а области существования ПЭВ смещаются в сторону меньших частот; когда толщина слоя полупро-

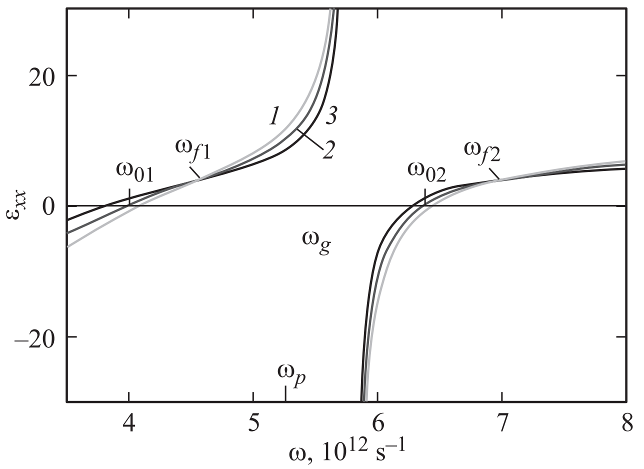

Рис. 1. Зависимости компонент тензора мелкослоистой структуры от частоты при различных соотношениях толщин слоев. d_1 и d_2, nm: *1* — 500 и 300, *2* — 500 и 500, *3* — 300 и 500.

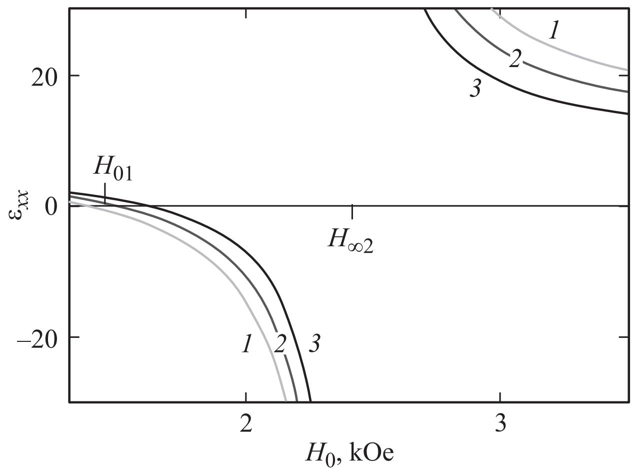

Рис. 2. Зависимости компонент тензора мелкослоистой структуры от внешнего магнитного поля при тех же соотношениях толщин слоев, что и на рис. 1.

водника d_1 больше толщины диэлектрического слоя d_2, анизотропия становится более выраженной и области существования ПЭВ смещаются в сторону бóльших частот. Аналитические выражения для частот $\omega_{f1,2}$, $\omega_{z1,2}$ и ω_{zx1-4} приведены в Приложении.

Таким образом, ПЭВ могут распространяться в случае слабой анизотропии при $\omega_{\infty1} < \omega < \omega_{zx1}$ и $\omega_{\infty2} < \omega < \omega_{zx3}$, а в случае сильной анизотропии — в области низких частот, при $\omega < \omega_{\infty1}$ и в области $\omega_g < \omega < \omega_{\infty2}$ (см. таблицу).

Аналогичная ситуация имеет место и на зависимости компонент тензора от величины внешнего магнитного поля (рис. 2).

Так, при магнитных полях $H_{\infty1,2}$ стремятся к бесконечности компоненты тензора ε_{zz} и ε_{xx}; при H_{01} компоненты ε_{xx} и ε_{zz} одновременно обращаются в нуль. При H_{0z} компонента $\varepsilon_{zz} = 1$, а при $H_{zx1,2}$ выполняется условие $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} = 1$.

Характер зависимости компонент тензора от внешнего магнитного поля при различных толщинах слоев, составляющих мелкослоистую структуру, аналогичен наблюдаемому в случае зависимости от частоты. Аналитические выражения для магнитных полей H_{0z} и $H_{zx1,2}$ приведены в Приложении.

