

**А. А. Булгаков, И. В. Федорин\***

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [bupochta@inbox.ru](mailto:bupochta@inbox.ru)

*\*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»*

*21, ул. Фрунзе, Харьков, 61002, Украина*

E-mail: [fedorin.ilya@gmail.com](mailto:fedorin.ilya@gmail.com)

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В МЕЛКОСЛОИСТОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Исследуются поверхностные электромагнитные волны, локализованные на границе раздела вакуума и мелкослоистой периодической структуры полупроводник–диэлектрик во внешнем магнитном поле. Такая структура представляет собой двухосный кристалл с эффективными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, зависящими как от физических параметров структуры, так и от геометрических. Получено и проанализировано дисперсионное соотношение для рассматриваемой системы. Показано, что возникают две области существования поверхностных поляритонов, расположенные выше и ниже плазменной частоты. Кроме того, вследствие специфики мелкослоистой структуры области существования поверхностных волн могут быть условно разделены на области сильной и слабой анизотропии. Установлены характерные частоты и величины внешних магнитных полей, при которых происходит существенное изменение волновых характеристик. Показана возможность эффективного управления частотами поверхностных состояний при помощи внешнего магнитного поля, а также изменением толщин слоев и периода структуры. Ил. 3. Табл. 1. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** мелкослоистая периодическая структура, поверхностные поляритоны.

В последнее время большой интерес вызывает взаимодействие электромагнитных волн с периодическими структурами, в частности, природа поверхностных, локализованных на границе раздела сред электромагнитных состояний. Эти состояния обычно называют поверхностными поляритонами. Напряженность электромагнитного поля в таких волнах экспоненциально убывает при удалении от плоскости раздела обеих сред, однако вдоль этой плоскости поля изменяются обычным волнообразным способом [1].

Перспективным является использование анизотропных сред с искусственной или природной анизотропией при разработке устройств, работающих в СВЧ, терагерцевом и оптическом диапазонах частот на поверхностных поляритонах [2]. В связи с этим привлекают внимание искусственные слоистые структуры в мелкослоистом приближении (приближении эффективной среды или длинноволновом приближении [3]), это вызвано тем, что материальные параметры таких сред могут эффективно управляться как величиной внешнего магнитного поля, так и соотношениями толщин слоев, составляющих структуру.

Слоисто-периодические структуры в длинноволновом приближении, в которых используются анизотропные материалы различной природы (диэлектрики, полупроводники, проводники, магнетики), находят широкое применение в оптоэлектронике и фотонике. На основе таких структур созданы фильтры, планарные волноводные структуры, преобразователи излучения, управляемые внешним полем [4–6].

В анизотропных средах структура и свойства поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) зависят от типа анизотропии и направления распространения волны. Возможные направления распространения ПЭВ образуют секторы в плоскости раздела, причем расположение этих секторов и их ширина (величина центрального угла) определяются ориентацией кристаллографических осей граничащих материалов по отношению к границе раздела и степенью анизотропии материалов [7, 8]. Важно, что секторы разрешенных направлений распространения поверхностных волн можно динамически перестраивать в электро- и магнитооптических средах при изменении внешних управляющих электрических и магнитных полей [9, 10].

В нашей работе впервые рассматриваются ПЭВ, возникающие на плоской границе раздела вакуума и мелкослоистой периодической структуры, состоящей из слоев диэлектрика и полупроводника в магнитном поле. Диэлектрические проницаемости такой структуры зависят от толщин слоев и физических параметров полупроводниковых материалов, образующих мелкослоистую среду.

**1. Мелкослоистая периодическая структура.** Рассмотрим слоисто-периодическую структуру, образованную слоями полупроводника (толщиной  $d_1$ ) и диэлектрика (толщиной  $d_2$ ). Частотой столкновений в полупроводнике и потерями в диэлектрике пренебрегается. Ось периодичности направлена вдоль оси  $z$ . Волновой вектор падающей волны лежит в плоскости  $(x, 0, z)$ . В этом случае возможно исключить из уравнений

зависимость от координаты  $y$ . Внешнее магнитное поле  $H_0$  приложено в направлении оси  $y$ . При выбранной геометрии структуры уравнения Максвелла распадаются на уравнения для волн  $E$ - и  $H$ -поляризации [11],  $d = d_1 + d_2$  – период структуры (рис. 1).

