

## Взаимодействие электромагнитных колебаний в слоистых резонансных структурах

З.Е.Еременко, Ю.Ф.Филиппов, С.Н.Харьковский

*Институт радиофизики и электроники Национальной Академии наук Украины,  
Украина, 310085, Харьков, ул. ак. Проскуры, 12*

*Статья поступила 12 октября 1995 г., после переработки 1 марта 1996 г.*

В работе проведено исследование поверхностных магнитоплазмонных в планарном слоистом полупроводниково-диэлектрическом резонаторе. Внешнее магнитное поле направлено вдоль слоев нормально к торцевым отражателям. Численное исследование дисперсионного уравнения показало, что при определенных соотношениях между параметрами структуры и напряженностью внешнего магнитного поля наблюдается совпадение частот резонансных колебаний с различными продольными индексами. При малом отклонении от плоскости симметрии одного из слоев либо внешнего магнитного поля вблизи вырожденной частоты возникают два гибридных поверхностных магнитоплазменных колебания с близкими частотами. Их поля пространственно разделены в определенных областях структуры, протяженность которых превышает длину волны в резонаторе.

В роботі проведено дослідження поверхневих магнітоплазмонів у планарному шаруватому напівпровідниково-діелектричному резонаторі. Зовнішнє магнітне поле спрямовано уздовж шарів нормально до торцевих відбивачів. Чисельне дослідження дисперсійного рівняння показало, що при визначених співвідношеннях між параметрами структури і напруженістю зовнішнього магнітного поля спостерігається збіг частот резонансних коливань з різними поперевжними індексами. При малому відхиленні від площини симетрії одного із шарів або зовнішнього магнітного поля навколо виродженої частоти з'являються два гібридних поверхневих магнітоплазмових коливання з близькими частотами. Їх поля просторово розподілені у визначених ділянках структури, протяжність яких більша, ніж довжина хвилі в резонаторі.

### Введение

Необходимость изучения электромагнитных явлений в слоистых диэлектрических структурах определяется возможностью создания на их основе новых пассивных и активных элементов в широком диапазоне рабочих частот: от СВЧ до оптических [1, 2]. Исследованное ранее [3, 4] влияние малой неоднородности при отсутствии в спектре совпадения резонансных частот различных колебаний оказывает слабое влияние на электромагнитные характеристики таких структур. В области вырожденных частот возникает междутиповое взаимодействие [57], приводящее к характерному изменению спектральных характеристик: расщепление дисперсионных кривых в точке пересечения, резкое изменение добротности, появление разнесенных в пространстве близких по частоте ортогональных гибридных колебаний в планарном слоистодиэлектрическом резонаторе [8]. Последние могут быть использованы для пространственного разделения близких по частоте колебаний в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Включение полупроводниковых сред расширяет функции существующих устройств, позволяет

получить полезную информацию о свойствах пленок, границ раздела и т. д. Цель настоящей работы – исследование гибридных колебаний в планарном слоистом полупроводниково-диэлектрическом резонаторе, помещенном во внешнее постоянное магнитное поле.

### 1. Полупроводниково-диэлектрический резонатор. Интегральное уравнение

Рассмотрим открытый планарный слоистый резонатор, состоящий из диэлектрического  $|x| < d$  и двух идентичных полупроводниковых  $d < |x| < d + h$  слоев (рис. 1). Внешнее магнитное поле направлено параллельно оси  $OZ$ . Идеально проводящие отражатели расположены при  $z = 0, L$ . Толщина диэлектрического слоя –  $2d$ , его диэлектрическая проницаемость –  $\epsilon_d$ . При  $|x| > d + h$  структура ограничена средой, характеризуемой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_d$ . Электродинамические характеристики полупро-

водникового слоя определяются компонентами тензора  $\hat{\epsilon}$  [9, 10]:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & i\epsilon_{xy} & 0 \\ -i\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