Таким образом, ПЭВ в мелкослоистой структуре могут распространяться в случае слабой анизотропии при $H_{zx2} < H_0 < H_{\infty1}$, а в случае сильной анизотропии — при $H_{\infty1} < H_0 < H_{\infty2}$ (см. таблицу).

Итак, можно отметить, что области существования ПЭВ в рассматриваемой структуре по оси частот ограничиваются значениями $\omega < \omega_{zx1}$ и $\omega_g < \omega < \omega_{zx3}$, а по оси магнитных полей — значениями $H_{\infty2} > H_0 > H_{zx2}$.

На рис. 3 представлены зависимости $k_x(\omega)$ и $k_x(H_0)$, рассчитанные по соотношению (11), в тех областях, в которых существуют ПЭВ. На рис. 3 и далее выбраны следующие толщины слоев: $d_1 = 500$ nm, $d_2 = 500$ nm.

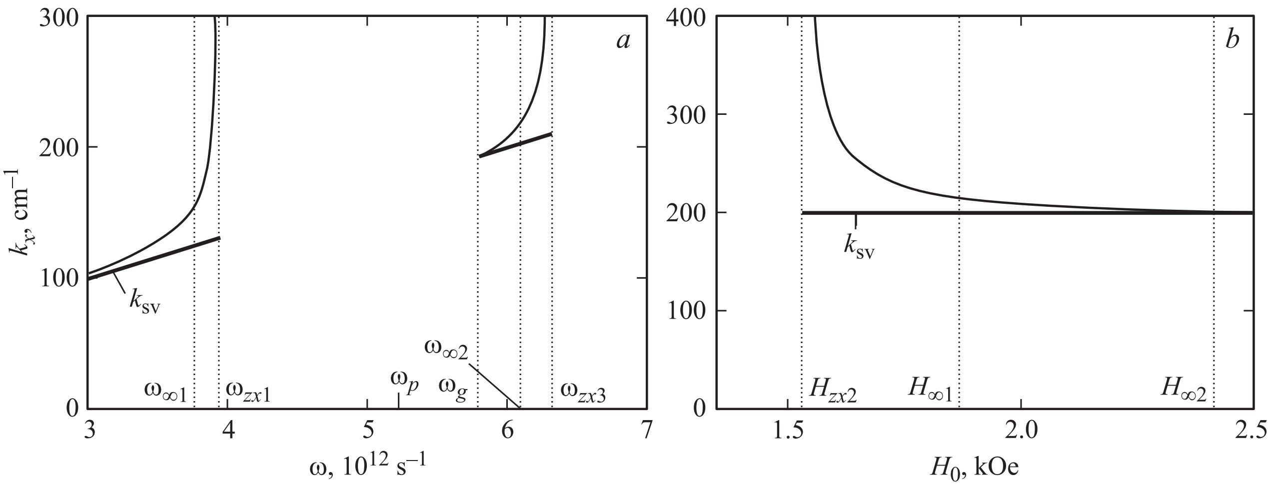

Рис. 3. Зависимости компоненты волнового вектора k_x от частоты (a) и внешнего магнитного поля (b).

