

А. А. Булгаков, И. В. Федорин*

**ЭЛЛИпсоИДАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ
ОТ МЕЛКОСЛОИСТОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ
ПОЛУПРОВОДНИК–ДИЭЛЕКТРИК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: bupochta@inbox.ru*

**Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
21, ул. Фрунзе, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: fedorin.ilya@gmail.com*

Исследуется поляризация электромагнитной волны при отражении от мелкослойной периодической структуры полупроводник–диэлектрик во внешнем магнитном поле, расположенной на металлической подложке. Показано, что изменение магнитного поля, частоты и угла падения электромагнитной волны приводит к изменению параметров эллипса поляризации, длины и угла наклона осей эллипса по отношению к осям системы координат; специфика компонент тензора диэлектрической проницаемости мелкослойной структуры приводит к возникновению ряда особенностей в зависимостях разности фаз от параметров структуры. Учет потерь в полупроводнике приводит к сглаживанию зависимостей и отсутствию резкого изменения поляризационных характеристик в зависимости от внешнего магнитного поля и частоты электромагнитной волны. Ил. 7. Библиогр.: 8 назв.

Ключевые слова: слоисто-периодическая структура, эллипс поляризации.

Современные тенденции в развитии тонкопленочных технологий и полупроводниковой индустрии неизбежно ведут к уменьшению характерных размеров создаваемых структур. В нашей работе рассматривается мелкослойная структура, состоящая из слоев диэлектрика и полупроводника в магнитном поле. Диэлектрические проницаемости такой структуры зависят от толщин слоев и параметров полупроводниковых материалов. В системе возникает несколько характерных частот, на которых диэлектрические проницаемости обращаются в ноль или в бесконечность. Одним из наиболее совершенных современных методов для экспериментального изучения свойств такой структуры является эллипсометрия – оптический метод, основанный на анализе поляризации отраженного от образца света [1–3].

Эти способы исследования широко применяются для определения оптических и электродинамических свойств тонких пленок. Они состоят в том, что на исследуемый образец падает плоскополяризованная волна, которая после отражения становится в общем случае эллиптически поляризованной. Параметры эллипса поляризации, т. е. ориентация его осей и эксцентриситет, определяются оптическими свойствами отражающей структуры и углом падения света.

Рассматриваемая структура может быть получена для использования в широком диапазоне длин электромагнитных волн: от миллиметровых до нанометровых, что соответствует частотам от сотен мегагерц до сотен гигагерц. Таким образом, рассматриваемые нами структуры могут применяться для самых различных технологических устройств.

Уравнение эллипсометрии имеет следующий вид [4]:

$$R = A_E / A_H = \operatorname{tg} \psi e^{i\Delta}, \quad (1)$$

где A_E, A_H – амплитудные коэффициенты отражения для волн E - и H -поляризации; R – относительный коэффициент отражения; ψ – амплитудный параметр состояния поляризации ($|R| = \operatorname{tg} \psi$); Δ – фазовый параметр состояния поляризации ($\delta = \Delta$ – аргумент R , относительная разность фаз).

Параметры, характеризующие отраженную волну, выражают через отношение осей эллипса поляризации отраженной электромагнитной волны и разность фаз компонент, электрические векторы которых параллельны и перпендикулярны плоскости падения.

Связь между углами α и β (рис. 1) и ψ, Δ определяется равенствами [5]

$$\cos 2\psi = \cos 2\alpha \cos 2\beta \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \Delta = \frac{\operatorname{tg} 2\beta}{\sin 2\alpha}. \quad (2)$$

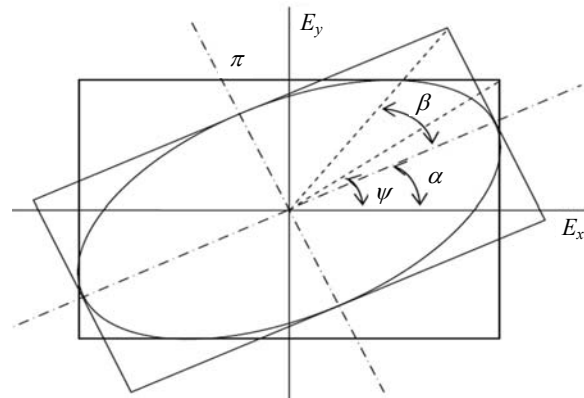


Рис. 1. Эллипс поляризации

1. Геометрия структуры. Основные уравнения. Рассмотрим слоисто-периодическую структуру, образованную повторением слоев полупроводника (толщиной d_1) и диэлектрика (толщиной d_2). Частота столкновений в полупроводнике равна нулю, а потерями в диэлектрике пренебрегается. Предполагается, что волновой вектор падающей волны лежит в плоскости $(x, 0, z)$, ось периодичности направлена вдоль оси Oz . В этом случае возможно существенное упрощение задачи: из уравнений исключается зависимость от одной из координат, например координаты y [3]. Внешнее магнитное поле H_0 приложено в направлении оси Oy . При выбранной геометрии структуры уравнения Максвелла распадаются на уравнения для волн двух поляризацій: первая – E -волны с компонентами полей E_x, H_y, E_z (необыкновенные волны), вторая – H -волны с компонентами полей H_x, E_y, H_z (обыкновенные волны). В выбранной системе координат дисперсионное соотношение для безграничной периодической структуры для E - и H -волн имеет следующий вид [6]:

$$\cos k^E d = \cos k_{z1}^E d_1 \cos k_{z2}^E d_2 - \frac{\varepsilon_f \varepsilon_d}{2k_{z1}^E k_{z2}^E} J \sin k_{z1}^E d_1 \sin k_{z2}^E d_2, \quad (3)$$

$$\text{где } J = \left(\frac{k_{z1}^E}{\varepsilon_f} \right)^2 + \left(\frac{k_{z2}^E}{\varepsilon_d} \right)^2 - k_x^2 \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_f} \right)^2.$$

$$\cos k^H d = \cos k_{z1}^H d_1 \cos k_{z2}^H d_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{z2}^H}{k_{z1}^H} + \frac{k_{z1}^H}{k_{z2}^H} \right) \sin k_{z1}^H d_1 \sin k_{z2}^H d_2, \quad (4)$$

где $k^{E,H}$ – блоховское волновое число, которое характеризует периодичность структуры; $k_{z1}^E = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_f - k_x^2}$, $k_{z1}^H = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_2 - k_x^2}$, $k_{z2} = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_d - k_x^2}$ – поперечные волновые числа полупроводникового и диэлектрического слоев; $\varepsilon_f = (\varepsilon_3^2 + \varepsilon_1^2)/\varepsilon_1$ – так называемая фойгтовская диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_d – проницаемость диэлектрического слоя; $d = d_1 + d_2$ – период структуры; $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – компоненты тензора диэлектрической проницаемости полупроводникового слоя [6]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2} \right), \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right), \\ \varepsilon_3 &= i\varepsilon_0 \frac{\omega_p^2 \omega_H}{\omega((\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2)}. \end{aligned} \quad (5)$$

В уравнениях (5) ε_0 – диэлектрическая проницаемость решетки полупроводникового слоя; ω_p – плазменная частота; ω_H – циклотронная частота.

Рассмотрим случай, когда $k_{z1}^{E,H} d_1, k_{z2}^E d_2, k^{E,H} d \ll 1$. 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:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\varepsilon_f d_1 + \varepsilon_d d_2}{d}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\varepsilon_2 d_1 + \varepsilon_d d_2}{d}, \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{\varepsilon_{xx} d^2}{\varepsilon_{xx} d \left(\frac{d_2}{\varepsilon_d} + \frac{d_1}{\varepsilon_f} \right) + \frac{\varepsilon_3^2 \varepsilon_d d_1 d_2}{\varepsilon_1^2 \varepsilon_f}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Теперь блоховское волновое число играет роль поперечного волнового числа всей структуры:

$$\begin{aligned} k^E &= \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_{xx} - (\varepsilon_{xx}/\varepsilon_{zz})k_x^2}, \\ k^H &= \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon_{yy} - k_x^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражениях для компонент тензора диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры возникает ряд особенностей, связанных с тем, что обращается в ноль или бесконечность эффективная диэлектрическая проницаемость, т. е. обращается в ноль числитель или знаменатель в выражениях (6). Это приводит к тому, что блоховское волновое число становится мнимым и имеет место полное внутреннее отражение, а следовательно, возникают специфические особенности в электродинамических характеристиках мелкослоистой структуры.

Проанализируем зависимость компонент тензора $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{zz}$ от внешнего магнитного поля ($\omega = \text{const}$) и частоты ($H_0 = \text{const}$). Так, при величине магнитного поля $H_0 = H_{01}$ и на частотах $\omega = \omega_{1,2}$ одновременно обращаются в ноль компоненты ε_{xx} и ε_{zz} , а при $H_0 = H_{\infty 1,2}$ и $\omega = \omega_{3,4}$ обращаются в бесконечность компоненты ε_{xx} и ε_{zz} , на частоте $\omega = \omega_5$ компонента $\varepsilon_{yy} = 0$.

Результаты численного исследования представлены на рис. 2. В расчетах были приняты следующие значения параметров: первый слой – полупроводник типа InSb ($\varepsilon_0 = 17,8$, $d_1 = 0,05$ см, $\omega_p = 9 \cdot 10^{10}$ с⁻¹); второй слой – диэлектрик ($\varepsilon_2 = 4,0$, $d_2 = 0,07$ см).