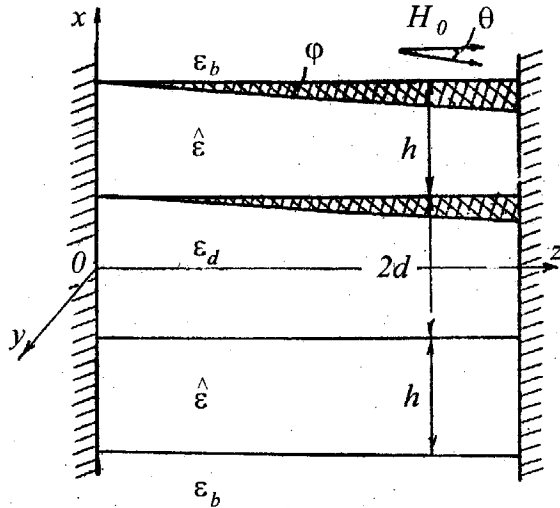


Рис. 1. Исследуемая планарная слоистая структура

Резонансные частоты и поля в рассматриваемой структуре описываются решениями системы уравнений Максвелла, удовлетворяющими условиям излучения при  $x \rightarrow \infty$ , непрерывности тангенциальных компонент полей на границах раздела смежных областей, равенству нулю тангенциальной компоненты электрической напряженности на металлических плоскостях.

Ввиду симметрии относительно плоскости  $YOX$  (рис. 1) в структуре возникают независимые симметричные и несимметричные колебания, компоненты которых  $E_y$  и  $H_y$  в диэлектрическом слое зависят от поперечной координаты  $X$  соответственно в виде  $\cos(\kappa_d x)$  и  $\sin(\kappa_d x)$ , где

$$\kappa_d = [\epsilon_d k_q^2 - k_z^2]^{1/2} - \text{поперечная компонента волнового вектора. Резонансные частоты колебаний определяются решениями дисперсионного уравнения}$$

$$\alpha_{12}(\epsilon, l) \alpha_{21}(l, \epsilon) = \beta_{12}(\epsilon, l) \beta_{21}(l, \epsilon), \quad (2)$$

$$\text{где } \alpha_{ij}(\eta, \zeta) = \kappa_i a_{\eta i} + \gamma_d (b_{\eta \zeta} \rho_{\eta i} + R_E R_H g_{\zeta \eta} \rho_{\eta i});$$

$$\beta_{ij}(\eta, \zeta) = \kappa_i a_{\zeta i} + \gamma_d (b_{\eta \zeta} \rho_{\zeta i} + g_{\zeta \eta} \rho_{\zeta i});$$

$$a_{\eta i} = (1 - \alpha_E \alpha_H) [\kappa_i \sin(\kappa_i h) - \eta_0 \kappa_b \cos(\kappa_i h)];$$

$$\rho_{\eta i} = \kappa_i \cos(\kappa_i h) + \eta_{zz} \kappa_b \sin(\kappa_i h);$$

$$g_{\eta \zeta} = \eta_{zz} / \eta_d - \zeta_{zz} / \zeta_d;$$

$$b_{\eta \zeta} = \eta_{zz} / \eta_d - R_E R_H \zeta_{zz} / \zeta_d;$$

$$\gamma_d = \kappa_d \text{tg}(\kappa_d d) - \text{для симметричных и}$$

$$\gamma_d = -\kappa_d \text{ctg}(\kappa_d d) - \text{для несимметричных колебаний;}$$

$$\kappa_q = \omega_q / c, \quad \kappa_b = [k_z^2 - k_q^2 \epsilon_b]^{1/2} - \text{характеризует спад амплитуды поля } q\text{-го колебания вне структуры,}$$

$$2\kappa_i = \left\{ l_E + l_H - (-1)^i \left[ (l_E - l_H)^2 + \epsilon_{zz} (2\tau_{xy} k_q k_z)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}$$

- поперечная компонента волнового вектора в полупроводниковом слое;

$$l_E = \epsilon_{zz} [k_q^2 - k_z^2 / \epsilon_{xx}];$$

$$l_H = [\epsilon_F k_q^2 - k_z^2];$$

$$R_E = (\epsilon_{zz} \tau_{xy} k_q k_z) (l_H - \kappa_1^2)^{-1};$$

$$R_H = (\tau_{xy} k_q k_z) (l_E - \kappa_1^2)^{-1};$$

$$\epsilon_F = \epsilon_{xx} - \epsilon_{xy}^2 / \epsilon_{xx}; \quad \tau_{xy} = \epsilon_{xy} / \epsilon_{xx};$$

$$k_z = n\pi / L, \quad n = 1, 2, 3 \dots; \quad L - \text{длина резонатора. Зависимость от времени и продольной координаты } z \text{ предполагается в виде } \exp[i(k_z z - \omega t)].$$