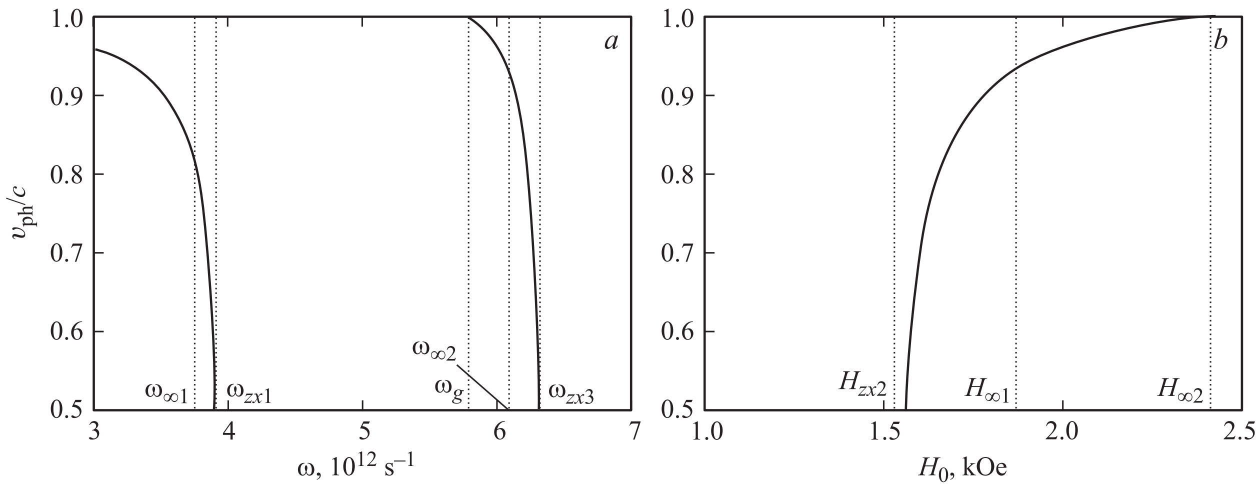

Рис. 4. Зависимости фазовой скорости ПЭВ от частоты (a) и внешнего магнитного поля (b).

Отметим, что две дисперсионные кривые ПЭВ (рис. 3, a) расположены выше и ниже плазменной частоты. В области слабой анизотропии при $\omega \to \omega_{zx1,3}$ имеем $k_x \to \infty$. В случае сильной анизотропии на низких частотах дисперсионная кривая стремится к световой линии ($k_x \to k_{sv}$); в области $\omega_g < \omega < \omega_{\infty2}$ при $\omega \to \omega_g$ имеем $k_s \to (\omega_g/c)$. На зависимости от внешнего магнитного поля в области слабой анизотропии $k_x \to \infty$ при $H_0 \to H_{zx2}$; в области сильной анизотропии $k_x \to (\omega/c)$ при $H_0 \to H_{\infty2}$ (рис. 3, b).

Фазовая скорость ПЭВ определяется следующим образом [1]:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_x} = c\,\frac{\sqrt{\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} - \varepsilon_v^2}}{\sqrt{\varepsilon_{zz}\varepsilon_v(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_v)}}. \qquad (12)$$

В условиях сильной анизотропии при $\omega \ll \omega_{\infty1}$ и $\omega \to \omega_g$ $(\varepsilon_{xx} \to \infty)$, а также при $H_0 \to H_{\infty2}$ фазовая скорость стремится к скорости света. В то же время в области слабой анизотропии (при $\omega \to \omega_{zx1,3}$ и $H_0 \to H_{zx2}$) фазовая скорость ПЭВ уменьшается (рис. 4).

Интерес также представляет глубина проникновения δ ПЭВ (т. е. расстояние, на котором амплитуда поля ПЭВ убывает в e раз при удалении от границы раздела) [1]

$$\delta_v = \frac{1}{\chi_v} \text{ (в вакууме)}, \qquad (13)$$

$$\delta_{str} = \frac{1}{\chi^E} \text{ (в мелкослоистой структуре)}. \qquad (14)$$

Глубина проникновения в вакуум δ_v мала при $H_0 \to H_{zx2}$ и $\omega \to \omega_{zx1,3}$; она резко увеличивается при $H_0 \to H_{\infty2}$, в области низких частот и при $\omega \to \omega_g$.

Глубина проникновения в мелкослоистую структуру δ_{str} во всей области существования ПЭВ находится в пределах $1{-}70\,\mu$m, уменьшаясь при $H_0 \to H_{zx2}$ и $H_0 \to H_{\infty2}$, а также при $\omega \to \omega_{zx1,3}$, $\omega \to \omega_g$ и в области низких частот (рис. 5).

