

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ С ОБЕДНЕННЫМИ ПЕРЕХОДНЫМИ ОБЛАСТЯМИ

© Н.Н.Белецкий, Е.А.Гасан

Институт радиофизики и электроники Академии наук Украины,
310085 Харьков, Украина
(Поступила в Редакцию 15 декабря 1994 г.
В окончательной редакции 20 июня 1995 г.)

Построена теория поверхностных поляритонов *TM*-типа в полупроводниковых пленках, имеющих обедненные области, в которых концентрация электронов меняется по закону гиперболического косинуса. Определено влияние столкновительного, а также бесстолкновительного затухания, обусловленного плазменным резонансом в переходных областях, на дисперсионные свойства нормальных и тангенциальных мод поверхностных поляритонов. Показано, что в отсутствие столкновительного затухания как для нормальных, так и для тангенциальных мод поверхностных поляритонов существуют две дисперсионные ветви, разделенные щелью по частоте. При этом бесстолкновительное затухание тангенциальной моды поверхностных поляритонов в области плазменного резонанса является значительным, что делает проблематичной возможность их наблюдения. Учет столкновительного затухания приводит к исчезновению щели и наличию лишь одной дисперсионной ветви как для нормальных, так и для тангенциальных мод поверхностных поляритонов.

Влияние приграничных переходных областей на дисперсионные свойства поверхностных поляритонов в неоднородных плазмоподобных средах исследовалось в ряде работ [1–16]. Интерес к этой проблеме связан прежде всего с тем, что диэлектрическая проницаемость неоднородной плазменной среды $\varepsilon(\omega, z)$ (z — поперечная поверхность раздела сред координата) в определенном интервале частот ω может обращаться в переходной области в нуль ($\varepsilon(\omega, z) = 0$), что соответствует явлению плазменного резонанса. Плазменный резонанс приводит к бесстолкновительному затуханию поверхностных поляритонов, обусловленному преобразованием их энергии в энергию придольных плазменных колебаний. Это затухание аналитически вычислялось в работах [1–3] для случая распространения поверхностных поляритонов вдоль неоднородного слоя плазма–вакуум, тонкого плоского плазменного слоя и тонкого плазменного цилиндра. При этом решение уравнений Максвелла искалось методом последовательных приближений по малому параметру, равному отношению толщины переходной области к глубине проникновения поля поверхностных поляритонов в плазму.

В более поздних работах [4–16] рассматривались различные конкретные законы изменения концентрации электронов вблизи границы

раздела плазмоподобной среды с вакуумом. Среди наиболее интересных результатов, полученных в этих работах, необходимо отметить следующий: в тех случаях, когда распределение электронов в переходной области имеет вид экспоненты ^[11] или размытой ступеньки ^[13], возникают дополнительные петлеобразные дисперсионные ветви поверхностных поляритонов в той области частот, где наблюдается плазменный резонанс $\epsilon(\omega, z) = 0$. Эти результаты были получены методом представления решений уравнения Максвелла в виде степенных рядов и последующего численного анализа дисперсионных уравнений. При этом, однако, рассматривались только вещественные значения волновых чисел, что связано с пренебрежением бесстолкновительным затуханием поверхностных поляритонов в области плазменного резонанса.

В настоящей работе исследованы дисперсионные свойства поверхностных поляритонов в полупроводниковой пленке с обедненными переходными областями с учетом их столкновительного и бесстолкновительного затуханий. Показано, что бесстолкновительное затухание в тонких пленках является довольно значительным и его учет существенно изменяет ход дисперсионных кривых для тангенциальной и нормальной мод поверхностных поляритонов.

Рассмотрим неоднородную полупроводниковую пленку, занимающую область пространства $0 \leq z \leq L$ и ограниченную однородным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_d . Вдоль осей X и Y пленка считается безграничной. Концентрация электронов в пленке определяется следующей зависимостью:

$$n(z) = n_b + (n_s - n_b) \frac{\text{ch} \left((z - \frac{L}{2}) / d \right)}{\text{ch}(L/2d)}, \quad (1)$$

где d — характерная ширина переходной области у границ пленки, n_s — концентрация электронов на границах пленки ($z = 0, z = L$), n_b — концентрация электронов в объеме пленки при условии, что влиянием переходных областей можно пренебречь ($d \ll L$). Неоднородный компенсирующий положительный заряд, распределенный в неоднородной пленке согласно зависимости (1), может быть специально создан различными способами, например путем диффузии или ионной имплантации.