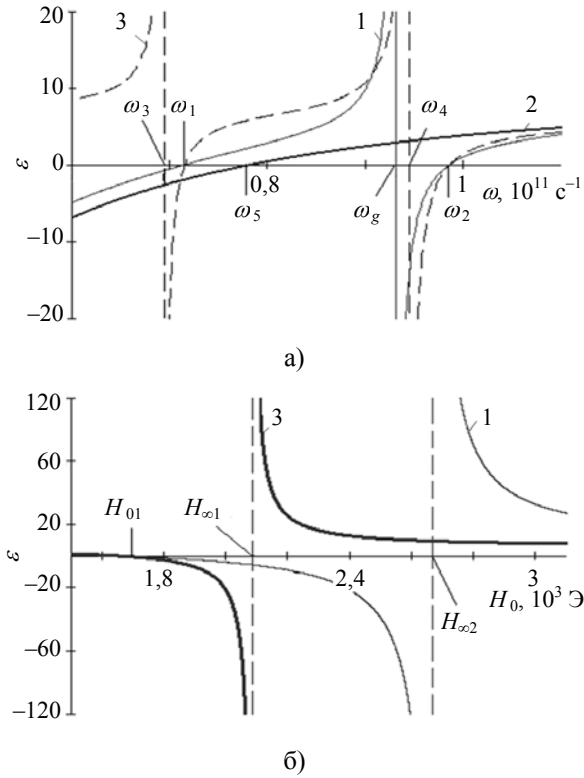


Рис. 2. Зависимость компонент тензора мелкослоистой структуры: а) – от частоты ($H_0 = 1\ 500\ \text{Э}$); б) – от величины внешнего магнитного поля ($\omega = 1 \cdot 10^{11}\ \text{с}^{-1}$); 1 – ϵ_{xx} ; 2 – ϵ_{yy} ; 3 – ϵ_{zz}

Проанализируем характер распространения волн в структуре, рассмотрев зависимость блоховского волнового числа $k^{E,H}$ от частоты и магнитного поля. Выделим частоты ω_{6-8} и величину магнитного поля H_{02} , при которых блоховское волновое число обращается в ноль, а также частоту ω_g и величину магнитного поля $H_{\infty 2}$, на которой k^E обращается в бесконечность. На частотах выше ω_g и меньше ω_{6-8} и при магнитных полях больше H_{02} и меньше $H_{\infty 2}$ волновое число $k^{E,H}$ становится мнимым и, следовательно, должно иметь место явление полного внутреннего отражения. Результаты численного расчета приведены на рис. 3.

Аналитические выражения для характерных частот и величин внешнего магнитного поля приведены в работе [7].

Таким образом, мелкослоистая структура представляет собой оптически двуосный кристалл с компонентами тензора диэлектрической проницаемости, зависящими как от физических параметров слоев, так и от толщин слоев и величины внешнего магнитного поля. Видно, что выражения для H -волн зависят от плазменной частоты и частоты падающей электромагнитной волны и не зависят от магнитного поля.

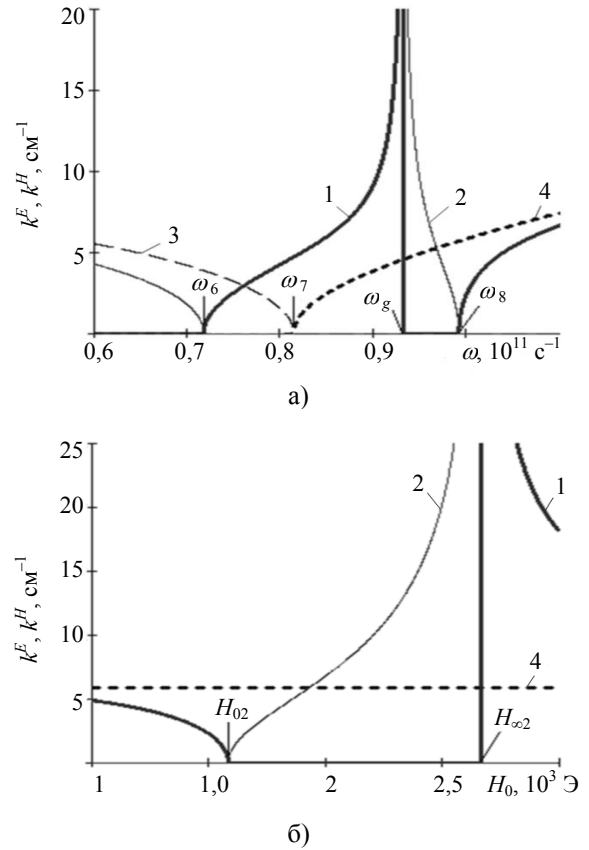


Рис. 3. Зависимость блоховского волнового числа мелкослоистой структуры: а) – от частоты; б) – от величины внешнего магнитного поля; 1 – $\text{Re}k^E$; 2 – $\text{Im}k^E$; 3 – $\text{Im}k^H$; 4 – $\text{Re}k^H$

2. Отражение от мелкослоистой структуры на металлической подложке. Рассмотрим отражение электромагнитной волны от мелкослоистой полупроводниковой структуры, расположенной на металлической подложке (рис. 4).

