

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ «ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК»

© 2012 Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов, Л.Д. Филатов

Ульяновский государственный университет

Поступила в редакцию 20.11.2012

Рассмотрены условия существования поверхностных ТМ волн на границе намагниченного полупроводника и немагнитного диэлектрика с тензорной и скалярной диэлектрическими проницаемостями. Для двух случаев – линейного полупроводника и полупроводника с керровской нелинейностью – получены компоненты волнового поля, дисперсионное соотношение, частотно-полевые и энергетические характеристики в системе полупроводник-диэлектрик. Показано, что влияние внешнего магнитного поля на указанные характеристики приводит к проявлению неважных свойств поверхностного поляритона.

Ключевые слова: поверхностные волны, граница раздела полупроводник-диэлектрик, керровская нелинейность, магнитное поле.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в области частот, где диэлектрическая проницаемость (ДП) одной из граничащих сред отрицательна, вдоль плоской границы раздела двух немагнитных диэлектриков возможно распространение электромагнитных поверхностных волн, получивших в литературе название поверхностных поляритонов (ПП) [1, 2]. Поле такой волны экспоненциально убывает при удалении от границы раздела. В среде с отрицательной ДП это связано с мнимостью поперечной компоненты волнового вектора, а в среде с положительной ДП – с полным внутренним отражением. В настоящее время исследования свойств ПП на границе раздела различных сред развиваются достаточно динамично, что обусловлено их уникальными свойствами: высокой пространственной локализацией и возможностью значительного усиления напряженности волнового поля вблизи границы раздела сред. Толщина приповерхностного слоя, в котором локализуется волновое поле ПП, с каждой стороны от границы раздела обычно составляет величину порядка длины волны. Свойства ПП во многом определяются материальными параметрами и состоянием граничных сред, поэтому отвечающие им решения волновых уравнений широко используются для изучения оптических свойств различных материалов [3-9].

Различные планарные полупроводниковые

структуры представляют существенный интерес для многих направлений микроэлектроники, поэтому изучение спектра поверхностных волн на границе полупроводник-диэлектрик является актуальной задачей. Особую роль в формировании ПП играет внешнее статическое магнитное поле, которое приводит к гиротропии намагниченного полупроводника [10-14]. Поскольку материальные параметры намагниченного полупроводника существенно зависят от частоты и магнитного поля, то существенна и модификация волновых характеристик ПП, возникающая при изменении управляющего магнитного поля. В настоящей работе, наряду с обсуждением условий существования ПП на границе намагниченного полупроводника и диэлектрика, получены и детально анализируются дисперсионное соотношение, определяющее связь волновых характеристик поляритона с магнитным полем. Анализ проводится для широко используемой в различных практических приложениях плоскостной поперечной ориентации магнитного поля, при которой поле лежит в плоскости границы раздела сред и перпендикулярно направлению распространения ПП.

2. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Направим ось OZ перпендикулярно границе раздела сред, а ось OX вдоль направления распространения волны. Будем считать, что область $z < 0$ занята изотропным диэлектриком со скалярной ДП ϵ_d , а область $z > 0$ занята полупроводником с тензорной ДП $\hat{\epsilon}_s$. Магнитные проницаемости обеих сред будем считать равными единице. В полупроводнике при нали-

Санников Дмитрий Германович, доктор физико-математических наук, доцент. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru
Семенцов Дмитрий Игоревич, доктор физико-математических наук, профессор. E-mail: sementsovdi@mail.ru
Филатов Леонид Дмитриевич, аспирант. E-mail: lenfilatov@yandex.ru

чий внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси OY , проявляется анизотропия оптических свойств. В этом случае тензор ДП полупроводника принимает вид:

$$\hat{\epsilon}_s = \begin{pmatrix} \epsilon_s & 0 & i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_{s0} & 0 \\ -i\epsilon_a & 0 & \epsilon_s \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где частотные зависимости элементов этого тензора, характерные для намагниченной плазмы имеют вид [14]:

$$\begin{aligned} \epsilon_s &= \epsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2} \right), \\ \epsilon_{s0} &= \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \\ \epsilon_{sa} &= \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega_c^2 - \omega^2)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ϵ_0 – решёточная часть ДП полупроводника, $\omega_p = (4\pi n e^2 / m^*)^{1/2}$ – плазменная частота, $\omega_c = e H_0 / m^* c$ – циклотронная частота, H_0 – внешнее магнитное поле, n – концентрация носителей (электронов), e и m^* – заряд и эффективная масса электрона, c – скорость света в вакууме. Соотношения (2) записаны в приближении отсутствия потерь, связанных со столкновениями.