Электромагнитные свойства неоднородной полупроводниковой пленки в локальном приближении описываются диэлектрической проницаемостью вида

$$\epsilon(\omega, z) = \epsilon_b + \Delta\epsilon \text{ch} \left(\left(z - \frac{L}{2} \right) / d \right). \quad (2)$$

Здесь

$$\epsilon_b = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pb}^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right), \quad (3)$$

$$\Delta\epsilon = -\epsilon_0 \frac{\omega_{pb}^2}{\omega(\omega + i\nu)} \frac{g}{\text{ch}(L/2d)}, \quad (4)$$

где $g = (n_s - n_b)/n_b$, $\omega_{pb}^2 = 4\pi e^2 n_b / m^* \varepsilon_0$, e , ν и m^* — заряд, эффективная частота столкновений и эффективная масса электронов. В пределе $L \gg d$ зависимость (2) соответствует экспоненциальному характеру изменения концентрации электронов вблизи границ пленки.

Рассмотрим TM -волны, распространяющиеся вдоль оси X с частотой ω и волновым вектором k_x . Если отличные от нуля компоненты этих волн представить в виде

$$\{E_x, E_z, H_y\} = \{\mathcal{E}_s(z), \mathcal{E}_z(z), \mathcal{H}_y(z)\} \exp(i(k_x x - \omega t)), \quad (5)$$

то из уравнений Максвелла следует, что амплитуда магнитного поля $\mathcal{H}_y(z)$ удовлетворяет следующему обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка [11,13]:

$$\frac{d^2 \mathcal{H}_y(z)}{dz^2} - \frac{\varepsilon'(\omega, z)}{\varepsilon(\omega, z)} \frac{d\mathcal{H}_y(z)}{dz} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) - k_x^2 \right] \mathcal{H}_y(z) = 0, \quad (6)$$

где $\varepsilon'(\omega, z) \equiv d\varepsilon(\omega, z)/dz$.

В граничащих с пленкой диэлектриках с проницаемостью ε_d амплитуда магнитного поля $\mathcal{H}_y^d(z)$ имеет вид

$$\mathcal{H}_y^d(z) = \begin{cases} C_1 \exp(p_d z), & z < 0, \\ C_2 \exp(-p_d(z - L)), & z > L, \end{cases} \quad (7)$$

где $p_d^2 = k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_d > 0$, $C_{1,2}$ — произвольные постоянные.

Следуя работам [11,13], введем новую переменную $v = -\varepsilon(\omega, z)/\varepsilon_b$. Тогда уравнение (6) преобразуется к виду

$$v \left[(1 + v)^2 - \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_b} \right)^2 \right] \frac{d^2 \mathcal{H}_y}{dv^2} - \left[1 + v - \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_b} \right)^2 \right] \frac{d\mathcal{H}_y}{dv} - v [\alpha^2 + q(1 + v)] \mathcal{H}_y = 0, \quad (8)$$

где $\alpha = p_0 d$, $p_0^2 = k_x^2 - (\omega^2/c^2) \varepsilon_b$, $q = (\omega^2/c^2) d^2 \varepsilon_b$.

Согласно аналитической теории обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка [17,18], дифференциальное уравнение (8) имеет особые точки, определяемые из условия обращения в нуль коэффициента при второй производной $\frac{d^2 \mathcal{H}_y}{dv^2}$, т. е.

$$v = 0, \quad (9)$$

$$\left(1 + v + \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \left(1 + v - \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_b} \right) = 0. \quad (10)$$

Уравнение (9) эквивалентно условию $\varepsilon(\omega, z) = 0$, при котором возникает плазменный резонанс в полупроводниковой пленке. Уравнение (10) равносильно условию

$$1 + v + \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_b} = 0, \quad (11)$$

так как $1+v = -(\Delta\varepsilon/\varepsilon_b) \operatorname{ch}((z - \frac{L}{2})/d)$ и второй множитель $1+v - \Delta\varepsilon/\varepsilon_b$ нигде в полупроводниковой пленке в нуль не обращается. Уравнение (11) соответствует обращению в нуль первой производной диэлектрической проницаемости в центре пленки $\varepsilon'(\omega, L/2) = 0$. Таким образом, уравнение (8) имеет две особые точки: $v = 0$ и $(\Delta\varepsilon/\varepsilon_b) - 1$.