Численное исследование дисперсионного уравнения (2) показывает, что при определенных соотношениях между параметрами структуры и напряженностью внешнего магнитного поля возникает совпадение резонансных частот симметричных колебаний с различными продольными индексами  $n = k_z L / \pi$ . Введение малого возмущения, например, не параллельности границ слоев или несовпадения направления внешнего магнитного поля и оси структуры  $OZ$ , приводит к межтиповому взаимодействию, подобному исследованному в [5] для полых металлических СВЧ резонаторов. В нашем случае оно имеет особенности, которые могут быть изучены при помощи полученного ниже интегрального уравнения.

Выпишем систему уравнений Максвелла, описывающих электромагнитные колебания в невозмущенной и возмущенной структурах:

$$c \text{rot } E_q^* = -i\omega_q H_q^*;$$

$$c \text{rot } H_q^* = i\omega_q \hat{\epsilon}(\omega_q) E_q^*;$$

$$c \text{rot } E = i\omega H; \quad c \text{rot } H = -i\omega \bar{\epsilon}(\omega) E. \quad (4)$$

Здесь  $E_q, H_q, \omega_q, \hat{\varepsilon}(\omega_q); E, H, \omega, \tilde{\varepsilon}(\omega)$  – поля, резонансная частота колебаний, тензор диэлектрической проницаемости соответственно в невозмущенной и в возмущенной структурах, \* – комплексное сопряжение, под  $q$  подразумевается двойной индекс  $n, m$ , где  $n$  нумерует компоненты вдоль оси  $Z, m$  – вдоль оси  $X$ .

Домножив уравнения (3) и (4) соответственно на  $-H, E$ , и  $-H_q^*, E_q^*$ , и интегрируя по всему пространству полученное выражение, с использованием граничных условий, приходим к интегральному уравнению

$$\int \left\{ (\omega - \omega_q) H_q^* H + E_q^* \left[ \omega \tilde{\varepsilon}(\omega) - \omega_q \hat{\varepsilon}(\omega_q) \right] E \right\} ds = 0. \quad (5)$$

Предположим, что в спектре резонансных колебаний отсутствуют критические точки, вблизи которых возникает взаимодействие колебаний различной поляризации. Разложим поля  $E$  и  $H$  по полям  $TM (E_y = 0)$  колебаний невозмущенного резонатора:

$$H = \sum \alpha_p H_p, \quad E = \sum \alpha_p E_p. \quad (6)$$

Подставляя это разложение в интегральное уравнение, используя условие ортогональности

$$\int E_q^*(x) \left[ \omega_p \hat{\varepsilon}(\omega_p) - \omega_q \hat{\varepsilon}(\omega_q) \right] E_p(x) / (\omega_p - \omega_q) + H_q^*(x) H_p(x) ds = N_q \delta_{pq}, \quad (7)$$

где  $N_q = \int \left[ E_q^* \hat{\varepsilon}(\omega_q) E_q + |H_q|^2 \right] ds$  – норма  $q$ -го колебания, приходим к бесконечной системе алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения  $\alpha_p$ :

$$\sum \left[ (\omega - \omega_q) \delta_{qp} - \omega \Lambda_{qp} \right] \alpha_p = 0, \quad (8)$$

где

$$\Lambda_{qp} = \frac{\int E_q^* \left[ \tilde{\varepsilon}(\omega) - \hat{\varepsilon}(\omega_q) \right] E_p ds}{N_q + \frac{\omega_q}{\omega_p - \omega_q} \int E_q^* \left[ \hat{\varepsilon}(\omega_q) - \varepsilon(\omega_p) \right] E_p ds}. \quad (9)$$

