

01;09
©1992

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ МАГНИТОАКТИВНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕД

Н.Н.Белецкий

Исследованы дисперсионные свойства поверхностных поляритонов (ПП) TM -типа на границе магнитоактивной полупроводниковой и одноосной нелинейной сред в геометрии Фойгта. Рассмотрены две модели одноосной нелинейной среды. В первой модели рассматривалась зависимость продольной компоненты тензора диэлектрической проницаемости одноосной нелинейной среды от продольной составляющей напряженности электрического поля E ПП, а во второй модели предполагалось, что эта компонента зависит также и от нормальной составляющей E . Получены дисперсионные уравнения и определены условия существования резонансных и нерезонансных ПП с монотонным и немонотонным характером спада поля в нелинейной среде. Построены графики зависимости волнового числа ПП от величины и направления постоянного магнитного поля при фиксированном значении частоты.

Впервые идея о возможности существования поверхностных поляритонов (ПП) на границе гиротропной среды была высказана в работе [1]. На границе магнитоактивной полупроводниковой среды с электронным типом проводимости основные свойства ПП теоретически и экспериментально были изучены в работах [2-10]. Оказалось, что дисперсионные характеристики ПП определяются не только величиной и направлением внешнего постоянного магнитного поля H , но и имеют качественно различный вид в зависимости от величины диэлектрической проницаемости линейной среды, граничащей с магнитоактивной [4-6]. В нелинейных средах диэлектрическая проницаемость зависит от напряженности электрического поля волны, поэтому следует ожидать, что ПП на границе магнитоактивной и нелинейной сред будут обладать новыми нетривиальными свойствами. В работе [11] ПП на границе гиротропной и изотропной нелинейной сред исследовались в геометрии Фарадея, в которой H_0 направлено вдоль направления распространения волны (волнового вектора k). В этом случае приходится учитывать две волны в гиротропной среде, так как они имеют все компоненты электромагнитного поля и их нельзя разделить на TE - и TM -моды. Кроме того, модель изотропной нелинейной среды не позволяет получить точные решения уравнений Максвелла и вывести дисперсионное уравнение, описывающее распространение ПП. С этой точки зрения особый интерес представляют собой одноосные нелинейные среды с осью анизотропии, перпендикулярной плоскости

раздела сред. В этом случае уравнения Максвелла допускают точные решения для ПП *ТМ*-типа, если лишь одна из компонент диагонального тензора диэлектрической проницаемости одноосной нелинейной среды зависит от напряженности электрического поля [12–17]. При этом в отличие от линейного случая могут существовать поверхностные поляритоны с максимумом поля в нелинейной среде.

Целью настоящей работы является исследование дисперсионных характеристик ПП *ТМ*-типа на границе магнитоактивной полупроводниковой и одноосной нелинейной сред в геометрии Фойгта, в которой H_0 параллельно границе раздела и составляет прямой угол с волновым вектором k .

Пусть полупроводник n -типа занимает полупространство $y < 0$, а одноосная нелинейная среда — полупространство $y > 0$. Волновой вектор k ПП направим вдоль оси x , а H — вдоль оси z . В каждой из сред отличные от нуля компоненты электромагнитного поля p -поляризованных ПП зависят от времени и координат следующим образом:

$$\{E_{xj}, E_{yj}, H_{zj}\} = \{\mathcal{E}_{xj}(y), \mathcal{E}_{yj}(y), \kappa_{zj}(y)\} e^{i(kx - \omega t)}. \quad (1)$$

Амплитуда $\mathcal{E}_{xj}(y)$ без ограничения общности считается вещественной; $j = 1, 2$ соответственно для полупроводника и одноосной нелинейной среды.

В полупроводнике закон дисперсии электронов считается изотропным и квадратичным, процессы переноса рассматриваются в рамках гидродинамической модели. Одноосная нелинейная среда описывается диагональным диэлектрическим тензором, компоненты которого имеют вид [15]

$$\varepsilon_{xx2} = \varepsilon_{zz2} = \varepsilon_{x2}(\omega) + \alpha_x(\omega) |E_{x2}|^2 + \alpha_y(\omega) |E_{y2}|^2, \quad \varepsilon_{yy2} = \varepsilon_{y2}(\omega). \quad (2)$$

Пространственная дисперсия и потери энергии в обеих средах считаются отсутствующими.