В окрестности точки $v = 0$ решение уравнения (8) будем искать в следующем виде:

$$\mathcal{H}_y(v) = A_1 V_1(v) + A_2 V_2(v), \quad (12)$$

где A_1 и A_2 — произвольные константы, а выражения для двух линейно независимых решений $V_1(v)$ и $V_2(v)$ определяются в виде степенных рядов [17,18]

$$V_1(v) = v^2 \sum_{n=0}^{\infty} a_n v^n, \quad V_2(v) = \beta \ln v V_1(v) + \sum_{n=0}^{\infty} b_n v^n. \quad (13)$$

Здесь

$$\beta = ((\alpha^2 + q)/2) (1 - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_b)^2)^{-1}.$$

Коэффициенты a_n и b_n определяются следующими рекуррентными соотношениями:

$$a_0 = 1, \quad a_{-2} = a_{-1} = 0,$$

$$a_n = \frac{q a_{n-3} + a_{n-2} [q + \alpha^2 - n(n-1)] - a_{n-1} (n+1)(2n-1)}{[1 - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_b)^2] n(n+2)}, \quad n \geq 1,$$

$$b_n = \frac{q b_{n-3} + b_{n-2} [\alpha^2 + q - (n-2)(n-3)] - b_{n-1} (2n-5)(n-1)}{n(n-2) [1 - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_b)^2]} -$$

$$\frac{2(n-1)\beta [1 - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_b)^2] a_{n-2} - \beta(4n-7)a_{n-3} - \beta(2n-5)a_{n-4}}{n(n-2) [1 - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_b)^2]}, \quad n \geq 3. \quad (14)$$

Найдем решение уравнения (8) в окрестности другой особой точки $v = -\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} - 1$. Для этого введем новую переменную $w = 1 + v + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b}$. При этом дифференциальное уравнение (8) запишется в следующем виде:

$$w \left(w - 2 \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \left(w - 1 - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \frac{d^2 \mathcal{H}_y}{dw^2} - \left[w - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \left(1 + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \right] \frac{d \mathcal{H}_y}{dw} -$$

$$- \left(w - 1 - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \left(\alpha^2 + q \left(w - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \right) \mathcal{H}_y = 0. \quad (15)$$

Решение уравнения (15) можно представить так:

$$\mathcal{H}_y(w) = B_1 W_1(w) + B_2 W_2(w). \quad (16)$$

Здесь B_1 и B_2 — произвольные константы, а линейно независимые решения $W_1(w)$ и $W_2(w)$ являются степенными рядами вида $w^r \sum_{n=0}^{\infty} c_n w^n$, где c_n определяется выражением

$$c_n = \frac{1}{D_1} \left\{ c_{n-1}(r+n-1) \left[r+n-1 + 3(r+n-2) \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} - \left(1 + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \left(\alpha^2 - q \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) \right] + c_{n-2} \left[\alpha^2 - q \left(1 + 2 \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) - (r+n-2)(r+n-3) \right] + qc_{n-3} \right\},$$

$$c_{-2} = c_{-1} = 0, \quad c_0 = 1, n \geq 1. \quad (17)$$

Здесь использовано значение

$$D_1 = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \left(1 + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right) (r+n)(2r+2n-1),$$

а r принимает два значения: $r = 0$ и $1/2$ для решений $W_1(w)$ и $W_2(w)$ соответственно.

Радиусы сходимости рядов $V_1(v)$, $V_2(v)$, $W_1(w)$ и $W_2(w)$ определяются из условия $|v|, |w| < \min[1; |w-v|]$.