При малой неоднородности и равенстве резонансных частот двух типов колебаний однородного резонатора ( $\omega_{q1} = \omega_{q2} = \omega_q$ ) из (8) получаем

$$\Delta\omega^\pm = \pm \frac{\omega_q}{2} \sqrt{\Lambda_{q1q2} \Lambda_{q2q1}}, \quad (10)$$

$q_1 = n, m; \quad q_2 = n + 1, m.$

Можно показать, что при смежных значениях индекса распределение  $H_y$  компоненты поля по координате  $OZ$  имеет вид:

$$H_y^+ \cong \cos(k_z z) \cos(\pi z/L) \exp i(\omega_q + \Delta\omega_+) t; \\ H_y^- \cong \sin(k_z z) \sin(\pi z/L) \exp i(\omega_q + \Delta\omega_-) t. \quad (11)$$

Вблизи точек совпадения резонансных частот колебаний слоистого резонатора малая неоднородность приводит к образованию двух ортогональных гибридных колебаний с близкими резонансными частотами. Поля их промодулированы ортогональными огибающими.

Рассмотрим эти гибридные колебания в двух частных, но важных для практики случаях.

## 2. Гибридные волноводные колебания в слоистом диэлектрическом резонаторе

Рассмотрим резонатор, составленный из двух планарных диэлектрических слоев с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , расположенных на расстоянии  $2d$  друг от друга. Дисперсионное уравнение для  $TM$  волноводных колебаний, получаемое из (2) при  $\varepsilon_{ik} = \varepsilon \delta_{ik}; \quad \varepsilon_b = \varepsilon_d = 1$ , приводится к виду [8]:

$$\kappa_d \left[ \varepsilon \kappa_b - \kappa \operatorname{tg}(\kappa h) \right] = \gamma_d \left[ \varepsilon \kappa_b \operatorname{tg}(\kappa h) + \kappa \right] \varepsilon \kappa_b, \quad (12)$$

где  $\kappa = (\varepsilon k_q^2 - k_z^2)^{1/2}; \quad \kappa_b = (k_z^2 - k_q^2)^{1/2}$ .

На рис. 2 представлена зависимость резонансных частот от ширины зазора  $2d$  между слоями при  $\varepsilon = 2,04; h = 7,2 \text{ мм}; L = 250 \text{ мм}$ . Замечаем, что при определенных значениях зазора возникает совпадение резонансных частот симметричных (сплошные кривые) и несимметричных (штрих-пунктирные кривые) колебаний. Наблюдается оно как между колебаниями со смежными, так и с несмежными значениями  $n$ .

Возмущением, снимающим это вырождение, может быть отклонение на малый угол  $\Phi$  одного из слоев относительно другого (см. рис. 1). В этом случае (9) приводится к виду

$$\Lambda_{qp} = \left( \int (\varepsilon - 1) E_q^* E_p ds / N_q \right). \quad (13)$$

Интегрирование в  $\Lambda_{qp}$  проводится по области  $\Lambda S$  (заштрихована на рис. 1). Приближенным решением (8) в этом случае является

$$\Delta\omega_\pm = \omega_\pm - \omega_q = \pm \omega_q \frac{2\kappa_s \kappa \beta}{\alpha} \left[ \frac{2L\Phi}{\pi \varepsilon k_q} \sin \frac{\pi \Delta n}{2} \right]^2, \quad (14)$$

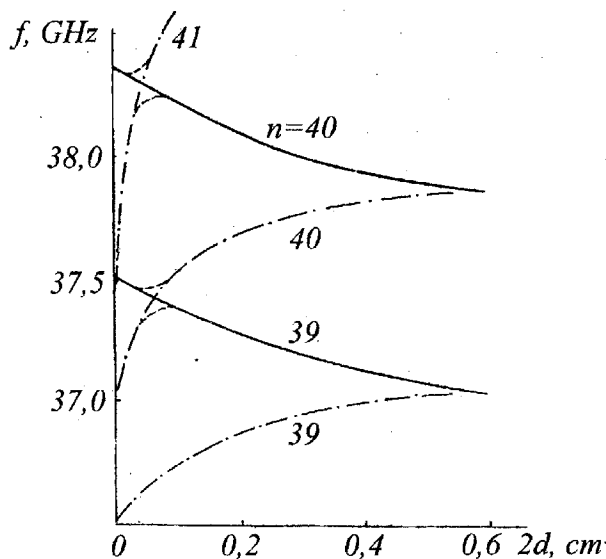


Рис. 2. Зависимость частоты  $f$  объемных колебаний от толщины диэлектрического зазора  $2d$  при различных значениях индекса  $n = k_z L / \pi$