В полупроводнике из системы уравнений Максвелла и гидродинамики с учетом обращения в нуль электромагнитного поля на $-\infty$ находим

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{x1}(y) &= \mathcal{E}_x(0) e^{\kappa_1 y}, \\ \kappa_{21}(y) &= -i \frac{\omega \varepsilon_{xx1} \kappa_1 - ik \varepsilon_{xy1}}{k^2 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx1}} \mathcal{E}_{x1}(y), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\kappa_1 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{v1} \right)^{1/2} \quad (4)$$

$$\varepsilon_{v1} = \varepsilon_{xx1} + \frac{\varepsilon_{xy1}^2}{\varepsilon_{xx1}}, \quad \varepsilon_{xx1} = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega^2} \right), \quad \varepsilon_{xy1} = -i \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2 \omega_H}{\omega (\omega_H^2 - \omega^2)}. \quad (5)$$

Здесь

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_0}{m \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad \text{и} \quad \omega_H = \frac{|e| H_0}{cm}$$

— плазменная и циклотронная частоты; e , n_0 и m — заряд, концентрация и эффективная масса электронов; ε_0 — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки полупроводника.

В одноосной нелинейной среде система уравнений Максвелла приводит к нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка для $\mathcal{E}_{x2}(y)$. Первый интеграл этого уравнения при условии обращения в нуль $\mathcal{E}_{x2}(y)$ и $(\mathcal{E}_{x2}(y))/(dy)$ на $+\infty$ имеет вид закона сохранения энергии для частицы единичной массы [15].

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\mathcal{E}_{x2}}{dy} \right)^2 + V(\mathcal{E}_{x2}) = 0. \quad (6)$$

Здесь $\mathcal{E}_{x2}(y)$ играет роль координаты частицы, а y — времени. Потенциальную энергию частицы $V(\mathcal{E}_{x2})$ запишем следующим образом:

$$V(\mathcal{E}_{x2}) = -\frac{\varepsilon_{x2} \kappa_2^2}{2\alpha_x s^2} (1+s) F[p(\mathcal{E}_{x2})], \quad (7)$$

где

$$F[p(\mathcal{E}_{x2})] = \exp(p(\mathcal{E}_{x2})) - 1 - \frac{p(\mathcal{E}_{x2})}{1+s},$$

$$p(\mathcal{E}_{x2}) = \frac{\alpha_x}{\varepsilon_{x2}} s \mathcal{E}_{x2}^2,$$

$$s = \frac{\alpha_y}{\alpha_x} \frac{k^2}{\kappa_2^2} \frac{\varepsilon_{y2}^2}{\varepsilon_{x2}^2},$$

$$\kappa^2 = \frac{\varepsilon_{x2}}{\varepsilon_{y2}} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{y2} \right).$$

Так как частица обладает нулевой полной энергией, то уравнение (3) имеет решение, если потенциальная энергия частицы $V(\mathcal{E}_{x2}) \leq 0$.

Для определения возможных типов решений уравнения (3) необходимо исследовать свойства $V(\mathcal{E}_{x2})$. Для этого рассмотрим поведение функции $F(p)$ в зависимости от параметра s . Непосредственной подстановкой можно убедиться, что $p = 0$ является корнем уравнения $F(p) = 0$. Так как

$$F'_p = e^p - \frac{1}{1+s},$$

$F''_{pp} = e^p > 0$, то $F(p)$ является вышуклой вниз функцией, имеющей качественно различный вид в зависимости от знака $1+s$.

Если $s \neq 0$ и $1+s > 0$, то $F(p)$ имеет форму “потенциальной ямы” с минимумом в точке $p_e = -\ln(1+s)$, причем

$$F(p_e) = \frac{1 + \ln(1+s)}{1+s} - 1 < 0.$$

Ясно, что в этом случае функция $F(p)$ имеет второй корень p_m и является отрицательной в интервале $(0, p_m)$. Знак p_m совпадает со знаком p_e . Так как знак p_e противоположен знаку s ($p_e < 0$ при $s > 0$ и $p_e > 0$

при $0 > s > -1$), то для всех значений p , лежащих в интервале $(0, p_m)$, выполняется условие $\alpha_x \varepsilon_{x2} < 0$.

Если $1 + s < 0$, то $F(p)$ является монотонно возрастающей функцией, причем знак $F(p)$ совпадает со знаком p . Значение $s = 0$ соответствует модели одноосной нелинейной среды, в которой $\alpha_y = 0$.