Будем считать, что точка $z = 0$ является обыкновенной точкой дифференциального уравнения (8), т.е. $v(0) = v_s \neq 0$ и $w(0) = w_s \neq 0$. Тогда решение дифференциального уравнения (8) можно представить в виде линейной комбинации двух степенных рядов по новой переменной $u = (v - v_s)/R$, где R — радиус сходимости этих рядов, равный $R = \min \left[|v_s|, \left| 1 + v_s + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right| \right]$. Если обозначить эти ряды через $U_1(u)$ и $U_2(u)$, то для каждого из них получим

$$U_{1,2}(u) = \sum_{n=0}^{\infty} d_n u^n, \quad (18)$$

где

$$d_n = \frac{1}{D_2} \left\{ Rd_{n-1} \left\{ (n-1) \left(1 + v_s - \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right)^2 \right) - (n-1)(n-2) \left[(1+v_s)(1+3v_s) - \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right)^2 \right] \right\} + R^2 d_{n-2} \{ v_s (\alpha^2 + q + qv_s) + (n-2)[1 - (n-3)(2+3v_s)] \} + R^3 d_{n-3} \{ \alpha^2 + q + 2qv_s - (n-4)(n-3) \} + R^4 q d_{n-4} \right\},$$

$$d_{-2} = d_{-1} = 0, \quad n \geq 2; \quad (19)$$

$$D_2 = n(n-1)v_s \left[(1+v_s)^2 - \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_b} \right)^2 \right].$$

Для степенного ряда $U_1(u)$ мы полагаем $d_0 = 1, d_1 = 0$, а для степенного ряда $U_2(u) — d_0 = 0, d_1 = 1$.

Поскольку пленка обладает симметрией относительно плоскости $z = L/2$, то в ней существуют две моды поверхностных поляритонов: нормальная и тангенциальная моды с симметричным и антисимметричным распределением электромагнитного поля по толщине пленки. Для нормальной моды поверхностных поляритонов $d\mathcal{H}_y(L/2)/dz = 0$, а для тангенциальной $\mathcal{H}_y(L/2) = 0$. Поскольку точка $z = L/2$ соответствует точке $w = 0$, то распределение электромагнитного поля в окрестности центра пленки описывается решением (16). При этом для нормальной моды поверхностных поляритонов в уравнении (16) необходимо положить $B_2 = 0$, а для тангенциальной $B_1 = 0$.

Точка $v = -(\Delta\varepsilon/\varepsilon_b) - 1$ ($w = 0$) является особой точкой дифференциального уравнения (8) независимо от рассматриваемой области частот. Точка же $v = 0$ (в предположении, что $\nu = 0$) может существовать в переходных областях полупроводниковой пленки в области частот между ω_{ps} и ω_{pb} , которую мы в дальнейшем будем называть резонансной. Здесь $\omega_{ps} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_s}{m^* \varepsilon_0}}$ — плазменная частота на границах неоднородной пленки. Поэтому в нерезонансной области частот, в которой $\omega < \omega_{ps}$, дисперсионное уравнение для поверхностных поляритонов в полупроводниковой пленке можно получить с использованием лишь решений (16), (18), полагая, что тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей являются непрерывными на границе пленки $z = 0$ и в некоторой внутренней точке полупроводника (точке «сшивки») z_m , которая выбирается так, чтобы находиться в пересечении областей сходимости рядов $U_1(u), U_2(u), W_1(w)$ и $W_2(w)$. В результате имеем

$$\frac{p_d}{\varepsilon_d} = - \frac{v'_x(0)W(w_m)U'_{1u}(u_m) - W'_w(w_m)U_1(u_m)R}{R\varepsilon_s W(w_m)U'_{2u}(u_m) - W'_w(w_m)U_2(u_m)R}. \quad (20)$$

В уравнении (20) для нормальных мод поверхностных поляритонов необходимо положить $W = W_1$, а для тангенциальных мод $W = W_2$. Штрих означает производную по переменной, указанной дополнительным нижним индексом у соответствующих функций, $u_m = (v_m - v_s)/R$, $w_m = 1 + v_m + \Delta\varepsilon/\varepsilon_b$, $v_m = -\varepsilon(w, z_m)/\varepsilon_b$, $\varepsilon_s = \varepsilon(w, 0)$.