где  $\Delta n = n_a - n_s$ ;  $n_a$  и  $n_s$  – число полуволн соответственно несимметричных и симметричных колебаний на длине  $L$ :

$$4\beta = (k_z^2 - \alpha^2) \left[ (\kappa^2 - \epsilon \kappa_b^2) \sin(2\kappa h) + 2\epsilon \kappa_b \kappa \cos(2\kappa h) \right] + 2\kappa_b \kappa (k_z^2 + \alpha^2);$$

$$\alpha = k_z^2 + (\epsilon \kappa_b^2 + k_z^2) \kappa_b h.$$

Из (14) видно, что расщепление отсутствует при  $\Delta n = 2$ : влияние малой непараллельности диэлектрических слоев на вырожденную частоту с несмежными азимутальными индексами  $n$  и является самокомпенсирующим.

Можно показать, что распределение  $H_y$  компоненты полей по координате  $OZ$  имеет вид

$$H_y \cong \cos(k_z z) \cos(\pi z / L) \exp i \omega_q t \quad (15)$$

при взаимодействии колебаний с несмежными  $n$  ( $\Delta n = 2$ ) и вид (11) – со смежными  $n$  ( $\Delta n = 1$ ).

Таким образом, вблизи точек совпадения резонансных частот колебаний со смежными азимутальными индексами  $n$  малое отклонение одного слоя приводит к образованию двух ортогональных гибридных колебаний с близкими резонансными частотами. Поля их промодулированы ортогональными огибающими. Как показано в [8], это проявляется в отдельной локализации полей гибридных колебаний с близкими частотами, в частности, на зеркалах слоистого резонатора. Возникновение такой локализации полей мы назвали эффектом пространственно-частотного разделения полей гибридных колебаний распределенных резонансных структур. В данном случае он

возникает в связи с геометрической неоднородностью структуры – непараллельностью слоев. В точке совпадения резонансных частот с несмежными азимутальными индексами  $n$  непараллельность слоев не приводит к расщеплению колебаний.

Различие в реакции суммарных колебаний со смежными и несмежными азимутальными индексами  $n$  на неоднородность в виде непараллельности слоев можно объяснить следующим образом. Области максимального и минимального отклонений слоев друг от друга являются противоположными по действию неоднородностями. При образовании первого колебания составляющие полей складываются в одной области и вычитаются в другой (или наоборот), поэтому преимущественно действует одна из неоднородностей. При образовании второго – составляющие полей складываются или вычитаются одновременно в обеих областях и влияние противоположных неоднородностей на поля гибридного колебания компенсируется.

### 3. Гибридные поверхностные магнитоплазменные колебания в слоистом полупроводниково-диэлектрическом резонаторе

В резонаторе, помещенном во внешнее постоянное магнитное поле и содержащем полупроводниковые слои, появляется возможность возникновения эффекта пространственно-частотного разделения полей гибридных колебаний при отклонении направления внешнего магнитного поля от плоскости симметрии. Покажем это на примере структуры, содержащей два идентичных полупроводниковых слоя, разделенных диэлектриком.

На рис. 3 представлена зависимость приведенной частоты  $\omega / \omega_p$  ( $\omega_p$  – плазменная частота носителей в полупроводнике) от нормированной толщины диэлектрического слоя  $\omega_p d / c$  при постоянной решетке равной 17,  $n = 40$ ,

$\omega_p = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_h = 6 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$  ( $\omega_h$  – циклотронная частота носителей),  $\epsilon_b = 1$ ,  $\epsilon = 2,04$ ,  $L = 2,5 \text{ мм}$  (влиянием эффективной частоты столкновений носителей пренебрегаем ( $\nu = 0$ )). При