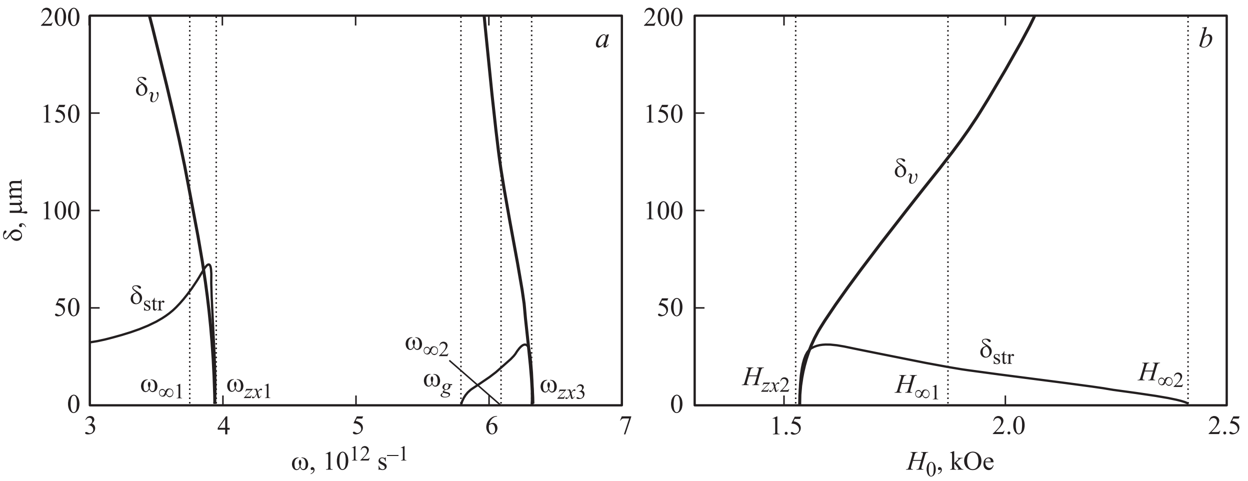

Рис. 5. Зависимости глубины проникновения ПЭВ от частоты (a) и внешнего магнитного поля (b).

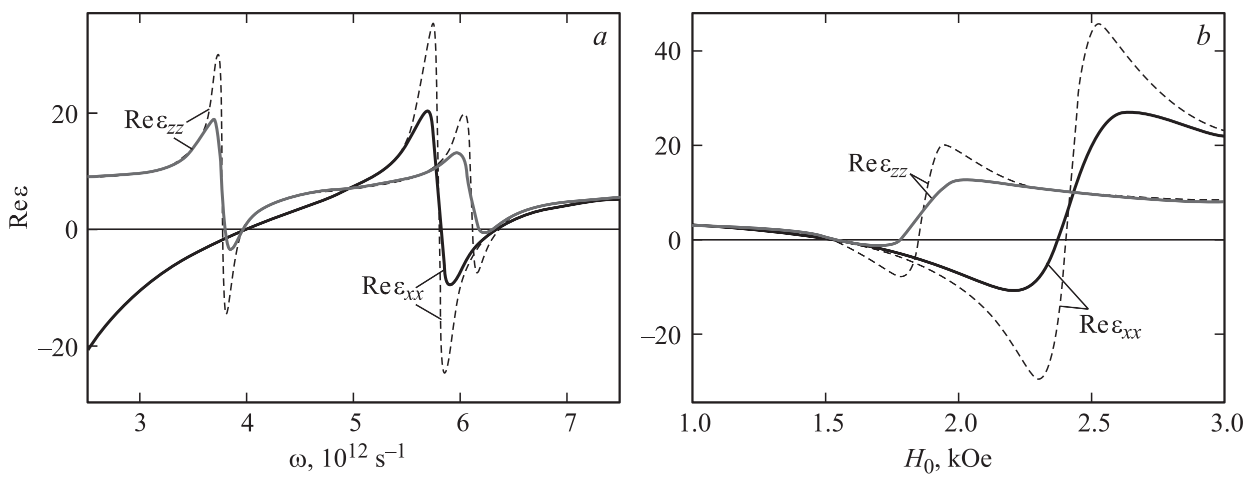

Рис. 6. Зависимости действительной части компонент тензора от частоты (a) и внешнего магнитного поля (b). Штриховые линии — $\nu = 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$, сплошные — $\nu = 2 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$.