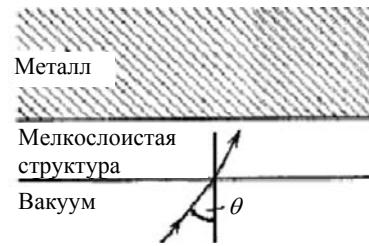


Рис. 4. Схематическое представление рассматриваемой структуры

В этом случае выражения для амплитудных коэффициентов отражения для H - и E -волн имеют следующий вид:

$$A^H = \frac{-e^{2ik^H L}(k^H + k_{zv}) + (k_{zv} - k^H)}{e^{2ik^H L}(k^H - k_{zv}) + (k_{zv} + k^H)}, \quad (8)$$

$$A^E = \frac{e^{-2ik^E L}(k_{zv}\epsilon_{xx} - k^E\epsilon_v) + (k_{zv}\epsilon_{xx} + k^E\epsilon_v)}{e^{-2ik^E L}(k_{zv}\epsilon_{xx} + k^E\epsilon_v) + (k_{zv}\epsilon_{xx} - k^E\epsilon_v)}$$

Интерес в данном случае вызывает вопрос о поляризации отраженной электромагнитной волны. Так как выражения для компонент диэлектрической проницаемости, блоховских волновых чисел, коэффициентов отражения, а следовательно, и компонент полей и разности фаз зависят от частоты, толщин слоев, плазменной частоты и величины внешнего магнитного поля (для E -волн), то, меняя соответствующие величины, можно изменять поляризацию электромагнитной волны.

Как известно [8], в общем случае плоская электромагнитная волна эллиптически поляризована, т. е. в любой неподвижной плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, конец электрического вектора описывает эллипс. При этом полуоси эллипса могут не совпадать с выбранными осями координат [5].

Выражения для вещественных частей компонент вектора \vec{E} могут быть записаны следующим образом [5]:

$$E_x = a_x \cos(\varphi + \delta_E), E_y = a_y \cos(\varphi + \delta_H)$$

где a_x, a_y – вещественные положительные числа; δ^E, δ^H – фазы E - и H -волн соответственно.

Тогда уравнение эллипса поляризации примет вид [5]

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{a_x a_y} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (9)$$

где $\delta = \delta^E - \delta^H$ – относительная разность фаз.

Наиболее важны два специальных случая, когда эллипс поляризации вырождается в прямую либо в окружность. Так, если выполняются условия $\cos \delta = 0$, $\delta = (l + 1/2)\pi$, $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, уравнение (9) принимает следующий вид [8]:

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 = 1. \quad (10)$$

В этом случае величины a_x и a_y равны полуосям эллипса и определяют максимальное и минимальное значение длины вектора \vec{E} . Если $a_x = a_y$, то эллипс вырождается в окружность и мы получаем случай круговой (циркулярной) поляризации. Кроме того, направление обхода эллипса или круга полностью определяется разностью фаз δ , т. е. мы имеем [8]:

- при $\sin \delta > 0$ – правую волну;
- при $\sin \delta < 0$ – левую волну.

При $\sin \delta = 0$, $\delta = l\pi$ уравнение (9) переходит в:

$$\left(\frac{E_x \pm E_y}{a_x \pm a_y}\right)^2 = 0, \quad (11)$$

т. е. эллипс вырождается в прямую. Здесь верхний знак соответствует четному l , а нижний – нечетному. Это важнейший случай линейной или плоской поляризации. При этом вектор \vec{E} изменяется вдоль фиксированного направления, а именно параллельно диагонали прямоугольника, построенного на a_x и a_y . Максимальная длина вектора \vec{E} , очевидно, равна длине этой диагонали [8] $\vec{E}_{\max} = \sqrt{(a_x)^2 + (a_y)^2}$.

Из (8) легко также рассчитать изменение фазы волны при отражении [5]:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta^E &= \operatorname{tg} \arg A^E; \operatorname{tg} \delta^H = \operatorname{tg} \arg A^H, \\ \delta^E &= \arg A^E = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{k^E \varepsilon_v \operatorname{tg} k^E L}{k_{zv} \varepsilon_{xx}} \right], \\ \delta^H &= \arg A^H = -2 \operatorname{arctg} \left[\frac{k^H}{k_{zv}} \operatorname{ctg} k^H L \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Выражение для разности фаз δ для отраженной электромагнитной волны примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \delta &= 2 \left(\operatorname{arctg} \left[\frac{k^E \varepsilon_v \operatorname{tg} k^E L}{k_{zv} \varepsilon_{xx}} \right] + \right. \\ &\left. + \operatorname{arctg} \left[\frac{k^H}{k_{zv}} \operatorname{ctg} k^H L \right] \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Проанализируем полученные выражения для δ^E, δ^H .