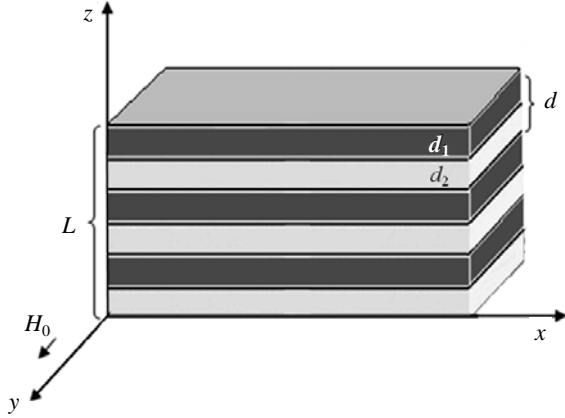


Рис. 1. Геометрия периодической структуры в магнитном поле

Рассмотрим мелкослоистую структуру, когда период структуры много меньше длины электромагнитной волны в направлении оси  $Oz$ . Рассматриваемая структура описывается эффективным тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где компоненты  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$  равны [12]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\omega^4 a_1 - \omega^2 a_2 + a_3}{d\omega^2(\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_p^2)}, \\ \varepsilon_{xx} &= \frac{\omega^2(\varepsilon_0 d_1 + \varepsilon_d d_2) - \omega_p^2 \varepsilon_0 d_1}{d\omega^2}, \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_d d(\omega^4 a_1 - \omega^2 a_2 + a_3)}{(\omega^4 b_1 - \omega^2 b_2 + b_3)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon_f$  – диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника;  $\varepsilon_d$  – проницаемость диэлектрического слоя;  $\omega_p$  – плазменная частота; коэффициенты  $a_i, b_i$  определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} a_1 &= d_1 \varepsilon_0 + d_2 \varepsilon_d, \quad a_2 = \omega_H^2 a_1 + \omega_p^2 (d_1 \varepsilon_0 + a_1), \\ a_3 &= d_1 \varepsilon_0 \omega_p^4, \quad b_1 = a_1 l_1, \quad l_1 = d_1 \varepsilon_d + d_2 \varepsilon_0, \\ b_2 &= \omega_H^2 a_1 l_1 + \omega_p^2 \varepsilon_0 S, \quad S = (d_2 a_1 + d_1 l_1), \\ b_3 &= d_1 d_2 \varepsilon_0^2 (2(\omega_g^2 + \omega_p^2) + \omega_p^4), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\omega_H = H_0 e / m_{eff} c$  – циклотронная частота;

$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_{eff} \varepsilon_0}$  – плазменная частота;

$\omega_g = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_p^2}$  – частота гибридного резонанса;

$n_0, m_{eff}$  и  $e$  – концентрация, эффективная масса и заряд носителей в полупроводнике;  $c$  – скорость света.

Поперечные волновые числа мелкослоистой структуры имеют вид

$$\begin{aligned} k^E &= \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_{xx} - (\varepsilon_{xx}/\varepsilon_{zz})k_x^2}, \\ k^H &= \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_{yy} - k_x^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $k_x$  – продольная составляющая волнового вектора.

**2. ПЭВ на границе раздела вакуум-мелкослоистая среда.** Рассмотрим распространение ПЭВ вдоль плоской границы раздела вакуума ( $\varepsilon_v = 1$ ) и мелкослоистой структуры. Затухающие по обе стороны от границы раздела решения в этом случае существуют только для  $E$ -волн, магнитное поле которых направлено перпендикулярно плоскости, содержащей нормаль к поверхности (ось  $z$ ) и направление распространения  $x$ .