Выше мы везде пренебрегали затуханием волн. Учтем влияние частоты столкновений ν в полупроводнике. Тогда компоненты тензора диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры являются комплексными величинами, их можно представить в виде $\varepsilon_{xx} = \varepsilon'_{xx} + i\varepsilon''_{xx}$ и $\varepsilon_{zz} = \varepsilon'_{zz} + i\varepsilon''_{zz}$.

Отметим, что в этом случае вопрос о существовании ПЭВ связан с действительной частью диэлектрической проницаемости; в частности, необходимым условием существования ПЭВ является отрицательность действительной части компоненты тензора: $\mathrm{Re}\varepsilon_{xx} < 0$.

На рис. 6 приведены результаты численного расчета зависимости действительных частей компонент тензора от частоты и внешнего магнитного поля с учетом столкновений в полупроводнике: $\nu = 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$ (штриховые линии) и $2 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$ (сплошные линии).

Как видно, учет затухания приводит к сглаживанию зависимостей, отсутствию резонансов и, как следствие, к смещению областей существования ПЭВ, а также изменению амплитуды волны. Кроме того, наличие потерь приводит к ограничению длины свободного пробега ПЭВ. Однако специфика мелкослоистой структуры позволяет эффективно управлять параметрами ПЭВ в широком диапазоне длин волн. Характер изменений, вызванных учетом потерь в полупроводнике, требует более детального рассмотрения и может являться одним из направлений дальнейших исследований.

4. Заключение

В работе исследованы поверхностные электромагнитные волны на границе однородного полупространства и двухосной мелкослоистой периодической структуры. Показано, что в определенных диапазонах частот и величин внешнего магнитного поля возможно существование поверхностных волн. В связи со спецификой мелкослоистой структуры, эффективные компоненты тензора диэлектрической проницаемости которой являются функциями частоты, внешнего магнитного поля, толщин слоев, периода структуры, можно управлять параметрами и областями существования ПЭВ в такой структуре. Установлено, что существуют две дисперсионные кривые ПЭВ, расположенные выше и ниже плазменной частоты. Области существования поверхностных волн в мелкослоистой структуре можно условно разделить на области сильной и слабой анизотропии. Получены аналитические выражения для характерных частот и величин внешнего магнитного поля, при выполнении которых ПЭВ могут существовать в рассматриваемой структуре.

Учет затухания в полупроводниковом слое приводит к сглаживанию зависимостей, отсутствию резонансов и, как следствие, к смещению областей существования ПЭВ и изменению амплитуды волны. Кроме того, наличие потерь приводит к ограничению длины свободного пробега ПЭВ.

Полученные результаты представляют практический интерес для применения в различных оптических устройствах, радиоустройствах, электронике, а также при изучении свойств поверхности и анализе периодических структур.

5. Приложение

Частоты, при которых $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_f = \varepsilon_d$, определяются из решения биквадратного уравнения

$$\omega_{f1,2}^4 - \omega_{f1,2}^2\left(\omega_H^2 + \omega_p^2 + \frac{\omega_p^2\varepsilon_0}{\varepsilon_0 - \varepsilon_d}\right) + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0 - \varepsilon_d} = 0,$$

$$\omega_{f1,2} = \sqrt{\frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4c}}{2}}, \qquad (\Pi1)$$

для магнитного поля имеем

$$H_{0f} = \frac{m_{\text{eff}}c}{e^e}\sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_p^2)\big(\omega^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_d) - \omega_p^2\varepsilon_0\big)}{\omega^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \qquad (\Pi.2)$$

Частоты, при которых $\varepsilon_{zz} = 1$, определяются из решения биквадратного уравнения

$$\omega_{z1,2}^4 a_z - \omega_{z1,2}^2 b_z + c_z = 0,$$

$$\omega_{z1,2} = \sqrt{\frac{b_z + \sqrt{b_z^2 - 4a_z c_z}}{2a_z}}, \qquad (\Pi3)$$