$\kappa_d^2, \kappa_{1,2}^2 > 0$  в структуре существует семейство объемных колебаний  $V_r$  ( $r$  – число полуволн в поперечном сечении структуры), на рис. 3 обозначены сплошные кривые для колебаний  $EH$  и штриховые – для  $HE$  поляризаций; при  $\kappa_d^2, \kappa_{1,2}^2 < 0$  возникают поверхностные колебания  $P_s, P_a, P_{out}$ . При больших толщинах диэлектрического слоя резонансные частоты симметричных

$P_s$  и несимметричных  $P_a$  поверхностных колебаний совпадают:

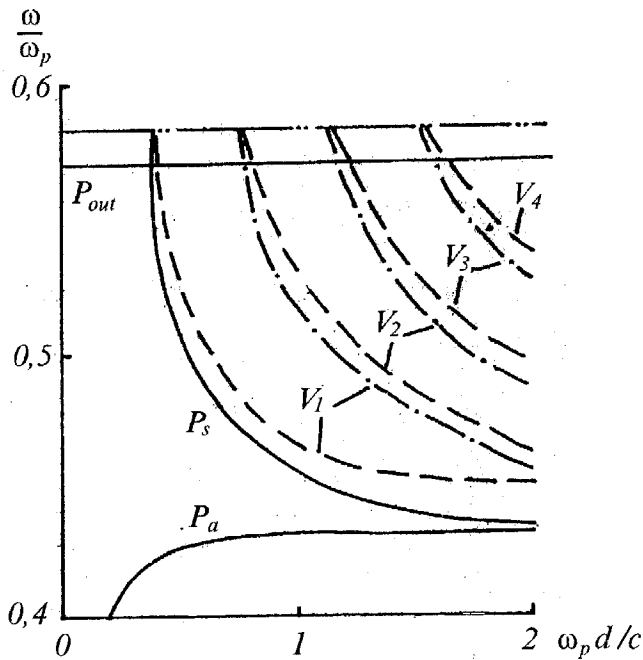


Рис. 3. Зависимость нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  объемных  $V_r$  и поверхностных колебаний  $P_a, P_s$  от параметра  $\omega_p d/c$ . Сплошные кривые – поверхностные колебания; штриховые – HE-моды; штрих-пунктирные – EH-моды

В этом случае на внутренних границах полупроводниковых слоев существуют два независимых поверхностных колебания с одинаковыми частотами. Их амплитуды экспоненциально убывают по обе стороны от границы между полупроводником и диэлектриком. При уменьшении полутолщины диэлектрического слоя  $d$  во внутренней области структуры возникают симметричные и несимметричные поверхностные колебания. При уменьшении толщины диэлектрического слоя резонансная частота первых уменьшается, а вторых – увеличивается. На внешней границе полупроводниковых слоев существуют поверхностные колебания  $P_{out}$ . При выбранной толщине полупроводникового слоя выполняется условие  $|\kappa_{1,2}|h \gg 1$ . Поэтому резонансная частота последней не зависит от  $d$ .

На рис. 4 приведена частотная зависимость от толщины диэлектрического слоя  $P_s$  и  $P_a$  колебаний при различных значениях индекса  $n$ . Замечаем, что при определенных значениях  $d$  частоты симметричных и несимметричных поверхностных

колебаний совпадают. Как и в резонаторе с диэлектрическими слоями взаимодействие вырожденных колебаний может произойти из-за непараллельности границ слоев. Оно возникает и при отклонении направления внешнего магнитного поля от плоскости  $YOZ$  на малый угол  $\theta$  (см. рис. 1).