Записав уравнения для амплитуд полей и применив граничные условия, состоящие в непрерывности тангенциальных компонент поля на границе раздела, получим следующее дисперсионное соотношение для ПЭВ:

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon_{zz} \varepsilon_v (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_v)}{\varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} - \varepsilon_v^2}. \quad (5)$$

Анализируя дисперсионное соотношение (5), находим, что необходимым условием существования ПЭВ является отрицательность  $\varepsilon_{xx}$ . При этом для  $\varepsilon_{zz}$  возможны два варианта [1, 13]. Первый случай – когда  $\varepsilon_{zz} < 0$ . Тогда ПЭВ могут распространяться, если  $\varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} > \varepsilon_v^2$ , т. е. в нашем случае при  $\varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} > 1$ . Второй случай – когда  $\varepsilon_{zz} > 0$ . Тогда ПЭВ существуют при  $\varepsilon_{zz} > \varepsilon_v$ , т. е.  $\varepsilon_{zz} > 1$ . В области частот и магнитных полей, где  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$  перекрываются (т. е. компоненты тензора одновременно отрицательны), назовем анизотропию слабой. В противоположном случае, когда области отрицательных значений  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$  не перекрываются (компоненты тензора имеют противоположный знак), назовем анизотропию сильной [13]. Таким образом, области существования ПЭВ в рассматриваемой системе определяются специфическими характеристиками эф-

фактивных компонент диэлектрической проницаемости мелкосоистой структуры.

Проанализируем зависимость компонент диэлектрической проницаемости мелкосоистой структуры  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$  от частоты и внешнего магнитного поля (рис. 2).

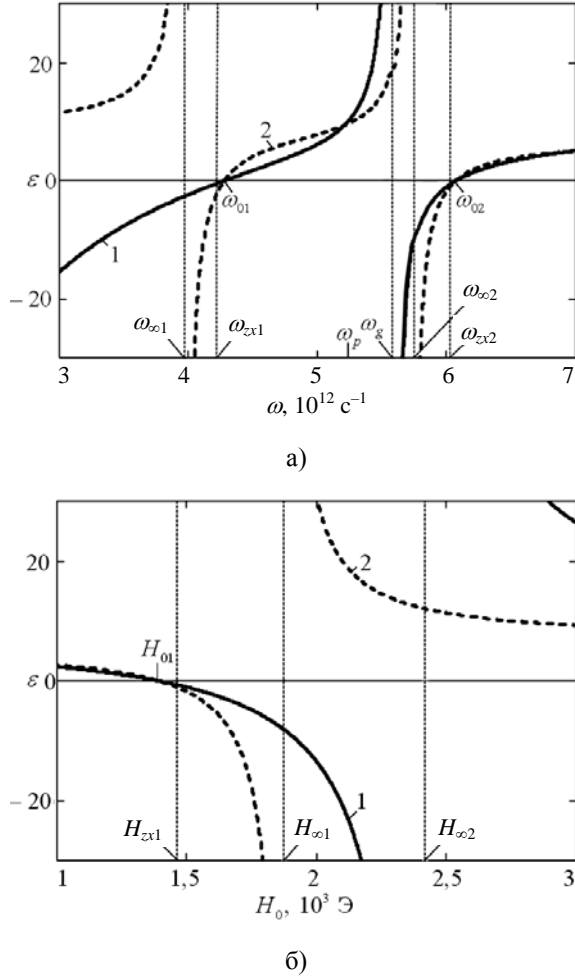


Рис. 2. Зависимость компонент тензора мелкосоистой структуры: а) – от частоты ( $H_0 = 1500$  Э); б) – от внешнего магнитного поля ( $\omega = 6 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>);  $d_1 = d_2 = 4$  мкм; 1 –  $\varepsilon_{xx}$ ; 2 –  $\varepsilon_{zz}$

В численных расчетах приняты следующие параметры мелкосоистой периодической структуры: полупроводниковый слой  $n$ -InSb ( $\varepsilon_0 = 17,8$ ) при  $T = 77$  К с концентрацией электронов  $n_0 = 2,4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, которой соответствует плазменная частота  $\omega_p = 5,3 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $m_{eff} = 0,014m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона). А для диэлектрического слоя – кварц с  $\varepsilon_d = 4$  [14].