• *E*-волны. Из формул (12) следует:

– $\delta^E = 0$, если $k^E = 0$ и $\operatorname{tg} k^E L = 0$, т. е. когда

$L = n \frac{\lambda^E}{2}$ с $n = 0, 1, 2, \dots$, или при углах

$$\theta_{01} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_{zz}},$$

$$\theta_{02} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_{zz} \left(1 - \frac{n^2 c^2 \pi^2}{\omega^2 L^2 \varepsilon_{zz}} \right)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots;$$

– $\delta^E = \pm \pi$ при $\operatorname{tg} k^E L \rightarrow \infty$, т. е. при $L = n \frac{\lambda^E}{4}$

с $n = 1, 3, 5, \dots$, или при угле

$$\theta_{\pm \pi} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_{zz} \left(1 - \frac{n^2 c^2 \pi^2}{4 \omega^2 L^2 \varepsilon_{zz}} \right)}, \quad n = 1, 3, 5, \dots;$$

– $\delta^E = \pm \pi$ при $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = 0$;

– $\delta^E = 0$ при $\varepsilon_{xx} \rightarrow \infty$; вблизи данной области возникает большое число близко расположенных зон пропускания и непропускания, что связано с принятием k^E больших значений;

– при $L = n \frac{\lambda^E}{8}$, $\text{tg } k^E L = \pm 1$; здесь верхний знак соответствует $n = 1, 5, 9, \dots$, а нижний $n = 3, 7, 11, \dots$

$$\delta^E = 2 \arctg \left[\frac{\pm k^E \varepsilon_{xy}}{k_{zy} \varepsilon_{xx}} \right].$$

• *H-волны.* Аналогично для *H*-волн из формул (12) следует:

– $\delta^H = 0$, когда $\text{ctg } k^H L = 0$, т. е. $L = n \frac{\lambda^H}{4}$ с $n = 1, 3, 5, \dots$, или при угле

$$\theta_{0H} = \arcsin \sqrt{\left(\varepsilon_{yy} - \frac{n^2 c^2 \pi^2}{4 \omega^2 L^2} \right)}, \quad n = 1, 3, 5, \dots;$$

– $\delta^H = \pm \pi$, когда $\text{ctg } k^H L \rightarrow \infty$, т. е. $L = n \frac{\lambda^H}{2}$ с $n = 0, 1, 2, \dots$, или при угле

$$\theta_{\pm \pi H} = \arcsin \sqrt{\left(\varepsilon_{yy} - \frac{n^2 c^2 \pi^2}{\omega^2 L^2} \right)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots;$$

$$- \delta^H = -2 \arctg \left[\frac{1}{k_{zy} L} \right] \text{ при } k^H = 0;$$

– при $L = n \frac{\lambda^H}{8}$, $\text{ctg } k^H L = \pm 1$; здесь верхний знак соответствует $n = 1, 5, 9, \dots$, а нижний $n = 3, 7, 11, \dots$,

$$\delta^E = -2 \arctg \left[\frac{\pm k^E}{k_{zy}} \right].$$

Численные расчеты полученных аналитических выражений в зависимости от величины магнитного поля, частоты и угла падения электромагнитной волны приведены на рис. 5.

Так как вид и характер поляризации определяется в основном значением разности фаз δ , рассмотрим зависимость разности фаз от частоты, угла падения и величины внешнего магнитного поля (рис. 7, $\nu = 0$). В расчетах были приняты следующие значения параметров: первый слой – полупроводник типа InSb ($\varepsilon_0 = 17,8$, $d_1 = 0,05$ см, $\omega_p = 9 \cdot 10^{10}$ с⁻¹); второй слой – диэлектрик ($\varepsilon_2 = 4,0$, $d_2 = 0,07$ см).

Как видно из графиков, возникает ряд особенностей, связанных со специфическими зависимостями эффективных компонент диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры от частоты и магнитного поля, что подтверждает аналитические выкладки, сделанные ранее.