Значение $\mathcal{E}_{x2}(0)$ на границе $y = 0$ играет роль начального отклонения частицы от положения равновесия $\mathcal{E}_{x2}(+\infty) = 0$. Этой величине соответствует начальное значение параметра $p_0 = p[\mathcal{E}_{x2}(0)]$. Пусть $s \neq 0$ и $1 + s > 0$. Тогда частица с $p_0 \in (0, p_m)$ в зависимости от знака начальной скорости $(d\mathcal{E}_{x2}(0))/(dy)$ может двигаться или к положению равновесия $p = 0$ или от положения равновесия к точке поворота $p = p_m$. В точке p_m частица изменяет направление движения на противоположное, а величина $\mathcal{E}_{x2}(y)$ принимает максимальное значение \mathcal{E}_{x2m} . Двум возможным типам движения частицы соответствуют решения уравнения (3) с монотонным и немонотонным характером спада поля в нелинейной среде. Эти решения, так же как и в работе [12], существуют при выполнении условия $\alpha_x \varepsilon_{x2} < 0$, так как в интервале $(0, P_m)$ знак p_0 противоположен знаку s . Из условия $V(\mathcal{E}_{x2}) < 0$ следует, что $\alpha_x \varepsilon_{x2} \kappa_2^2 < 0$, т.е. $\kappa_2^2 > 0$. Ясно, что если $p_0 p_m > 0$ и $|p_0| > |p_m|$, то уравнение (3) не имеет нулевых решений на $+\infty$ в силу того, что частица не может пересечь точку p_m и попасть в положение равновесия $p = 0$. Это означает, что рассмотренные выше решения уравнения (3) существуют при $\mathcal{E}_{x2}(0) < \mathcal{E}_{x2m}$. Если $p_0 p_m < 0$, то уравнение (3) имеет лишь решения с монотонным характером спада поля в нелинейной среде. Так как в этом случае $F(p) > 0$, то неравенство $V(\mathcal{E}_{x2}) < 0$ выполняется при $\kappa_2^2 > 0$.

В случае $1 + s < 0$ вид зависимости $F(p)$ приводит нас к выводу о том, что уравнение (3) допускает лишь решения с монотонным характером спада поля в нелинейной среде. Эти решения, так же как и в предыдущих случаях, существуют при $\kappa_2^2 > 0$, однако знак произведения $\alpha_y \varepsilon_{x2}$ может быть любым.

Таким образом, мы приходим к важному выводу о том, что необходимым условием существования нелинейных ПП, так же как и в линейном случае, является выполнение неравенства $\kappa_2^2 > 0$. В теории линейных ПП неравенство $\kappa_2^2 > 0$ при $\varepsilon_{y2} > 0$ выполняется как для $\varepsilon_{x2} > 0$ (резонансные ПП), так и для $\varepsilon_{x2} < 0$ (нерезонансные ПП) [18-21]. Поэтому и в нелинейных одноосных средах при $\varepsilon_{y2} > 0$, $\varepsilon_{x2} < 0$ следует ожидать распространения нерезонансных нелинейных ПП. При этом в случае $1 + s > 0$, $\alpha_x > 0$, $\mathcal{E}_{x2}(0) < \mathcal{E}_{x2m}$ спадание поля нерезонансных нелинейных ПП может носить как монотонный, так и немонотонный характер.

Так как в одноосной нелинейной среде

$$\kappa_{x2}(y) = -i \frac{\omega \varepsilon_{x2}}{c \kappa_2^2} \frac{d\mathcal{E}_{x2}(y)}{dy}, \quad (8)$$

то, воспользовавшись условием непрерывности тангенциальной компоненты магнитного поля на границе $y = 0$, находим дисперсионное уравнение, описывающее распространение нелинейных ПП,

$$\frac{\varepsilon_{xx1} \kappa_1 - ik \varepsilon_{xy1}}{k^2 - \frac{\omega^2}{2} \varepsilon_{xx1}} \mathcal{E}_x(0) = \frac{\varepsilon_{x2}}{\kappa_2^2} \frac{d\mathcal{E}_{x2}(0)}{dy}. \quad (9)$$