Отметим, что при  $H_0 = H_{01}$  и на частотах  $\omega = \omega_{01,02}$  одновременно обращаются в ноль компоненты  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$ :

$$\omega_{01,02} = \sqrt{\frac{a_2 \pm \sqrt{a_2^2 - 4a_1a_3}}{2a_1}},$$

$$H_{01} = \frac{m_{eff}c}{e} \sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_p^2)(\omega^2 a_1 - \omega_p^2 \varepsilon_0 d_1)}{\omega^2 a_1}}.$$

На частоте гибридного резонанса  $\omega = \omega_g$ , а также на частотах  $\omega = \omega_{\infty 1,2}$  и при магнитном поле  $H_0 = H_{\infty 1,2}$  компоненты  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$  обращаются в бесконечность:

$$\omega_{\infty 1,2} = \sqrt{\frac{b_2 \pm \sqrt{b_2^2 - 4b_1b_3}}{2b_1}},$$

$$H_{\infty 1} = \frac{m_{eff}c}{e} \sqrt{\frac{\omega^4 a_1 l_1 - \omega^2 \omega_p^2 \varepsilon_0 S + F}{\omega^2 a_1 l_1 - 2d_1 d_2 \varepsilon_0^2}},$$

$$F = d_1 d_2 \varepsilon_0^2 \omega_p^2 (4 + \omega_p^2), H_{\infty 2} = \frac{m_{eff}c}{e} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}.$$

На частотах  $\omega = \omega_{zx1,2}$  и при магнитном поле  $H_0 = H_{zx1}$  выполняется условие  $\varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_v = 1$ .

Таким образом, области существования ПЭВ в рассматриваемой системе ограничиваются частотами  $\omega < \omega_{zx1}$  и  $\omega_g < \omega < \omega_{zx2}$ , а также диапазоном магнитных полей  $H_{\infty 2} > H_0 > H_{zx1}$ . В таблице приведены области частот и величин магнитных полей, в которых существуют ПЭВ при сильной и слабой анизотропии мелкосоистой структуры.

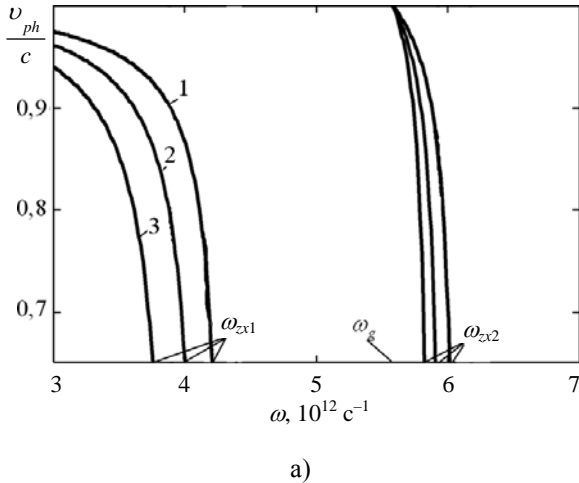
Области существования ПЭВ в зависимости от анизотропии мелкосоистой структуры

Сильная анизотропия ( $\varepsilon_{zz} > 0, \varepsilon_{zz} > 1$ )	$\omega < \omega_{\infty 1},$
	$\omega_g < \omega < \omega_{\infty 2}$
$H_{\infty 1} < H_0 < H_{\infty 2}$	
Слабая анизотропия ( $\varepsilon_{zz} > 0, \varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} > 1$ )	$\omega_{\infty 1} < \omega < \omega_{zx1},$
	$\omega_{\infty 2} < \omega < \omega_{zx2}$
$H_{zx1} < H_0 < H_{\infty 1}$	

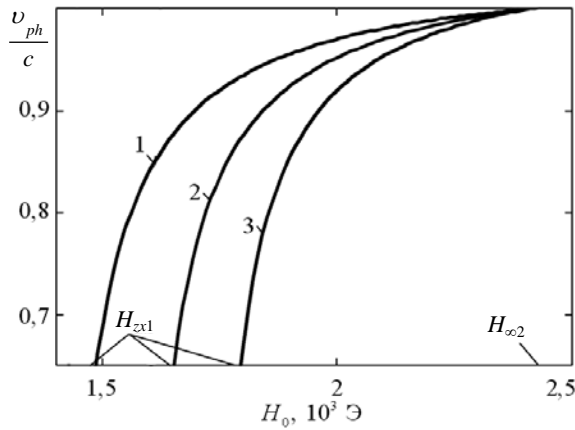
Рассмотрим зависимость фазовой скорости ПЭВ от частоты и внешнего магнитного поля. Фазовая скорость поверхностных волн определяется следующим образом [1]:

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

В области сильной анизотропии (при  $\omega \ll \omega_{\infty 1}$  и  $\omega \rightarrow \omega_g$ , а также при  $H_0 \rightarrow H_{\infty 2}$ ) фазовая скорость поверхностных волн стремится к скорости света. В области слабой анизотропии (при  $\omega \rightarrow \omega_{zx1,2}$  и  $H_0 \rightarrow H_{zx1}$ ) фазовая скорость поверхностных волн уменьшается (рис. 3).