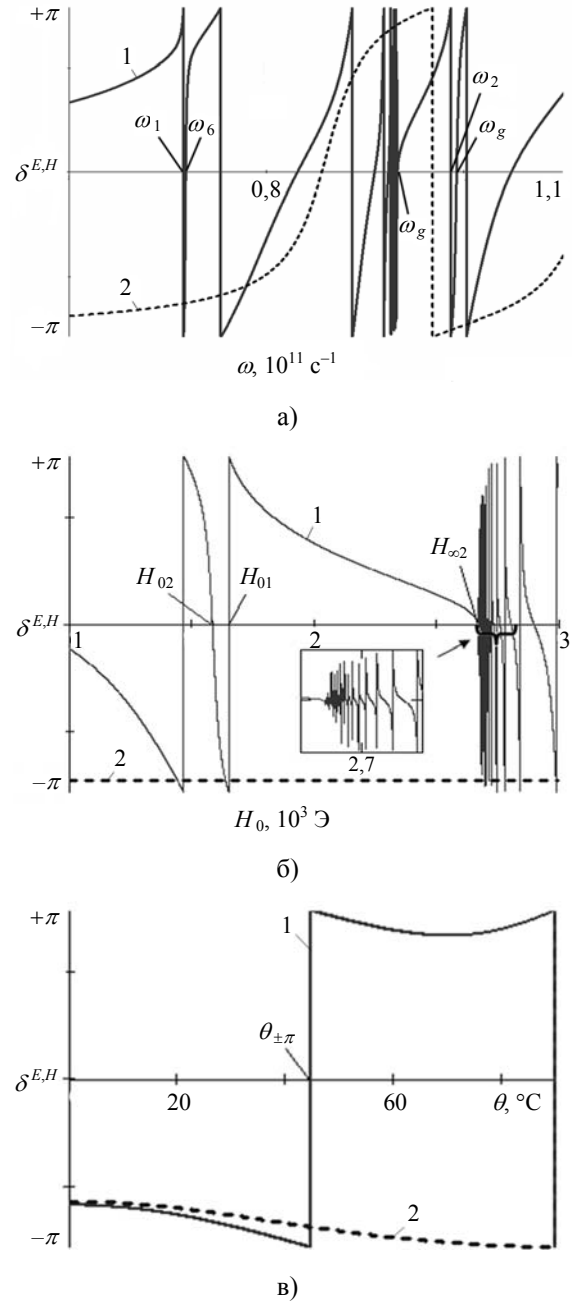


Рис. 5. Зависимость фаз $\delta^{E,H}$ от: а) – частоты; б) – внешнего магнитного поля; в) – угла падения; 1 – δ^E ; 2 – δ^H

Так, при величинах $\omega_{1,2}, H_{01}$, на которых $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = 0$, происходит резкое изменение разности фаз δ , связанное с изменением δ^E от $-\pi$ до $+\pi$. При частотах $\omega_{6,8}$ и магнитном поле H_{02} , на которых обращается в ноль блоховское волновое число для *E*-волн, фаза $\delta^E = 0$, а разность фаз $\delta = -\delta^H$. В области вблизи частоты ω_g и величины магнитного поля $H_{\infty 2}$ возникают близко расположенные зоны быстрого изменения разности

фаз и, как следствие, вектора поляризации, вследствие стремления к бесконечности компоненты ϵ_{xx} тензора диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры.

Таким образом, в этих областях, из-за анизотропии и специфики мелкослоистой структуры в магнитном поле возникают особенности, приводящие к изменению состояния поляризации: ориентации эллипса поляризации, величины его осей и угла наклона осей; имеет место переход к линейной поляризации в точках $\delta = 0, \pm \pi$ (рис. 6, 7).

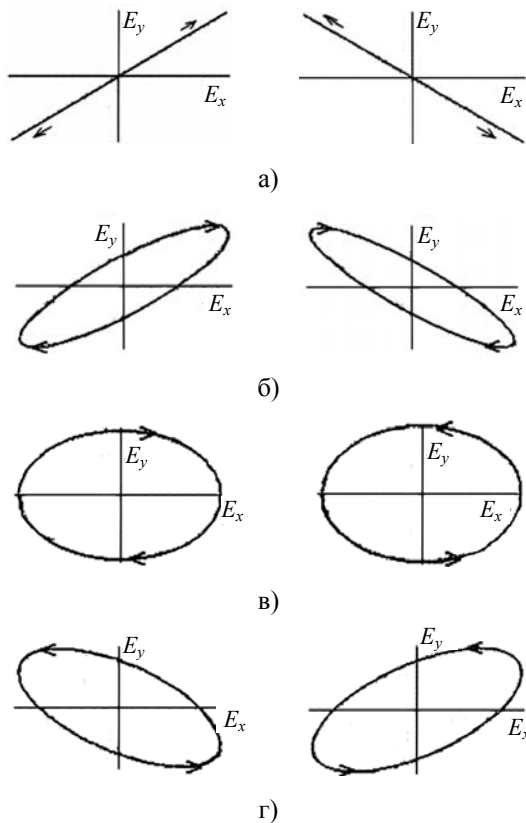


Рис. 6. Состояние поляризации при различных величинах магнитного поля H_0

Состояние поляризации при различных величинах магнитного поля H_0 приведено на рис. 6. Так, при $H_0 = 3572 \text{ Э} - \delta = 0$, а при $H_0 = 3122 \text{ Э} - \delta = \pi$ (рис. 6, а); при $H_0 = 1620 \text{ Э} - \delta = 0,54$, а при $H_0 = 2727 \text{ Э} - \delta = 4,06$ (рис. 6, б); при $H_0 = 3416 \text{ Э} - \delta = \pi/2$, а при $H_0 = 1899 \text{ Э} - \delta = 3\pi/2$ (рис. 6, в); при $H_0 = 2739 \text{ Э} - \delta = 2,68$, при $H_0 = 2747 \text{ Э} - \delta = 5,41$ (рис. 6, г).