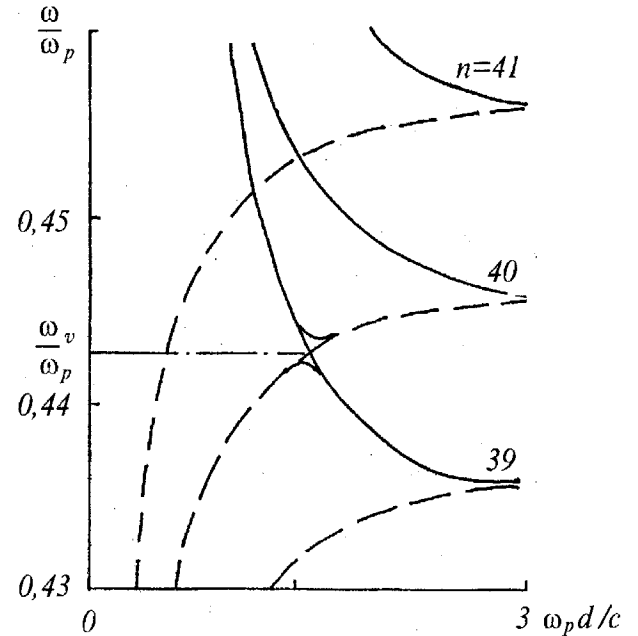


Рис. 4. Зависимость нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  поверхностных колебаний от параметра  $\omega_p d/c$ . Сплошные кривые – поверхностные симметричные колебания  $P_s$ ; штриховые – несимметричные колебания  $P_a$ .

Действительно, в линейном приближении по углу отклонения  $\theta$  тензор диэлектрической проницаемости принимает вид

$$\hat{\epsilon} \cong \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & -i\epsilon_{xy} & (\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx})\theta \\ i\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & -i\epsilon_{xy}\theta \\ (\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx})\theta & i\epsilon_{xy}\theta & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}, \quad (16)$$

где  $\epsilon_{xx}, \epsilon_{xy}, \epsilon_{zz}$  – компоненты тензора  $\hat{\epsilon}$  в формуле (1).

Вблизи вырожденных частот решение интегрального уравнения (5) в первом приближении разложения по  $\theta$  и больших толщинах полупроводниковых слоев ( $|\kappa_{1,2}|h \gg 1$ ) может быть приведено к такому виду:

$$\omega_{\pm} - \omega_n \cong \omega_n \theta G / N_a N_s \sin^2(\Delta n \pi / 2), \quad (17)$$

где

$$G \cong 4(k_{zs}^2 - k_{za}^2)^{-1} / L \int_a \left[ (1 - \epsilon_{xx} / \epsilon_{zz}) \left( k_{zs}^2 H_s \frac{dH_a}{dx} - k_{za}^2 H_a \frac{dH_s}{dx} \right) - \epsilon_{xy} k \left( k_{zs}^2 E_s \frac{dH_a}{dx} - k_{za}^2 E_a \frac{dH_s}{dx} \right) \right] dx;$$

$$N_j = \epsilon_{xx} (A_j^2 + \epsilon_d B_j^2) \left[ k^2 d + \beta_j k_{zj}^2 \sin(2\kappa_{dj} d) / 2\epsilon_d \kappa_{dj} \right] + \int_a (\epsilon_{xx} k^2 + k_{zj}^2) H_j^2 + (\epsilon_{xx} / \epsilon_{zz}) \left[ \epsilon_{zz} \left( \frac{dE_j}{dx} \right)^2 + \left( \frac{dH_j}{dx} \right)^2 \right] dx;$$

$$H_j(x) = \exp(-\kappa_{1j}\varphi) - R_{Ej} R_{Hj} \exp(-\kappa_{2j}\varphi);$$

$$E_j(x) = R_{Hj} \exp(-\kappa_{1j}\varphi) - \eta_j \exp(-\kappa_{2j}\varphi);$$

$$\varphi = x - d;$$

$$\beta_s = 1, \quad \beta_a = -1; \quad \eta_{1j} = (\kappa_{1j} - \gamma_{dj})(\kappa_{2j} - \gamma_{dj});$$

$\kappa_{1j}, \kappa_{2j}, R_{Hj}, R_{Ej}$  получается соответственно из  $\kappa_1, \kappa_2, R_H, R_E$  при  $k_z = k_{zs} = n\pi/L$  для симметричных ( $j = s$ ) и  $k_z = k_{za} = (n+1)\pi/L$  для несимметричных ( $j = a$ ) колебаний.