а)



б)

Рис. 3. Зависимость фазовой скорости ПЭВ : а) – от частоты; б) – от величины внешнего магнитного поля; 1 –  $d_1 = 7$  мкм,  $d_2 = 4$  мкм; 2 –  $d_1 = 4$  мкм,  $d_2 = 4$  мкм; 3 –  $d_1 = 4$  мкм,  $d_2 = 7$  мкм

Отметим также необычные зависимости характеристик поверхностных волн от толщин слоев, составляющих мелкослоистую структуру. В случае, когда толщина слоя полупроводника  $d_1$  меньше толщины диэлектрического слоя  $d_2$  (рис. 3, кривая 3) влияние анизотропии полупроводника становится менее выраженным и зависимости фазовой скорости становятся более пологими. При этом области существования поверхностных волн смещаются в сторону меньших частот и больших величин внешнего магнитного поля, фазовая скорость поверхностных волн уменьшается. Когда толщина слоя полупроводника  $d_1$

больше толщины диэлектрического слоя  $d_2$ , влияние анизотропии становится более выраженным, области существования поверхностных волн смещаются в сторону больших частот и меньших величин магнитных полей. При этом фазовая скорость увеличивается.

Учет затухания в полупроводниковом слое приводит к сглаживанию кривых на зависимостях фазовой скорости и диэлектрической проницаемости, отсутствию резонансов и, следовательно, к изменению характеристик поверхностных волн. В частности, при больших потерях область существования поверхностных волн вблизи критической частоты  $\omega_g$  исчезает за счет размытия резонанса, и как следствие, отсутствия области отрицательных значений  $\epsilon_{xx}$ .

Следует отметить, что мелкослоистость накладывает ограничения на толщины слоев используемых материалов. В случае слоев большой толщины расчеты необходимо проводить не для мелкослоистой структуры, а для слоисто-периодической [11].

**Выводы.** Таким образом, впервые исследованы поверхностные волны на границе вакуум-мелкослоистая структура, образованной слоями диэлектрика и полупроводника. Показано, что области существования поверхностных волн полностью определяются свойствами эффективных компонент диэлектрической проницаемости. Численно и аналитически проанализированы зависимости компонент тензора мелкослоистой структуры от частоты и внешнего магнитного поля. Установлено, что в рассматриваемой структуре существует две области частот поверхностных состояний, выше и ниже плазменной частоты. Построены зависимости фазовой скорости поверхностных волн от частоты и внешнего магнитного поля. Установлено, что специфика мелкослоистой структуры позволяет эффективно управлять параметрами ПЭВ при помощи внешнего магнитного поля, частоты, толщин слоев и периода структуры в широком диапазоне длин волн: от субмиллиметровых до сантиметровых. Особый интерес представляют области в окрестности резонансов, вблизи которых возможно эффективное управление параметрами структуры за счет возможности изменения характеристик электромагнитных волн при малом изменении частоты и внешнего магнитного поля. Полученные результаты могут быть использованы для анализа слоисто-периодических структур различной природы. Подобные слоистые периодические структуры могут быть перспективными для создания магнитных систем в полупроводниковой микроэлектронике и фотонике.