Решения уравнения (9) будем искать в виде зависимостей $k(H_0)$ при фиксированном значении ω . Для того чтобы эти зависимости не были связаны с конкретными типами граничащих сред, введем безразмерные величины $\zeta = ck/(\omega_p \sqrt{\epsilon_0})$, $\xi = \omega/\omega_p$, $\eta = \omega_H/\omega_p$, $\bar{\epsilon}_{x2} = \epsilon_{x2}/\epsilon_0$, $\bar{\epsilon}_{y2} = \epsilon_{y2}/\epsilon_0$, $\beta = \alpha_x/\alpha_y$, $u = \mathcal{E}_{x2}(0)/\mathcal{E}_{x2m}^0$, где $\mathcal{E}_{x2m}^0 = (-2\epsilon_{x2}/\alpha_x)^{1/2}$ — максимальная амплитуда ПП в случае $\alpha_y = 0$, $\alpha_x \epsilon_{x2} < 0$. Таким образом, ищется зависимость $\zeta(\eta)$ при фиксированном значении ξ . При этом ограничимся случаем $\epsilon_{y2} > 0$. Отметим, что распространение ПП является взаимным, т.е. $\zeta(\eta) \neq \zeta(-\eta)$.

Важными характеристиками ПП являются резонансные значения η_{sp} , при которых $\zeta \rightarrow \infty$. Полагая в уравнении (9) $k \rightarrow \infty$ при $\epsilon_{x2} > 0$, находим

$$\eta_{sp} = (\xi_{sp}^2 - \xi^2) / \xi, \quad (10)$$

где

$$\xi_{sp} = \left\{ \left[1 \mp \left(-\frac{1 + s_\infty}{2s_\infty^2 u^2} \bar{\epsilon}_{x2} \bar{\epsilon}_{y2} F(p_\infty) \right)^{1/2} \right]^{-1} \right\}^{1/2} \quad (11)$$

— резонансная частота ПП в отсутствие H_0 ($\eta = 0$). Здесь $s_\infty = \beta \bar{\epsilon}_{x2} / \bar{\epsilon}_{y2}$, $p_\infty = -2s_\infty u^2$, знаки $-$ и $+$ относятся соответственно к немонотонным и монотонным ПП. В дальнейшем ограничимся низкочастотным случаем $\xi < \xi_{sp}$.

Рассмотрим вначале случай $\beta = 0$ ($\alpha_y = s = 0$). Полагая в правой части уравнения (9) $\beta \rightarrow 0$, получим

$$\frac{\epsilon_{xx1} \kappa_1 - ik \epsilon_{xy1}}{k^2 - \frac{\omega^2}{2} \epsilon_{xx1}} \mathcal{E}_x(0) = \mp \frac{\epsilon_{x2}}{\kappa_2} \sqrt{1 + \text{sign}(\alpha_x \epsilon_{x2}) u^2}. \quad (12)$$

Резонансные значения η_{sp}^0 определяются формулой (10), в которой резонансная безразмерная частота ξ_{sp}^0 равна

$$\xi_{sp}^0 = \left\{ \left[1 \mp (\bar{\epsilon}_{x2} \bar{\epsilon}_{y2} (1 + \text{sign}(\alpha_x \epsilon_{x2}) u^2))^{1/2} \right]^{-1} \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

Важную информацию о ходе кривых $\zeta(\eta)$ дают граничные точки $\kappa_1 = 0$ и $\kappa_2 = 0$, которые соответствуют утечке ПП в объем одной из граничных сред. В точках $\kappa_1 = 0$ корни $\eta_{1,2}$ дисперсионного уравнения (12) определяются из соотношения

$$\eta_{1,2}^2 = \alpha^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\rho + \delta \mp \sqrt{(\rho + \delta)^2 + 4\delta} \right) \right], \quad (14)$$

где

$$\alpha^2 = (1 - \xi^2)^2 / \xi^2, \quad \rho = \bar{\epsilon}_{y2} / (1 - \xi^2)(1 - \bar{\epsilon}_{y2}),$$

$$\delta = \bar{\epsilon}_{x2} \bar{\epsilon}_{y2} [1 + \text{sign}(\alpha_x \epsilon_{x2}) u^2] / \alpha^2 \xi^2 (1 - \bar{\epsilon}_{y2}).$$