Собственными волнами такой структуры при распространении волны вдоль оси OX являются ТМ и ТЕ волны. Зависимость каждой из компонент волнового поля от времени и координаты x может быть представлена в виде:

$$F_\alpha(t, x, z) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (3)$$

где β – продольная компонента волнового вектора (константа распространения) ПП. Для управляемой магнитным полем ТМ волны с компонентами волнового поля (E_x, H_y, E_z) запишем уравнения для тангенциальных (относительно границы раздела) компонент в каждой из сред:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_{d,s}^2 H_y &= 0 \\ E_x &= \frac{i q_d}{k_0 \epsilon_d} H_y, \quad E_x = \frac{i(\epsilon_a \beta - \epsilon_s q_s)}{k_0(\epsilon_s^2 - \epsilon_a^2)} H_y. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены волновое число для вакуума $k_0 = \omega / c$, поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред:

$$q_d = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d}, \quad q_s = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_\perp}, \quad (5)$$

а также – эффективная ДП полупроводника $\epsilon_\perp = \epsilon_s - \epsilon_a^2 / \epsilon_s$. Решения волновых уравнений (4) для компоненты магнитного поля H_y в областях, занятых полупроводником и диэлектриком, с учетом ее непрерывности на границе раздела представим в виде:

$$H_y(z) = H(0) \cdot \begin{cases} \exp(-q_s z), & z \geq 0, \\ \exp(q_d z), & z \leq 0. \end{cases} \quad (6)$$

где $H(0)$ – амплитуда поля в плоскости раздела сред (при $z = 0$). Для определения областей существования ПП необходимо потребовать действительности величин q_s и q_d , что выражается следующими условиями:

$$q_s^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_\perp > 0, \quad q_d^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_d > 0. \quad (7)$$

Используя непрерывность на границе раздела сред тангенциальной компоненты магнитного поля H_y , приходим к дисперсионному соотношению:

$$\frac{q_d}{\epsilon_d} + \frac{q_s}{\epsilon_\perp} = \frac{\epsilon_a \beta}{\epsilon_s \epsilon_\perp}. \quad (8)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля ($H_0 = 0$) исчезает гиротропия полупроводника ($\epsilon_a = 0, \epsilon_\perp = \epsilon_s$) и соотношение (8) переходит в известное дисперсионное уравнение для изотропных диэлектриков

$$q_d / \epsilon_d + q_s / \epsilon_s = 0. \quad (9)$$

Из этого соотношения следует, что условием существования ПП в этом случае является отрицательность ДП одной из контактирующих сред [1, 2].

При наличии магнитного поля дисперсионное соотношение (8) с учетом выражений (7) приводится к виду

$$\begin{aligned} \epsilon_d \epsilon_s \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_\perp} &= \\ = \epsilon_d \epsilon_a \beta - \epsilon_s \epsilon_\perp \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d}. \end{aligned} \quad (10)$$

Наличие в этом уравнении слагаемого, линейного по параметру β , указывает на тот факт, что наличие магнитного поля приводит к невязимому характеру распространения ПП в рассматриваемой структуре. При $H_0 = 0$ невязимость исчезает и константа распространения ПП определяется соотношением

$$\beta(\omega) = \pm k_0 \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_s(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_s(\omega)}}. \quad (11)$$

Поверхностная волна переносит вдоль границы раздела сред энергию волнового поля. Усредненная по времени плотность энергетического потока в каждой из сред в рассматриваемом случае определяется вектором Пойнтинга:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left(E_x H_y^* \mathbf{e}_z - E_z H_y^* \mathbf{e}_x \right). \quad (12)$$

В отсутствие поглощения в обеих средах составляющая потока $S_z = 0$. С учётом граничных условий получаем для продольных компонент плотности потока энергии в каждой из сред:

$$S_x = \frac{c |H(0)|^2}{8\pi k_0} \begin{cases} \frac{\varepsilon_s \beta - \varepsilon_d q_s}{\varepsilon_s \varepsilon_d} \exp(-2q_s z), & z > 0, \\ \frac{\beta}{\varepsilon_d} \exp(2q_d z), & z < 0. \end{cases} \quad (13)$$

3. ГРАНИЦА «ЛИНЕЙНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК»