Из (17) видим, что как и в случае непараллельности слоев, частотное вырождение остается для колебаний с несмежными  $n$  ( $\Delta n = 2$ ): для них влияние малого отклонения магнитного поля от плоскости  $YOZ$  является самокомпенсирующим. При смежных  $n$  влияние наклона магнитного поля приводит к образованию двух ортогональных гибридных колебаний с близкими частотами, поля которых пространственно промодулированы ортогональными сгибающимися. Распределение полей по оси  $Z$  имеет вид, определяемый выражением (11). Частота вырождения  $\omega_v$  существенно зависит от величины  $H_0$  (рис.5).

### Заключение

В работе показано, что в слоистом полупроводниково-диэлектрическом резонаторе, помещенном в продольное постоянное магнитное поле, вблизи точек совпадения резонансных частот двух магнитоплазменных поверхностных колебаний возникают два гибридных магнитоплазменных поверхностных колебания с близкими частотами за счет малой непараллельности слоев либо за счет малого отклонения направления внешнего магнитного поля. Эти неоднородности (возмущения)

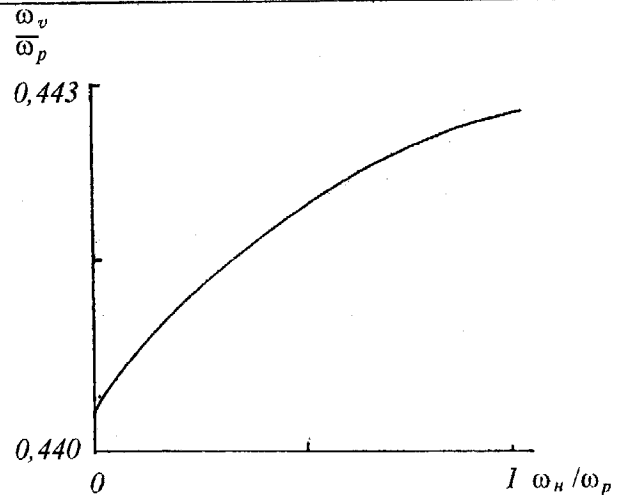


Рис. 5. Зависимость нормированной частоты вырождения  $\omega_v / \omega_p$  от нормированной циклотронной частоты  $\omega_H / \omega_p$

приводят к расщеплению колебаний в точках совпадения частот колебаний невозмущенной структуры со смежными продольными индексами  $n$ . Подобные гибридные колебания, наблюдаемые экспериментально в слоистой диэлектрической структуре, обладают важным свойством – их поля пространственно разделены, в частности, на зеркалах резонатора. Это свойство может найти применение при создании новых приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, устройств для исследования материалов.

### Литература

1. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. Москва, Мир, 1987, 616 с.
2. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Москва, Наука, 1989, 288 с.
3. Никольский В.В. Радиотехн. и электрон., 1957, т.2, № 2, с. 157171.
4. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. Москва, Сов. радио, 1967, 215 с.

5. Штейншлейгер В.Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. Москва, Оборонгиз, 1955, 114 с.
6. Шестопалов В.П. Резонансные и междутиповые колебания. Докл. АН СССР, 1988, т. 303, № 5, с. 11311134.
7. Кириленко А.А., Сенкевич С.Л., Тысик Б.Л. Радиотехн. и электрон., 1990, т. 35, № 4, с. 687694.
8. Филиппов Ю.Ф., Харьковский С.Н. Письма в ЖТФ, 1990, т. 16, вып. 20, с. 2428.
9. Гуревич А.Г. Ферриты на СВЧ. Москва, Фитматгиз, 1960, 400 с.
10. Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев, Наук. думка, 1984, 192 с.

### **Interaction of Electromagnetic Oscillations in Layered Resonant Structures**

**Z.E.Eremenko, Yu.F.Filipov, S.N.Khar'kovskii**

Surface magnetoplasmons in flat layered semiconductor – dielectric resonator are investigated. The external magnetic field is directed along layers normally to the face reflectors. The numerical investigation of the dispersion equation showed that under the definite relations between structure parameters and the external magnetic field the coincidence of resonant frequencies with different longitudinal indices is observed. Two hybrid surface magnetoplasma oscillations with close frequencies arise field near degeneration at small deviation from symmetry plane of one of a layers or external magnetic frequency. Their fields are separated spacely in definite structure regions.