Так как точки $\varkappa_1 > 0$ лежат в области $\varepsilon_{v1} > 0$, то критерий отбора истинных корней дисперсионного уравнения (12) имеет вид $\eta_{1,2}^2 > \alpha^2$. Кроме того, из дисперсионного уравнения (12) следует, что для немонотонных ПП корни $\eta_{1,2}$ должны удовлетворять условию $\varepsilon_{x2}\eta_{1,2} > 0$, а для монотонных — условию $\varepsilon_{x2}\eta_{1,2} < 0$. Если считать, что $1 - \bar{\varepsilon}_{y2} > 0$, то в случае $\varepsilon_{x2} > 0$ ($\delta > 0$) существует только одна точка пересечения дисперсионной кривой с линией $\varkappa_1 = 0$, а в случае $\varepsilon_{x2} < 0$ ($\delta < 0$) — или две, или ни одной. Между двумя точками $\varkappa_1 = 0$ находится или область пропускания, или область непропускания нерезонансных ПП. Эти области исчезают ($\eta_1^2 = \eta_2^2 = \alpha^2 \sqrt{1 + \rho}$), если $\delta = \delta_{cr}$, где

$$\delta_{cr} = - \left(\rho + 2 - 2\sqrt{1 + \rho} \right). \quad (15)$$

Из уравнения (15) находим критическое значение параметра u_{cr}

$$u_{cr} = \sqrt{\text{sign}(\alpha_x \varepsilon_{x2})(w - 1)}, \quad (16)$$

где $w = \alpha^2 \xi^2 (1 - \bar{\varepsilon}_{y2}) / \bar{\varepsilon}_{x2} \bar{\varepsilon}_{y2} \delta_{cr}$.

Если $w < 1$, то уравнение (16) имеет смысл при $\alpha_x \varepsilon_{x2} < 0$, в противном случае — при $\alpha_x \varepsilon_{x2} > 0$.

Точки пересечения дисперсионных кривых с линией $\varkappa_2 = 0$ определяются из уравнения $\varepsilon_{y2} = \varepsilon_{xx1}$. Это уравнение в рассматриваемом случае $1 - \bar{\varepsilon}_{y2} > 0$ не имеет решений. Для нерезонансных ПП еще одной граничной линией является линия $\zeta = 0$. Полагая в уравнении (12) $\zeta \rightarrow 0$ нетрудно убедиться, что оно имеет решения $\eta = \mp \eta_0$ только для немонотонных нерезонансных ПП, где

$$\eta_0^2 = (1 - \xi^2) \left\{ \left[\xi^2 [1 - \bar{\varepsilon}_{x2}(1 - u^2)] \right]^{-1} - 1 \right\}. \quad (17)$$

Типичные дисперсионные зависимости $\zeta(\eta)$ для случая $\beta = 0$ представлены на рис. 1 при значениях параметров $\xi = 0.5$, $\bar{\varepsilon}_{x2} = \mp 0.2$, $\bar{\varepsilon}_{y2} = 0.5$, $u = 0.7$. Для этих величин выполняются условия $w < 1$, $u_{cr} = 0.48$, $1 > u > u_{cr}$, $\delta > \delta_{cr}$, поэтому нерезонансные ПП существуют лишь в случае $\alpha_x \varepsilon_{x2} < 0$. Штрихпунктирные линии соответствуют уравнению $\varkappa_1 = 0$, штриховая линия — уравнению $\varkappa_2 = 0$. Резонансные ПП лежат выше, а нерезонансные ПП ниже линии $\varkappa_2 = 0$. Дисперсионные кривые 1 и 5 соответствуют монотонным ПП в случаях $\alpha_x \varepsilon_{x2} < 0$ и $\alpha_x \varepsilon_{x2} > 0$ соответственно, кривая 2 — немонотонным ПП при $\alpha_x \varepsilon_{x2} < 0$. Все они начинаются на линии $\varkappa_1 = 0$ и имеют вертикальные асимптоты $\eta = \eta_{sp}^0$ (на рис. 1 они не показаны, чтобы слишком его не загромождать). Пунктирная кривая 6 соответствует линейному случаю $\alpha_x = 0$. Кривая 3 соответствует монотонным, а кривые 4' и 4'' — немонотонным нерезонансным ПП. Монотонные нерезонансные ПП существуют в случае $\eta > 0$ на интервале (η_1, η_2) с концами в точках $\varkappa_1 = 0$. Немонотонные нерезонансные ПП существуют как при $\eta \geq 0$, так и при $\eta < 0$, причем на промежутке $\eta < -\eta_0$ они обладают неоднозначной зависимостью $\zeta(\eta)$, за исключением интервала (η_1, η_2) . В пределе $u \rightarrow 1$ точки $\varkappa_1 = 0$ расходятся на максимальную возможную величину и ветвь 4' исчезает. При $u < u_{cr}$ точек пересечения