Определим теперь некоторые характерные зависимости и частоты, которые проявляются при графическом построении и анализе дисперсионного соотношения для ПП. Так, в общем случае эффективная ДП полупроводника ε_\perp меняет знак на следующих трех частотах:

$$\omega_1^\pm = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} \pm \omega_c \right),$$

$$\omega_s = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}. \quad (14)$$

Возвращаясь к условиям существования ПП (7), отметим, что первое из них ($q_s^2 > 0$) распадается на два возможных случая: при $\varepsilon_\perp < 0$ ему удовлетворяют все действительные значения β в частотных интервалах от 0 до ω_1^- и от ω_s до ω_1^+ ; при $\varepsilon_\perp > 0$ это условие эквивалентно неравенству $|\beta| > k_0 \sqrt{\varepsilon_\perp}$. Условие $q_d^2 > 0$ в случае положительных ε_d эквивалентно неравенству $|\beta| > k_0 \sqrt{\varepsilon_d}$.

Дисперсионное соотношение (10) в общем случае имеет четыре решения, которым на представленных ниже графических зависимостях отвечают четыре ветви D_{1-4} (сплошные кривые). Пунктирные линии A_1 и A_2 отвечают линейной зависимости $\omega = c\beta / \sqrt{\varepsilon_d}$ в областях $\beta > 0$ и $\beta < 0$. Пунктирные кривые C_1 и C_2 отвечают низкочастотной и высокочастотной

ветвям зависимости $\omega = c\beta / \sqrt{\varepsilon_\perp}$ в областях $\beta > 0$ и $\beta < 0$ соответственно. Кривые C_1 и C_2 пересекают ось частот в точках ω_1^\pm .

Для проведения численного моделирования характеристик поверхностной волны в рассматриваемой структуре в качестве диэлектрика выбран фторопласт с $\varepsilon_d = 2.23$, а в качестве полупроводника - антимонид индия (InSb), для которого решеточная частота ДП $\varepsilon_0 = 17.8$, плазменная частота $\omega_p = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, эффективная масса электрона $m^* = 0.014 m_e$, где m_e – масса покоя электрона [14]. На графиках мы используем безразмерную частоту $\Omega = \omega / \omega_p$, поэтому приведенным выше характерным частотам отвечают величины, нормированные на плазменную частоту.

На рис. 1 приведена зависимость нормированной частоты от константы распространения, полученная для подмагничивающего поля $H_0 = 50 \text{ Oe}$. Дисперсионная ветвь D_1 , отвечающая положительным значениям константы распространения, лежит в интервале частот $0 < \Omega < \Omega_2^+$. Ветвь D_2 , которая отвечает отрицательным β , лежит в интервале $0 < \Omega < \Omega_2^-$. При стремлении $\Omega \rightarrow \Omega_2^\pm$ должно иметь место существенное замедление ПП, так как его групповая скорость $d\omega / d\beta \rightarrow 0$. Несимметрия дисперсионных кривых при смене знака константы β , которая указывает на невязимый характер распространения ПП. В пределе $H_0 \rightarrow 0$ невязимость пропадает,

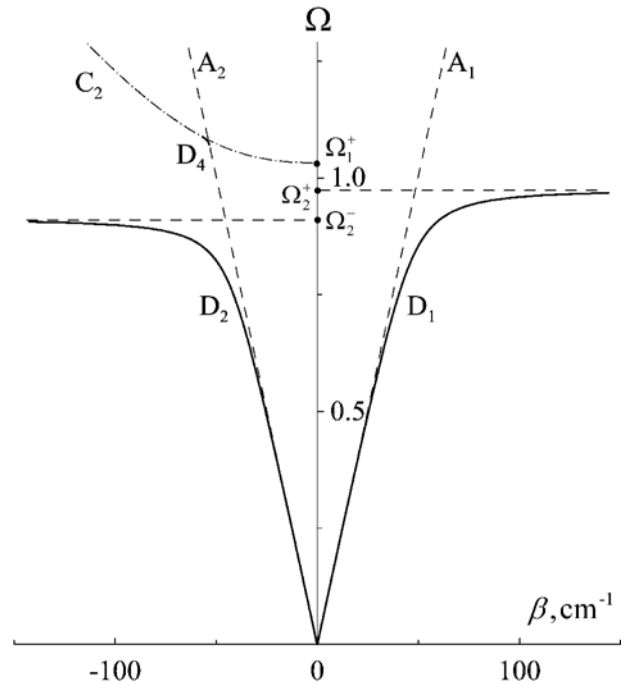


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для поверхностных ТМ волн; $H_0 = 50 \text{ Oe}$; $\varepsilon_0 = 17.8$, $\omega_p = 10^{12} \text{ s}^{-1}$