Отметим, что большие значения $k^{E,H}$ связаны с соответствующим уменьшением толщины слоев. В случае слоев с большими толщинами расчеты необходимо проводить не для мелко-

слоистой структуры, а для слоисто-периодической, описываемой уравнениями (3), (4).

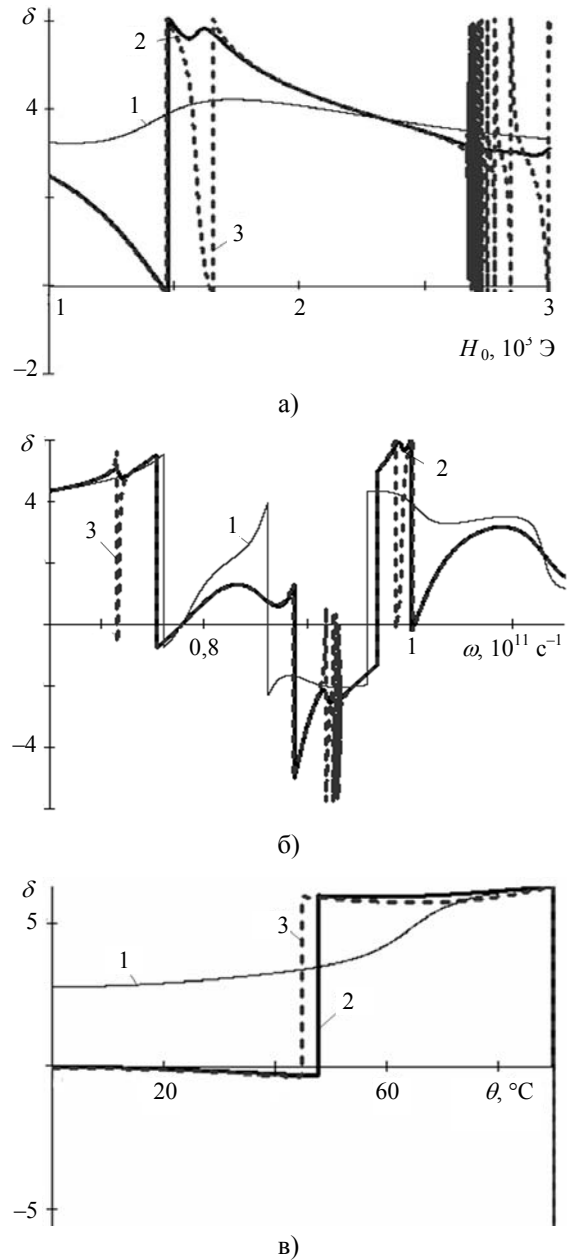


Рис. 7. Зависимость разности фаз δ для разных значений частоты столкновений ν в полупроводниковом слое от: а) – частоты ($H_0 = 1500 \text{ Э}$); б) – внешнего магнитного поля ($\omega = 1 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$); в) – угла падения; 1 – $\nu = 9 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$; 2 – $\nu = 10^9 \text{ c}^{-1}$; 3 – $\nu = 0$

Рассмотрим влияние частоты столкновений ν в полупроводниковом слое на параметры эллиптичности электромагнитного поля в зависимости от частоты, угла падения и величины внешнего магнитного поля (рис. 7, $\nu = 9 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ и $\nu = 1 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$).

Как видно из графиков, в случае, когда имеют место потери в полупроводниковом слое, разность фаз не претерпевает резкого изменения,

зависимости сглаживаются. Это связано с тем, что в компонентах диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры, а следовательно, и в блоховских волновых числах появляется мнимая часть. С уменьшением частоты столкновений влияние анизотропии структуры становится более выраженным и на зависимостях появляются области резкого изменения разности фаз.

Выводы. Таким образом, исследованы электродинамические и поляризационные характеристики ограниченной мелкослоистой периодической структуры, расположенной на металлической подложке, во внешнем магнитном поле.