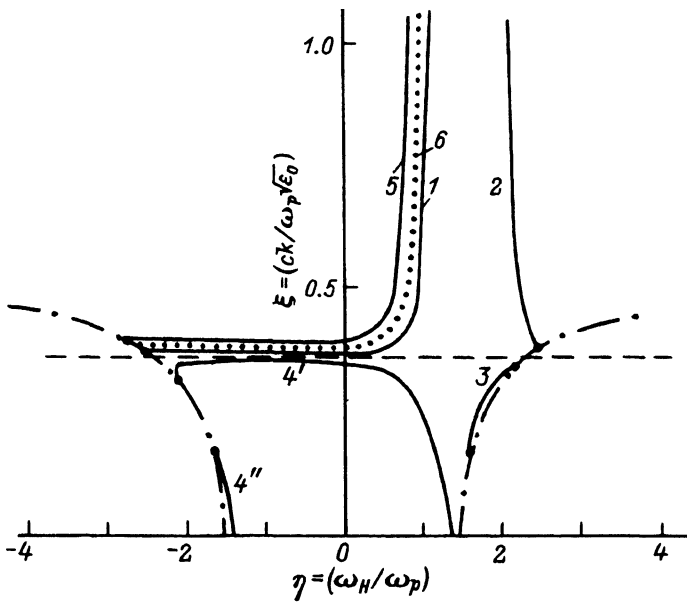


Рис. 1. Дисперсионные кривые $\zeta(\eta)$ для ПП в случае $\beta = 0$ при $\xi = 0.5$, $\bar{\epsilon}_{y2} = \pm 0.2$, $\bar{\epsilon}_{y2} = 0.5$, $u = 0.7$.

Сплошные кривые, лежащие выше штриховой линии $\kappa_2 = 0$, — резонансные ПП; сплошные кривые, лежащие ниже этой линии, — нерезонансные ПП; штрихпунктир — границная линия $\kappa_1 = 0$; пунктир — линейный случай $\alpha_x = 0$.

дисперсионных ветвей нерезонансных ПП с линией $\kappa_1 = 0$ не существует, монотонные нерезонансные ПП отсутствуют, а дисперсионная кривая для немонотонных нерезонансных ПП является непрерывной.

На рис. 2 приведены дисперсионные кривые $\zeta(\eta)$ для случая $\beta \pm 1$, $\alpha_x \epsilon_{x2} < 0$ при таких же численных значениях остальных параметров, как и в случае $\beta = 0$. Пунктирные линии соответствуют случаю $\beta = 0$ и для них сохранена такая же нумерация, как и на рис. 1. Сплошные кривые характеризуются дополнительными символами + и — для $\beta > 0$ и $\beta < 0$ соответственно. Видно, что каждая линия, соответствующая случаю $\beta = 0$, деформируется и смещается в ту или иную сторону в зависимости от знака β . Отличия от случая $\beta = 0$ усиливаются по мере приближения к штриховой линии $\kappa_2 = 0$. В случае $\beta > 0$ все дисперсионные кривые оканчиваются на линии $\kappa_2 = 0$. Для случая $\beta < 0$ границей области существования немонотонных ПП является линия $1 + s = 0$, описываемая уравнением

$$\zeta^2 = \xi^2 \epsilon_{y2}^2 / (\epsilon_{y2} + \beta \epsilon_{x2}). \quad (18)$$

Ясно, что для резонансных ($\epsilon_{x2} > 0$) и нерезонансных ($\epsilon_{x2} < 0$) немонотонных ПП линия $1 + s = 0$ проходит на разном уровне. Существенно, что при $\beta > 0$ функция $\zeta(\eta)$ на некотором интервале является многозначной.

В заключение отметим, что изученные ПП могут быть использованы для создания различных радиофизических устройств с управляемыми постоянным магнитным полем характеристиками. Кроме того, по виду дисперсионных кривых $\zeta(\eta)$ можно определять величину и знак α_x и α_y , т.е.