т.е. низкочастотные ветви D_1 и D_2 становятся симметричными и при стремлении $\beta \rightarrow \pm \infty$ ограничены значением частоты $\Omega_0 = \sqrt{\varepsilon_0 / (\varepsilon_0 + \varepsilon_d)}$. В интервале частот $\Omega_2^- < \Omega < \Omega_2^+$ в структуре возможно распространение только одной – прямой волны. Частоты, к которым дисперсионные кривые D_1 и D_2 асимптотически стремятся при $\beta \rightarrow \pm \infty$, являются для гиротропных полупроводников аналогом частоты Деймана-Эшбаха [15] и определяются следующими выражениями:

$$\Omega_2^\pm = \frac{1}{2\omega_p} \left(\sqrt{\omega_H^2 + \frac{4\omega_p^2 \varepsilon_0}{\varepsilon_d + \varepsilon_0}} \pm \omega_H \right). \quad (15)$$

В высокочастотной области проявляется ветвь D_4 , которая ограничивается сверху кривой C_2 , а снизу линией A_2 и отвечает обратным волнам, т.е. $\beta < 0$. В отсутствие поля эта ветвь также отсутствует, а с увеличением поля частотный интервал ее существования увеличивается. Обратим также внимание на тот факт, что для используемого значения поля частота $\Omega_2^+ < \Omega_s$ и в спектре отсутствует высокочастотная ветвь D_3 . Таким образом, появление в спектре ветви D_4 и невзаимности является следствием возникновения индуцированной подмагничивающим полем гиротропии полупроводниковой среды.

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости $\Omega(\beta)$, отвечающие значению поля $H_0 = 308$ Ое. Это значение больше критического

$$H_{cr} = \frac{\varepsilon_d \omega_p}{\sqrt{\varepsilon_0^2 - \varepsilon_d^2} \gamma^*}, \quad (16)$$

получаемого из условия $\omega_2^+ = \omega_s$ (здесь $\gamma^* = e/m^*c$ – эффективное гироманнитное отношение). Для выбранных параметров структуры $H_{cr} \cong 100$ Ое. Отметим, что при значении поля $H_0 \geq H_{cr}$ частота $\Omega_s \leq \Omega_2^+$. При значении поля $H = H_{cr}$ происходит разделение ветви D_1 на низкочастотную и высокочастотную, в результате чего в спектре проявляется новая дисперсионная ветвь D_3 , располагающаяся при $\beta > 0$ в высокочастотной области спектра. Эта ветвь ограничена узким интервалом частот $\Omega_s(H_0) < \Omega < \Omega_2^+(H_0)$, который при значении поля $H_0 = H_{cr}$ стягивается в точку. Частотный интервал существования ветви D_4 при заданном значении поля оказывается больше, чем на предыдущем рисунке.

На рис. 3 приведены полевые зависимости константы распространения, построенные для низко- и высокочастотных поверхностных волн при $\omega = (0.75, 1.15) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (a, b). В низкочастот-