В резонансной области частот $\omega_{ps} < \omega < \omega_{pb}$, в которой необходимо учитывать решение (12), будем считать, что точка $z = 0$ принадлежит области сходимости рядов $V_1(v)$ и $V_2(v)$, т.е. $|v_s| < \min[1, |1 + \Delta\varepsilon/\varepsilon_b|]$. Тогда дисперсионное уравнение для поверхностных поляритонов можно получить, используя только решения (12), (18). В результате получим

$$\frac{(p_d/\varepsilon_d)V_1(v_s) - (v'_z(0)/\varepsilon_s)V'_{1v}(v_s)}{(p_d/\varepsilon_d)V_2(v_s) - (v'_z(0)/\varepsilon_s)V'_{2v}(v_s)} = \frac{V'_{1v}(v_m) - \frac{W'_w(w_m)}{W(w_m)}V_1(v_m)}{V'_{2v}(v_m) - \frac{W'_w(w_m)}{W(w_m)}V_2(v_m)}, \quad (21)$$

где для нормальных мод поверхностных поляритонов $W = W_1$, а для тангенциальных мод поверхностных поляритонов $W = W_2$.

Дисперсионные уравнения (20), (21) исследовались нами численно. Для удобства были введены безразмерные величины $\zeta = ck_x/\omega_{pb}$, $\xi = \omega/\omega_{pb}$, $b = L\omega_{pb}/c$, $a = d\omega_{pb}/c$. Все расчеты произведены для легированного полупроводника типа InSb с параметрами $\epsilon_0 = 16$, $g = -0.1536$, что соответствует $\xi_s = \omega_{ps}/\omega_{pb} = 0.92$ [11,13]. Предполагалось, что полупроводниковая пленка граничит с диэлектриком с проницаемостью $\epsilon_d = 2$.

Рассмотрим сначала нерезонансную область $\xi < \xi_s$ ($\nu \neq 0$) в отсутствие столкновительного затухания ($\nu = 0$). На рис. 1 представлены дисперсионные кривые для нормальных (символ N) и тангенциальных мод (символ T) поверхностных поляритонов в неоднородной пленке (i) в случае, когда безразмерная толщина полупроводниковой пленки $b = 0.3$, а безразмерная толщина переходной области $a = 0.1$. На этом же рисунке приведены дисперсионные кривые нормальных и тангенциальных мод поверхностных поляритонов в однородной пленке той же толщины ($b = 0.3$) с концентрацией n_b (b) и концентрацией n_s (s). Эти дисперсионные кривые являются границами области существования поверхностных поляритонов в неоднородной пленке. С увеличением a при фиксированном значении b дисперсионные кривые поверхностных поляритонов в неоднородной пленке приближаются к дисперсионным кривым поверхностных поляритонов в однородной пленке с концентрацией n_s . Этот же эффект имеет место при уменьшении b при фиксированном значении a . Таким образом, неоднородная пленка в нерезонансной области частот ведет себя как однородная среда с некоторой усредненной концентрацией, лежащей в интервале между n_s и n_b .

На рис. 2 изображены дисперсионные кривые для нормальных мод поверхностных поляритонов (символ N) в неоднородной полупроводниковой пленке для двух значений безразмерной толщины пленки ($b = 0.2$ (индекс 1) и 0.3 (индекс 2)) без учета столкновительного затухания ($\nu = 0$). Штриховая линия $\xi = \xi_s$ делит частотный интервал на две области: нерезонансную ($\xi < \xi_s$), в которой $\nu \neq 0$, и резонансную ($\xi > \xi_s$), в которой в некоторой точке переходной области выполняется условие $\nu = 0$. Поскольку в резонансной области безразмерное волно-