Библиографический список

1. Агранович В. М. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела / В. М. Агранович, Д. Л. Миллс. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
2. Либенсон М. Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона / М. Н. Либенсон // Соросовский образовательный журн. – 1996. – 10, № 6. – С. 92–98.
3. Елисеева С. В. Дисперсия объемных и поверхностных волн в бигиротропной мелкоструктурированной среде феррит-полупроводник / С. В. Елисеева, Д. И. Семенов, М. М. Степанов // Журн. техн. физики. – 2008. – 78, № 10. – С. 70–77.
4. Иванов О. В. Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных слоистых структурах / О. В. Иванов. – Ульяновск: Ульянов. гос. техн. ун-т, 2010. – 262 с.
5. Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator: a new type of microphotonic waveguide / P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid et al. // Optics express. – 2010. – 18, N 19. – P. 20251–20262.
6. Terahertz (THz) Electromagnetic Field enhancement in Periodic Subwavelength Structures / B. Gelmont, R. Parthasarathy, T. Globus et al. // IEEE Sensors J. – 2008. – 8, N 6. – P. 791–796.
7. Фурс А. Н. Бездисперсные поверхностные поляритоны на границе кручения кристаллов и в переходном слое между ними / А. Н. Фурс, В. М. Галынский, Л. М. Барковский // Оптика и спектроскопия. – 2005. – 98, № 3. – С. 500–506.
8. Агранович В. М. Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности / В. М. Агранович // Успехи физ. наук. – 1975. – 115, № 2. – С. 199–237.
9. Фурс А. Н. Поверхностные электромагнитные волны в фарадеевских средах / А. Н. Фурс, Л. М. Барковский // Журн. техн. физики. – 2003. – 73, № 4. – С. 9–16.
10. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, А. М. Мерзлякин, А. А. Лисянский // Успехи физ. наук. – 2010. – 180, – № 3. – С. 249–263.
11. Басс Ф. Г. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов. – М.: Наука, 1989. – 288 с.
12. Булгаков А. А. Электродинамические свойства мелкоструктурированной периодической структуры во внешнем магнитном поле / А. А. Булгаков, И. В. Федорин // Журн. техн. физики. – 2011. – 81, № 4. – С. 81–85.
13. Любимов В. Н. Поверхностные электромагнитные волны в одноосных кристаллах / В. Н. Любимов, Д. Г. Санников // Физика твердого тела. – 1972. – 14, № 3. – С. 675–681.
14. Булгаков А. А. Медленные волны в периодической структуре с магнитоактивными полупроводниковыми слоями / А. А. Булгаков, В. К. Кононенко // Радиофизика и электрон. – 2011. – 2(16), № 2. – С. 63–70.

Рукопись поступила 19.12.2011

A. A. Bulgakov, I. V. Fedorin

SURFACE STATE IN A FINE-STRATIFIED PERIODIC STRUCTURE IN A MAGNETIC FIELD

The problem of the surface electromagnetic waves localized at the interface between vacuum and fine-stratified periodic semiconductor-dielectric structure in an external magnetic field is studied. Such a structure represents a biaxial crystal with effective components of permittivity which depend both on physical parameters of the structure and on geometrical parameters. The dispersion equation is derived for the system under consideration. It has been shown, that surface polaritons in such structure exist above and below plasma frequency. Besides, owing to specificity of the fine-stratified structure, areas of surface waves existence can be tentatively divided into areas of strong and weak anisotropy. The characteristic frequencies and magnitudes of external magnetic fields, near which there is a significant change in the characteristics of surface polaritons are derived. The opportunity of efficient control of surface waves frequencies by means of an external magnetic field, thickness of the layers and the period of structure has been shown.

**Key words:** fine-stratified periodic structure, surface polaritons.

О. О. Булгаков, И. В. Федорин

ПОВЕРХНІВІ СТАНИ У ДРІБНОШАРОВІЙ ПЕРІОДИЧНІЙ СТРУКТУРІ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Досліджуються поверхневі електромагнітні хвилі, локалізовані на межі розділу вакууму та дрібношарової періодичної структури напівпровідник-діелектрик у зовнішньому магнітному полі. Така структура являє собою двовісний кристал з ефективними компонентами тензору діелектричної проникності, що залежать як від фізичних параметрів структури, так і від геометричних. Вперше отримано та проаналізовано дисперсійне рівняння для розглянутої системи. Показано, що виникають дві області існування поверхневих поляритонів, які розміщені нижче та вище плазмової частоти. Крім того, внаслідок специфіки дрібношарової структури області існування поверхневих хвиль можуть бути умовно поділені на області сильної та слабкої анізотропії. Встановлено характерні частоти та величини зовнішнього магнітного поля, поблизу яких відбувається суттєва зміна хвильових характеристик. Показано можливість ефективного управління частотами поверхневих станів за допомогою зовнішнього магнітного поля, а також зміною товщин шарів та періоду структури.

**Ключові слова:** дрібношарова періодична структура, поверхневі поляритони.