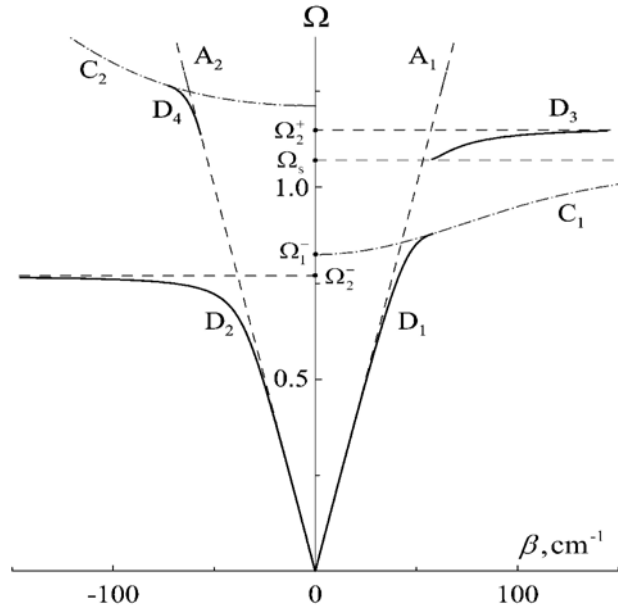


Рис. 2. Дисперсионные зависимости для поверхностных ТМ волн; $H_0 = 308$ Ое

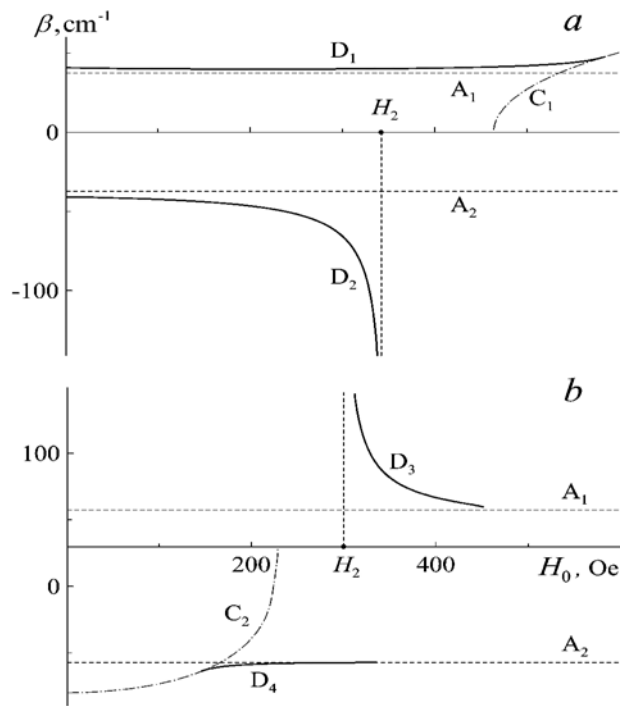


Рис. 3. Полевые зависимости константы распространения низко- и высокочастотных ПЭВ, $\varepsilon_0 = 17.8$, $\omega_p = 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $\omega = (0.75, 1.15) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (a, b)

ной области при малых значениях поля в структуре могут распространяться две собственные волны с противоположными знаками константы β и отвечающие ветвям D_1 и D_2 . Поле, при котором константа распространения обратной волны (ветвь D_2) уходит на бесконечность, определяется выражением:

$$H_2 = \frac{1}{\gamma^*} \left| \frac{\varepsilon_d \omega_p^2}{\varepsilon_d + \varepsilon_0} - \omega \right|. \quad (17)$$

Для частоты $\omega = 0.75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ это поле составляет 346 Ое. Выше этого значения поля в структуре возможно распространение только прямой волны, соответствующей ветви D_1 . Ветвь D_1 исчезает при пересечении с кривой C_1 , после чего на данной частоте в структуре ПП не распространяются. В высокочастотной области прямая волна в интервале полей $(0, H_2)$ отсутствует, отвечающая ей ветвь D_3 уходит на бесконечность при значении поля $H_2 \approx 300$ Ое. В интервале $H_0 = (300 - 336)$ Ое могут существовать две встречных волны с отличающимися по модулю константами распространения, что открывает возможность для создания различных взаимных устройств.

На рис. 4 для двух значений поля $H_0 = (308, 630)$ Ое (*a, b*) и различных частот приведены распределения по поперечному сечению структуры продольной компоненты плотности потока энергии, переносимой ПП. При построении указанных распределений используется нормированная на вакуумную длину волны ($\lambda = 2\pi c / \omega$) координата z . Кривые 1,2 отвечают ветвям D_1, D_2 , а кривые 3,4 отвечают ветвям D_3, D_4 . На рис. 5*a* частоте $\omega = 0.75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ отвечают кривые 1,2, а частоте $\omega = 1.15 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ - кривые 3,4. На рис. 5*b* кривые 1,2 отвечают частоте $\omega = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, а кривые 3,4 - частоте $\omega = 1.37 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Из