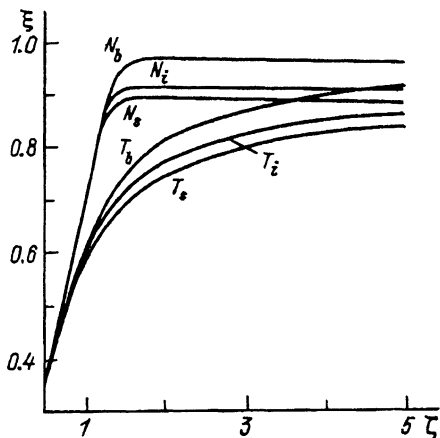
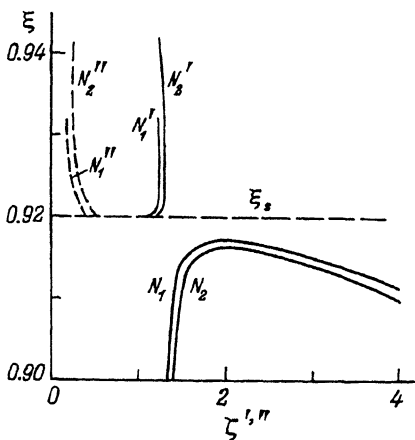


Рис. 1. Дисперсия нормальных (N) и тангенциальных (T) поверхностных поляритонов в однородной и неоднородной полупроводниковых пленках в отсутствие столкновительного затухания ($\nu = 0$) в безразмерных величинах ζ , ξ для $b = 0.3$, $a = 0.1$, $g = -0.1536$, $\epsilon_0 = 16$, $\epsilon_d = 2$.

Кривые, обозначенные индексом i , представляют собой дисперсионные кривые поверхностных поляритонов в неоднородной пленке, а кривые, обозначенные индексами b и s — дисперсионные кривые поверхностных поляритонов в однородной пленке с концентрацией электронов n_b и n_s соответственно.

Рис. 2. Дисперсия нормальных мод поверхностных поляритонов в неоднородной полупроводниковой пленке в отсутствие столкновительного затухания для $a = 0.1$, $b = 0.2$ (индекс 1) и 0.3 (индекс 2).

В резонансной области $\xi > \xi_s$ кривые с индексом ' соответствуют зависимостям $\zeta'(\xi)$ (сплошные линии), а кривые с индексом '' — зависимостям $\zeta''(\xi)$ (пунктирные линии). Безразмерная частота ξ_s соответствует обращению в нуль диэлектрической проницаемости на поверхности пленки (в отсутствие столкновительного затухания).



вое число $\zeta = \zeta' + i\zeta''$ является комплексной величиной из-за наличия бесстолкновительного затухания, то дисперсионные кривые, соответствующие вещественной части волнового числа $\zeta'(\xi)$, и дисперсионные кривые, соответствующие мнимой части волнового числа ζ'' , обозначены одним и двумя штрихами соответственно. Из рис. 2 видно, что зависимости $\zeta'(\xi)$ являются незамкнутыми. Они начинаются на линии ξ_s и с увеличением частоты ведут себя немонотонно. Мнимые части волнового числа ζ'' меньше соответствующих действительных частей ζ' и являются монотонно убывающими функциями ξ . В нерезонансной области дисперсионные кривые нормальных мод поверхностных поляритонов ведут себя обычным образом: с увеличением ζ частота возрастает, достигает максимума и при $\zeta \rightarrow \infty$ стремится к предельной частоте поверхностных поляритонов $\xi_r = \sqrt{(1+g)(\epsilon_0/(\epsilon_0 + \epsilon_d))}$. Таким образом, дисперсионные кривые нормальных мод поверхностных поляритонов в случае $\nu = 0$ в нерезонансной и резонансной областях ведут себя совершенно различным образом и не переходят непрерывно друг в друга из-за наличия запрещенной области частот.

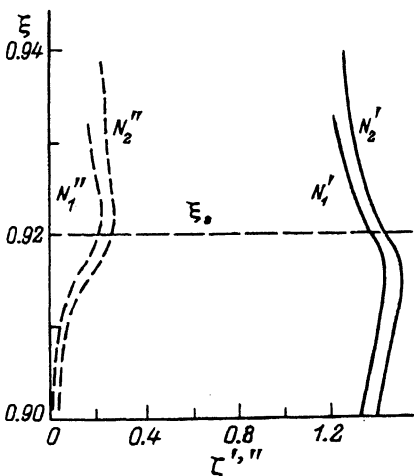


Рис. 3. Дисперсия нормальных мод поверхностных поляритонов в неоднородной полупроводниковой пленке при наличии столкновительного затухания $\nu/\omega_{pb} = 0.01$ для $a = 0.1$, $b = 0.2$ (индекс 1) и 0.3 (индекс 2).