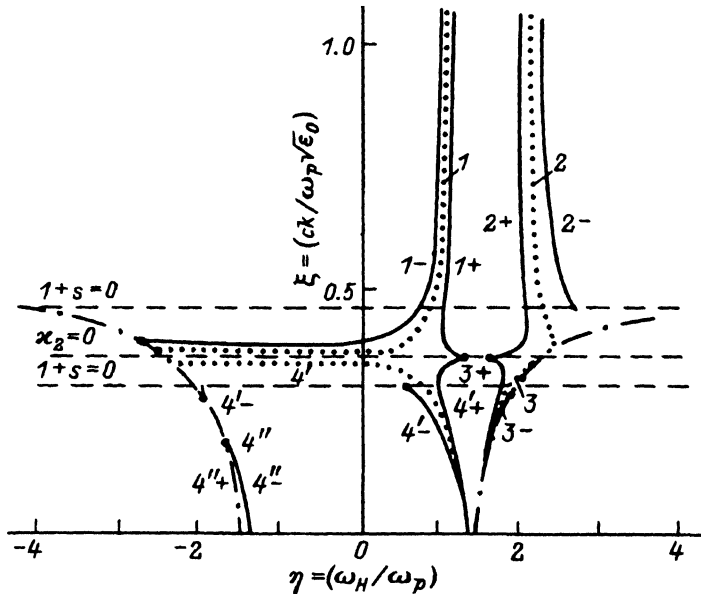


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, в случае $\beta = \pm 1$.

Сплошные кривые — $\beta = \pm 1$, пунктирные — $\beta = 0$, $\alpha_x \epsilon_{x2} < 0$, штрихпунктир — границная линия $\kappa_1 = 0$, две штриховые линии $1+s=0$ — границы областей существования резонансных и нерезонансных СП с немонотонным характером спадения поля в нелинейной среде.

судить о справедливости используемой модели и свойствах нелинейной среды.

Список литературы

- [1] Гинцбург М.А. // ЖЭТФ. 1958. Т.34. Вып.6. С.1635-1637.
- [2] Wallis R.F., Brion J.J., Burstein E., Harstein A. // Phys.Rev. B. 1974. Т.9. N 8. P.3424-3437.
- [3] Martin B.G., Maradudin A.A., Wallis R.F. // Surf.Sci. 1978. Vol.77. N 3. P.416-426.
- [4] Попов В.В., Ревзин Р.М. Письма в ЖТФ. 1981. Е.19. Вып.17. С.201-207.
- [5] Попов В.В., Ревзин Р.М., Сафонова М.А. // РиЭ. 1983. Т.28. № 10. С.2008-2013.
- [6] Белецкий Н.Н., Гасан Е.А., Яковенко В.М. УФЖ. 1987. Т.32. № 10. С.1562-1568.
- [7] Hartstein A., Burstein E. // Sol.St.Comm. 1974. Vol.14. N 11. P.1223-1227.
- [8] Амбразевичене В.С., Бразис Р.С. // ФТП. 1977. Т.12. Вып.6. С.71114-1119.
- [9] Давыдов А.Б., Захаров В.А., Подчиненов И.Е. // ФТТ. 1977. Т.19. С.1676-1682.
- [10] Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М. // Электромагнитные явления СВЧ диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. Киев: Наукова думка, 1991. 216 С.
- [11] Азмедиев Н.И., Звездин А.К., Корнеев В.И., Мицкевич Н.В. // ФТТ. 1989. Т.30. Вып.8. С.2318-2322.
- [12] Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т.32. Вып.8. С.532-535.
- [13] Yu H.Y. // Phys.Rev. 1983. Vol.A28. N 3. P.1855-1856.
- [14] Leung K.M. // Phys.Rev. 1985. Vol.A31. N 2. P.1189-1192.
- [15] Хаджи П.И. // ФТТ. 1987. Т.29. Вып.9. С.2721-2724.
- [16] Хаджи П.И., Киселева Е.С. // Письма в ЖТФ. 1987. Т.13. Вып.13. С.793-797.
- [17] Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 376 с.
- [18] Брыскин В.В., Мирлин Д.Н., Решина И.И. Письма в ЖЭТФ. 1972. Т.16. Вып.8. С.445-448.

- [19] Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Решина И.И. ФТТ. 1973. Т.15. Вып.47. С.1118-1126.
[20] Hartstein A., Burstein E., Brion J.J., Wallis R.F. Sol.St.Comm. 1973. Vol.12. N 10. P.1083-1086.
[21] Hartstein A., Burstein E., Brion J.J., Wallis R.F. // Surf.Sci. 1973. Vol.34. N 1. P.81-89.

Институт радиофизики
и электроники
Харьков

Поступило в Редакцию
12 августа 1991 г.