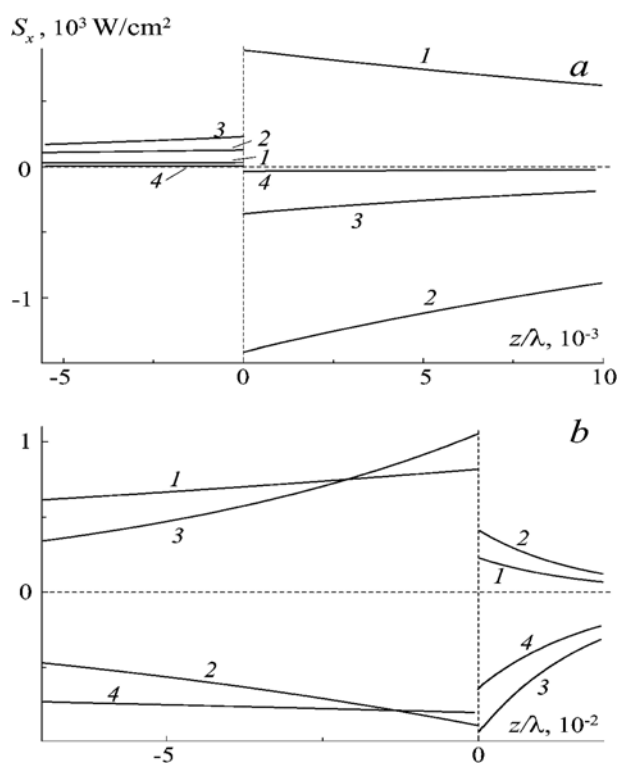


Рис. 4. Распределение плотности энергии ПЭВ от нормированной координаты при значениях поля $H_0=308, 630$ Ое (*a, б*)

приведенных зависимостей следует, что продольная компонента полного потока претерпевает разрыв на границе раздела, при этом в граничащих средах для ПП они различаются знаками. В диэлектрической среде с положительной ДП S_x -компонента потока совпадает по направлению с фазовой скоростью. В полупроводниковой среде, где в области существования ПП проницаемость отрицательна, S_x -компонента потока противоположна по направлению фазовой скорости. Изменение поля может приводить к существенному перераспределению величины S_x . Так, в рассмотренном случае при малом значении поля H_0 волновое поле ПП вблизи границы раздела в полупроводнике значительно превосходит поле в диэлектрике, тогда как при больших значениях поля картина меняется на противоположную.

4. ГРАНИЦА «НЕЛИНЕЙНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК»

Пусть теперь область $z > 0$ занята нелинейным полупроводником с тензорной ДП и параметром нелинейности χ :

$$\hat{\epsilon}_s^{NL} = \hat{\epsilon}_s + \chi |E|^2 \hat{I}, \quad (18)$$

где элементы этого тензора имеют частотные зависимости вида (2).

Решение уравнений (4) в виде поверхностной волны, локализованной на границе раздела сред $z = 0$, с учетом нелинейности среды в области $z > 0$ представим для тангенциальной компоненты электрического поля в виде:

$$E_x(z) = \begin{cases} A \operatorname{sech}[q_s(z - z_0)], & z \geq 0, \\ E_0 \exp(q_d z), & z \leq 0, \end{cases} \quad (19)$$

где E_0 – амплитуда поля на границе раздела сред,

а параметр $A = \sqrt{2q_s^2 / \chi k_0^2}$. Условием существования поверхностной волны, в соответствии с (19), является действительность поперечных компонент q_s и q_d волновых векторов в каждой из сред. С учетом их определения получаем следующие ограничения на значения константы распространения ПП: $|\beta| \geq k_0 \sqrt{\epsilon_d}$ и $|\beta| \geq k_0 \sqrt{\epsilon_\perp}$ для частотной области, где $\epsilon_\perp > 0$; для частотной области, где $\epsilon_\perp < 0$, требование $q_s^2 > 0$ подобных ограничений не накладывает.

Параметр z_0 определяет положение (т.е. смещение относительно границы раздела сред $z = 0$) максимума амплитуды волнового поля в полупроводнике. Согласно (19), смещения описывается уравнением

$$A \operatorname{sech}(q_s z_0) = E_0, \quad (20)$$

решение которого определяется выражением

$$z_0 = \frac{1}{q_s} \ln \left(\frac{A}{E_0} \pm \sqrt{\left(\frac{A}{E_0} \right)^2 - 1} \right). \quad (21)$$

Видно, что наряду с положительным смещением указанного максимума, возможно также отрицательное его смещение. Знак влияет на форму распределения поля в ПВ.

На рис. 5 представлена зависимость параметра от амплитуды волнового поля, полученные для трех значений магнитного поля $H_0 = (308, 630, 950)$ Э (кривые 1 - 3).

При $z_0 > 0$ максимум распределения амплитуды поля в структуре находится в области, занятой полупроводником. При $z_0 < 0$ максимум этого распределения смещается в область, занятую диэлектриком, поэтому он не проявляется, а наибольшего значения амплитуда ПВ в этом случае достигает на границе раздела сред. На рис. 6 представлены распределения электрического поля поверхностной волны по нормали к границе раздела сред, полученные на частоте $\omega = 7.65 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ для значений поля $H_0 = (308, 630, 950)$ Э (кривые 1 - 3) при $\beta = 50 \text{ см}^{-1}$, $E_0 = 1.5 \sqrt{\varepsilon p \rho / \text{см}^3}$.