Кривые с индексом ' соответствуют зависимостям $\zeta'(\xi)$ (сплошные линии), а кривые с индексом '' — зависимостям $\zeta''(\xi)$ (пунктирные линии).

Рис. 3 представляет дисперсию нормальных мод поверхностных поляритонов с учетом конечного столкновительного затухания $\nu/\omega_{pb} = 0.01$ для вышеуказанных толщин полупроводниковой пленки. В этом случае дисперсионные кривые поверхностных поляритонов в нерезонансной и резонансной областях непрерывным образом переходят друг в друга, т.е. запрещенная область частот исчезает. Затухание нормальных мод поверхностных поляритонов по-прежнему является небольшим ($\zeta'' < \zeta'$) и достигает максимума вблизи частоты ξ_s , что указывает на доминирующий характер бесстолкновительного затухания. Из рис. 3 видно, что учет столкновительного затухания для нормальных мод поверхностных поляритонов наиболее важен в нерезонансной области, в которой дисперсионные кривые испытывают наибольшую деформацию. Существенно, что с увеличением b при фиксированном a затухание нормальных мод поверхностных поляритонов возрастает. Эта же тенденция имеет место при увеличении a при фиксированном b . Наличие точек обрыва ветвей N_1' и N_1'' связано с тем, что на более высоких частотах нарушается область применимости дисперсионного уравнения (21).

На рис. 4 изображены дисперсионные кривые для тангенциальных мод поверхностных поляритонов (символ T) в отсутствие столкновительного затухания ($\nu = 0$) при $\alpha = 0.1$ для двух значений толщины пленки: $b = 0.2$ (индекс 1) и 0.3 (индекс 2). Как и на рис. 2, 3, дисперсионные кривые, соответствующие действительной $\zeta'(\xi)$ и мнимой $\zeta''(\xi)$ частям волнового вектора, обозначены одним и двумя штрихами соответственно. Видно, что тангенциальные моды поверхностных поляритонов в нерезонансной области являются более медленными, чем нормальные моды поверхностных поляритонов, и с уменьшением b их фазовая скорость уменьшается. В резонансной области бесстолкновительное затухание тангенциальных мод поверхностных поляритонов является значительным, так как $\zeta''(\xi) > \zeta'(\xi)$. С уменьшением b при фиксированном a величины $\zeta'(\xi)$ и $\zeta''(\xi)$ возрастают, и по-прежнему $\zeta'' > \zeta'$. Увеличение a при фиксированном b приводит к росту затухания тангенциальных мод поверхностных поляритонов.

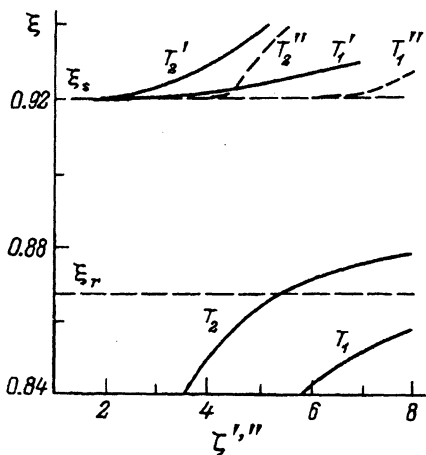
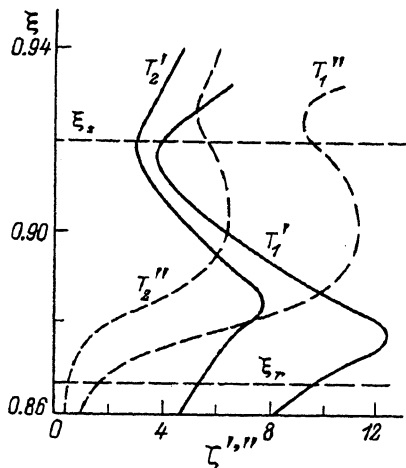


Рис. 4. Дисперсия тангенциальных мод поверхностных поляритонов в неоднородной полупроводниковой пленке в отсутствие столкновительного затухания для $a = 0.1$, $b = 0.2$ (индекс 1) и 0.3 (индекс 2).