где

$$a_z = a_1(\varepsilon_0\varepsilon_d d - l_1),\ \ b_z = (\varepsilon_0\varepsilon_d a_2 d - b_2),$$

$$c_z = (\varepsilon_0\varepsilon_d a_3 d - b_3),$$

$$a_1 = d_1\varepsilon_0 + d_2\varepsilon_d,\ \ a_2 = \omega_H^2 a_1 + \omega_p^2(d_1\varepsilon_0 + a_1),$$

$$a_3 = d_1\varepsilon_0\omega_p^4,$$

$$b_1 = a_1 l_1,\ b_2 = \omega_H^2 a_1 l_1 + \omega_p^2\varepsilon_0(d_2 a_1 + d_1 l_1),$$

$$b_3 = d_1 d_2\varepsilon_0^2\Big(2(\omega_g^2 + \omega_p^2) + \omega_p^4\Big),\ \ l_1 = d_1\varepsilon_d + d_2\varepsilon_0,$$

для магнитного поля получаем

$$H_{0z} = \frac{m_{\text{eff}}c}{e_e}\sqrt{\frac{\omega^4 a_z + \omega^2\omega_p^2\varepsilon_0 b_{z2} + c_{z2}}{2d_1 d_2\varepsilon_0^2 + \omega^2 a_1(d\varepsilon_0\varepsilon_d - l_1)}}, \qquad (\Pi4)$$

где

$$b_{z2} = \big(d_2 a_1 + d_1 l_1 - \varepsilon_d d(d_1\varepsilon_0 + a_1)\big),$$

$$c_{z2} = \varepsilon_0\big(d\varepsilon_d a_3 - d_1 d_2\varepsilon_0\omega_p^2(4 + \omega_p^2)\big).$$

Частоты, при которых $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} = 1$, определяются из решения уравнения восьмой степени, сводящегося к уравнению четвертой степени,

$$t^4 A - t^3 B + t^2 C - tD + e = 0, \quad t = \omega_{zx1-4}^2, \qquad (\Pi5)$$

где

$$A = \varepsilon_0\varepsilon_d a_1^2 - b_1,\ \ B = 2\varepsilon_0\varepsilon_d a_1 a_2 - b_1(\omega_H^2 + \omega_p^2) - b_2,$$

$$C = \varepsilon_0\varepsilon_d(a_2^2 + 2a_1 a_3) - b_2(\omega_H^2 + \omega_p^2) - b_3,$$

$$D = 2\varepsilon_0\varepsilon_d a_2 a_3 - b_3(\omega_H^2 + \omega_p^2),\ \ E = \varepsilon_0\varepsilon_d a_3^2,$$

магнитное поле определяется из решения биквадратного уравнения

$$\omega_H^4 a_{zx} - \omega_H^2 b_{zx} + c_{zx} = 0,$$

$$H_{zx1,2} = \frac{m_{\text{eff}}c}{e_e}\sqrt{\frac{b_{zx} \pm \sqrt{b_{zx}^2 - 4a_{zx}c_{zx}}}{2a_{zx}}}, \qquad (\Pi6)$$

где

$$a_{zx} = t\big(t(\varepsilon_0\varepsilon_d a_1^2 - a_1 l_1) + 2d_1 d_2\varepsilon_0^2\big),$$

$$b_{zx} = t\big[t^2(2\varepsilon_0\varepsilon_d a_1^2 - a_1 l_1 - b_1) - tg_1 + \big(2\varepsilon_0\varepsilon_d a_1 a_3 - \omega_p^2 d_1 d_2\varepsilon_0^2(6 + \omega_p^2)\big)\big],$$

$$c_{zx} = t\big(t^3 A - t^2\big[\varepsilon_0\omega_p^2\big(2\varepsilon_d a_1(d_1\varepsilon_0 + a_1) - d_2 a_1 - d_1 l_1\big) - b_1\omega_p^2\big] + tg_2 - g_3\big) + E,$$