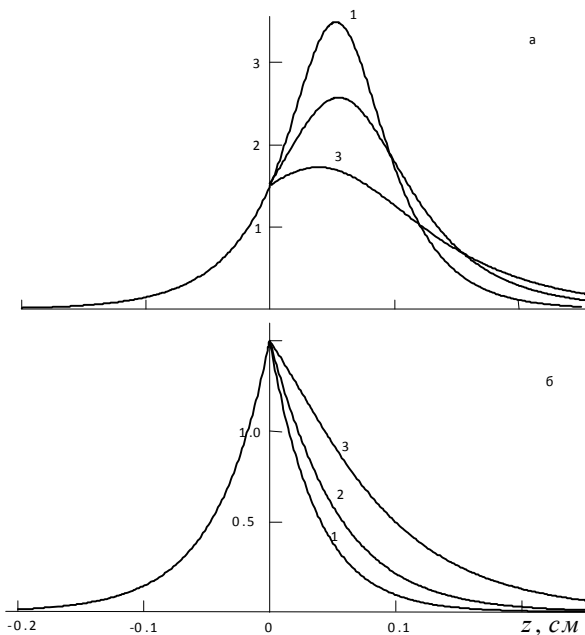


Рис. 5. Зависимость параметра z_0 от амплитуды волнового поля; $H_0 = (308, 630, 950)$ Э (кривые 1 - 3)

В случае $z_0 = 0$ в соответствии с (21) выполняется условие $E_0 = A$, которое выражается уравнением

$$\left(\chi E_0^2 + 2\varepsilon_{\perp} \right) \omega^2 = 2c^2 \beta^2. \quad (22)$$

С учетом (19) и (20) для тангенциальной компоненты магнитного поля ТМ волны в каждой из сред получаем следующие выражения:

$$H_y = \begin{cases} \frac{ik_0 A}{K^2} \operatorname{sech}[q_s(z-z_0)] [\beta \varepsilon_a + q_s \varepsilon_s \operatorname{th}(q_s(z-z_0))], & z \geq 0, \\ \frac{k_0 \varepsilon_d E_0}{iq_d} \exp(q_d z), & z \leq 0. \end{cases} \quad (23)$$

где параметр z_0 может быть как больше, так и меньше нуля. Равенство тангенциальных компонент магнитного поля на границе раздела сред (при $z = 0$) приводит к дисперсионному соотношению

$$q_s \varepsilon_s \operatorname{th}(q_s z_0) = \beta \varepsilon_a + \frac{\varepsilon_d}{q_d} K^2, \quad (24)$$

которое с учетом (20) можно записать также в следующей форме:

$$\varepsilon_d \beta^2 + \varepsilon_a q_d \beta \mp \varepsilon_s q_s q_d \sqrt{1 - E_0^2 / A^2} - \varepsilon_s \varepsilon_d k_0^2 = 0. \quad (25)$$

Здесь знак «минус» перед третьим слагаемым соответствует положительным значениям, а знак «плюс» – отрицательным. Переход от одного дисперсионного соотношения к другому происходит через семейство кривых

$$\varepsilon_d \beta^2 + \varepsilon_a q_d \beta - \varepsilon_d \varepsilon_s k_0^2 = 0, \quad (26)$$

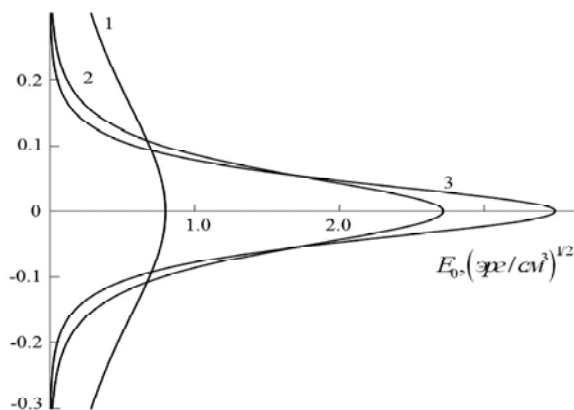


Рис. 6. Распределения поля поверхностной волны по нормали к границе раздела сред; $\omega = 7.65 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $H_0 = (308, 630, 950)$ Э (кривые 1-3), $\beta = 50 \text{ см}^{-1}$,

$$E_0 = 1.5 \sqrt{\varepsilon p \rho / \text{см}^3}$$

отвечающих равенству . Наличие в дисперсионных уравнениях (24)-(26) слагаемого, пропорционального первой степени константы распространения, указывает на сохранение невязимного характера распространения ПП и в структуре «нелинейный полупроводник-диэлектрик».