Показано, что возникает ряд особенностей на фазовых зависимостях, связанных со специфическими зависимостями эффективных компонент диэлектрической проницаемости мелкослоистой структуры от частоты и магнитного поля. Так, в области значений $\omega_{1,2}, H_{01}$ фаза E -волн изменяется от $-\pi$ до $+\pi$. На частотах $\omega_{6,7}$ и при магнитном поле H_{02} , при которых обращается в ноль блоховское волновое число для E -волн, фаза $\delta^E = 0$. В области частот ω_g и величин магнитного поля $H_{\infty 2}$ возникают близко расположенные зоны быстрого изменения разности фаз и, как следствие, состояния и вида поляризации. Таким образом, в этих областях вследствие анизотропии и специфики мелкослоистой структуры в магнитном поле возникают особенности, приводящие к изменению состояния поляризации: ориентации эллипса поляризации, величины его осей и угла наклона.

Следовательно, малое изменение магнитного поля существенно меняет параметры эллипса поляризации, т. е. эллиптичность электромагнитного поля, что позволяет осуществлять контроль параметров структуры, а также измерять величину внешнего магнитного поля.

Учет потерь в полупроводниковом слое приводит к отсутствию резкого изменения разности фаз и сглаживанию зависимостей.

Рассмотренная модель имеет практическое значение, так как тонкие пленки на подложках используются в различных устройствах микро- и нанoeлектроники, в частности для уменьшения отражения от металлической поверхности, в оптике, электронике, в различных устройствах обработки информации, а также для защиты металлических зеркал от повреждения и для увеличения их отражательной способности [5].

1. *Эллипсометрия* – прецизионный метод контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением / В. А. Швец, Е. В. Спесивцев, С. В. Рыхлицкий, Н. Н. Михайлов // Российские нанотехнологии. – 2009. – 4, № 3–4. – С. 72–84.
2. *Андреев С. В.* Исследование оптических постоянных металлов / С. В. Андреев, Л. А. Губанова // Оптические и ла-

зерные технологии: сб. научн. тр. / СПб гос. ун-т информ. технологий, механики и оптики. – СПб, 2001. – С. 74–83.

3. *Скалецкая И. Е.* Введение в прикладную эллипсометрию: учеб. пособие / И. Е. Скалецкая. – СПб: СПб гос. ун-т информ. технологий, механики и оптики, 2007. – 172 с.
4. *Кизель В. А.* Отражение света / В. А. Кизель. – М.: Наука, 1973. – 351 с.
5. *Борн М.* Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 719 с.
6. *Басс Ф. Г.* Высокочастотные свойства полу-проводников со сверхрешетками / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тертеров. – М.: Наука, 1989. – 287 с.
7. *Булгаков А. А.* Электродинамические свойства мелкослоистой периодической структуры во внешнем магнитном поле / А. А. Булгаков, И. В. Федорин // Журн. техн. физики. – 2011. – 81, № 4. – С. 81–85.
8. *Федоров Ф. И.* Оптика анизотропных сред / Ф. И. Федоров. – Минск: Изд-во АН БССР, 1958. – 381 с.

A. A. Bulgakov, I. V. Fedorin

ELLIPSOIDAL PROPERTIES OF REFLECTIVITY FROM THE FINE-STRATIFIED SEMICONDUCTOR – DIELECTRIC PERIODIC STRUCTURE IN A MAGNETIC FIELD

Polarization of an electromagnetic wave in the case of reflection from the fine-stratified periodic structure located on a metal substrate is investigated. The structure was fabricated by periodic alternating dielectric and semiconductor layers and was exposed into an external magnetic field. It has been shown that changing the magnetic field, frequency and incident angle results in change of polarization ellipse parameters, lengths and inclination angles of an ellipse axes in relation to axes of coordinate system. Taking into account losses in the semiconductor layers result in smoothing of dependences and absence of dramatic change of polarizing characteristics depending on an external magnetic field and frequency.

Key words: layered periodic structure, polarization ellipse.

О. О. Булгаков, І. В. Федорін

ЕЛІПСОІДАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ КОЕФІЦІЄНТІВ ВІДБИТТЯ ВІД ДРІБНОШАРОВОЇ ПЕРІОДИЧНОЇ СТРУКТУРИ НАПІВПРОВІДНИК–ДІЕЛЕКТРИК У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Досліджується поляризація електромагнітної хвилі при відбитті від дрібношарової періодичної структури напівпровідник–діелектрик у зовнішньому магнітному полі, яка розташована на металевій підкладці. Показано, що зміна магнітного поля, частоти та кута падіння електромагнітної хвилі призводить до зміни параметрів еліпса поляризації, довжини та кута нахилу вісей еліпсу стосовно вісей системи координат; специфіка компонент тензору діелектричної проникності дрібношарової структури призводить до виникнення ряду особливостей у залежностях різниці фаз від параметрів структури. Врахування втрат у напівпровіднику призводить до згладжування залежностей та відсутності різкої зміни поляризаційних характеристик залежно від зовнішнього магнітного поля та частоти електромагнітної хвилі.

Ключові слова: шарувато-періодична структура, еліпс поляризації.

Рукопись поступила 18.01.11 г.