$$g_1 = \big(2\varepsilon_0\varepsilon_d a_1\omega_p^2(d_1\varepsilon_0 + a_1) - \varepsilon_0\omega_p^2(d_2 a_1 + d_1 l_1) - \omega_p^2 a_1 l_1 - 2d_1 d_2\varepsilon_0^2\big),$$

$$g_2 = \big(\varepsilon_0\varepsilon_d\omega_p^4(d_1\varepsilon_0 + a_1)^2 - \omega_p^4\varepsilon_0(d_2 a_1 + d_1 l_1) - d_1 d_2\varepsilon_0^2\omega_p^2(4 + \omega_p^2) + 2\varepsilon_0\varepsilon_d a_1 a_3\big),$$

$$g_3 = 2\varepsilon_0\varepsilon_d a_3\omega_p^2(d_1\varepsilon_0 + a_1) - d_1 d_2\varepsilon_0^2\omega_p^4(4 + \omega_p^2).$$

Список литературы

[1] В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. Наука, М. (1985). 525 с.
[2] М.Н. Либенсон. Сорос. образоват. журн. **10**, 92 (1996).
[3] В.И. Альшиц, В.Н. Любимов. ФТТ **44**, 1895 (2002).
[4] М.И. Дьяконов. ЖЭТФ **94**, 119 (1988).
[5] H.-Y.D. Yang, J. Wang. IEEE Trans. Antennas Propagat. **49**, 444 (2001).
[6] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов, М.М. Степанов. ЖТФ **78**, *10*, 70 (2008).

[7] A.A. Bulgakov, V.R. Kovtun. Solid State Commun. **55**, 781 (1985).
[8] И.Е. Тамм. ЖЭТФ **3**, 34 (1933).
[9] И.М. Лившиц, Л.Н. Розенцвейг. ЖЭТФ **18**, 1012 (1948).
[10] A.A. Maradudin. Festkörperprobleme **20**, 25 (1981).
[11] A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov, A.A. Maradudin. Phys. Rep. **408**, 131 (2005).
[12] В.М. Агранович. УФН **115**, 199 (1975).
[13] A.N. Furs, V.M. Galynsky, L.M. Barkovsky. J. Phys. A. **38**, 8083 (2005).
[14] R. Ruppin. Phys. Lett. A. **277**, 61 (2000).
[15] I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, A.A. Zharov, A.D. Boardman, P. Egan. Phys. Rev. E **69**, 016 617 (2004).
[16] A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.M. Merzlikin, A.B. Granovsky. Phys. Rev. B **74**, 045 128 (2006).
[17] Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, А. Крист, Й. Куль, Х. Гиссен. ФТТ **47**, 139 (2005).
[18] А.П. Виноградов, А.В. Дорофеенко, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский. УФН **180**, 249 (2010).
[19] H. Ditlbacher, J.R. Krenn, G. Schider, A. Leitner, F.R. Aussenegg. Appl. Phys. Lett. **81**, 1762 (2002).
[20] I. Zhelyazkov, V. Atanassov. Phys. Rep. **255**, 79 (1995).
[21] M.M. Nazarov, L.S. Mukina, A.V. Shuvaev, D.A. Sapozhnikov, A.P. Shkurinov, V.A. Trofimov. Laser Phys. Lett. **2**, 471 (2005).
[22] G.N. Zhizhin, A.K. Nikitin, G.D. Bogomolov, V.V. Zavialov, Y.U. Jeong, B.C. Lee, S.H. Park, H.J. Cha. Infrared Phys. Technol. **49**, 108 (2006).
[23] Б.А. Князев, А.В. Кузьмин. Вестн. НГУ. Сер. Физика **2**, 108 (2007).
[24] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Наука, М. (1989). 287 с.
[25] А.А. Булгаков, И.В. Федорин. ЖТФ **81**, *4*, 81 (2011).
[26] В.Н. Любимов, Д.Г. Санников. ФТТ **14**, 675 (1972).
[27] А.А. Булгаков, В.К. Кононенко. Радиофизика и электроника **16**, 63 (2011).