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе для плоской границы раздела намагниченного полупроводника с заданной частотной зависимостью тензорной ДП и диэлектрика с независимой от частоты ДП определены частотные области существования ПП. Наличие поперечного (по отношению к направлению распространения) внешнего поля приводит к линейному двулучепреломлению и зависимости волновых характеристик ТМ-поляритона от магнитного поля. При положительности ДП диэлектрика ПП реализуется в частотных областях, где эффективная ДП полупроводника отрицательна. Вычислены характерные частоты, определяющие области существования ТМ-поляритона, которыми можно управлять с помощью внешнего магнитного поля. Проведенный анализ показал, что для используемых параметров структуры ПП в общем случае имеет четыре ветви дисперсионной зависимости $\omega(\beta)$, две из которых отвечают прямым волнам, а две – обратным. При стремлении $\Omega \rightarrow \Omega_2^\pm$ групповая скорость ПП $d\omega/d\beta \rightarrow 0$, т.е. имеет место существенное замедление ПП. Несимметрия дисперсионных кривых при смене знака константы β указывает на невязимный характер распространения ПП. Установлено, что продольная компонента потока энергии в каждой из сред испытывает разрыв на границе раздела сред. Эта компонента в диэлектрической среде совпадает по направлению с фазовой скоростью, тогда как полупроводни-

ковой среде, где в области существования ПП эффективная ДП отрицательна, противоположна по направлению фазовой скорости. Изменение поля приводит к существенному перераспределению потока в каждой из сред и полного потока в структуре.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982. Гл.10. С. 425.
2. Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М., Наука, 1982. Гл.1. С.9.
3. Martin B.G., Broerman J.G. // Phys. Rev., B 24, 2018 (1981).
4. Семенов А.А., Карманенко С.Ф., Мелков А.А., Суриц Р.А. и др. // ЖТФ, 71(10), 13 (2001).
5. Беспятовых Ю.И., Бугаев А.С., Дикштейн И.Е. // ФТТ, 43(11), 2043 (2001).
6. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // Радиотехн. и электрон., 47(1), 97 (2002).
7. Жирнов С.В., Семенов Д.И. // ФТТ, 49(5), 773 (2007).
8. Sannikov D.G., Sementsov D.I., Zhirnov S.V., 152-153, 369 (2009).
9. Fedyanin D.Yu., Arsenin A.V. // Optics Express, 19 (13), 12524 (2011).
10. Maradudin A.A., Wallis R.F. // Journal of Raman Spectroscopy, 10(1), 85 (1981).
11. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев, Наукова думка, 1989. Гл.1. С.9.
12. Булгаков А.А., Москаленко В.В. // ФТП, 30(1), 31 (1996).
13. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., А.П.Тетервов. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., Наука, 1989. Гл.3. С.53.
14. Сейсян. Р.П., Кособукин В.А., Маркосов М.С. // ФТП, 40(11), 1321 (2006).
15. Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И. // УФН, 167, 191 (1997).

MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE PROPERTIES OF SURFACE POLARITONS AT THE “SEMICONDUCTOR-INSULATOR” INTERFACE

© 2012 D.G. Sannikov, D.I. Sementsov, L.D. Filatov

Ulyanovsk State University

The conditions are considered of TM surface wave existence on the interface of magnetized semiconductor and nonmagnetic dielectric with tensor and scalar permittivities. The components of the wave field, the dispersion relation, frequency-field and power characteristics of a semiconductor-insulator system are obtained for two cases of the linear semiconductor and Kerr nonlinearity semiconductor. It is shown that the influence of external magnetic field on these characteristics leads to the appearance of non-reciprocal properties of the surface polariton. Keywords: surface waves, semiconductor-dielectric interface, Kerr nonlinearity, magnetic field.

Dmitry Sannikov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru
Dmitry Sementsov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor. E-mail: sementsovdi@mail.ru
Leonid Filatov, Graduate Student. E-mail: lenfilatov@yandex.ru