В резонансной области $\xi > \xi_s$, кривые с индексом ' соответствуют зависимостям $\zeta'(\xi)$ (сплошные линии), а кривые с индексом '' — зависимостям $\zeta''(\xi)$ (пунктирные линии). Безразмерная частота ξ_r соответствует предельной частоте поверхностных поляритонов в однородной пленке с концентрацией электронов, равной n_s .

Рис. 5. Дисперсия тангенциальных мод поверхностных поляритонов в неоднородной полупроводниковой пленке при наличии столкновительного затухания $\nu/\omega_{pb} = 0.01$ для $a = 0.1$, $b = 0.2$ (индекс 1) и 0.3 (индекс 2).

Индекс соответствует зависимостям $\zeta'(\xi)$ (сплошные линии), а индекс " — зависимостям $\zeta''(\xi)$ (пунктирные линии).



Учет столкновительного затухания ($\nu/\omega_{pb} = 0.01$) существенно изменяет дисперсионные свойства тангенциальных мод поверхностных поляритонов лишь в нерезонансной области. Это продемонстрировано на рис. 5 с использованием тех же значений величин a и b , что и на рис. 4. Видно, что запрещенная область по частоте исчезает, однако в силу того, что распространение поляритонов возможно только при условии $\zeta''(\xi) < \zeta'(\xi)$, говорить о существовании тангенциальных мод поверхностных поляритонов в неоднородной пленке можно лишь в нерезонансной области, лежащей существенно ниже частоты плазменного резонанса. С уменьшением b при фиксированном a область существования тангенциальных мод поверхностных поляритонов смещается в область более низких частот.

Таким образом, учет столкновительного и бесстолкновительного затуханий нормальных и тангенциальных мод поверхностных поляритонов в тонкой полупроводниковой пленке с обедненными переходными областями приводит к существенному изменению дисперсионных свойств этих мод. Для нормальных мод поверхностных поляритонов влияние затухания приводит прежде всего к появлению точек поворота дисперсионных кривых $\zeta'(\xi)$ в нерезонансной области частот. При этом их затухание является значительным ($\zeta''(\xi) < \zeta'(\xi)$) и достигает максимума в окрестности частоты плазменного резонанса $\xi = \xi_s$. Тангенциальные моды поверхностных поляритонов также имеют точки поворота на зависимостях $\zeta'(\xi)$, однако они расположены ниже по частоте, чем точки поворота для нормальных мод поверхностных поляритонов. Наблюдение тангенциальных мод поверхностных поляритонов в области частот, расположенной выше частоты точки поворота, является проблематичным, так как в этой области ζ'' становится сравнимым с ζ' , и при дальнейшем увеличении частоты выполняется условие $\zeta''(\xi) > \zeta'(\xi)$.

Отметим, что бесстолкновительное затухание поверхностных поляритонов в неоднородной плазме связано с их трансформацией в продольные плазменные колебания, происходящие вдоль оси z и сосредоточенные в окрестности точки плазменного резонанса. Этот механизм

бесстолкновительного затухания имеет другую физическую природу, чем бесстолкновительное затухание Ландау, и в рассматриваемом нами случае слабой пространственной дисперсии является доминирующим.

Исследованные особенности в распространении поверхностных поляритонов могут быть использованы для бесконтактной диагностики физических параметров реальных полупроводниковых пленок, в которых концентрация электронов вблизи поверхности является неоднородной в результате различных технологических процессов типа диффузии, ионной имплантации, травления, а также воздействия различных электромагнитных полей и ионизирующего излучения.

Исследования, описанные в этой публикации, частично стали возможными благодаря гранту N U35000 Международного научного фонда.

Список литературы

- [1] Степанов К.Н. ЖТФ **35**, 6, 1002 (1965).
- [2] Демченко В.В., Долгополов В.В., Степанов К.Н. Изв. вузов. Радиофизика **12**, 9, 1317 (1969).
- [3] Долгополов В.В., Омельченко А.Я. ЖЭТФ **58**, 4, 1384 (1970).
- [4] Cunningham S.L., Maradudin A.A., Wallis R.F. Phys. Rev. **B 10**, 8, 3342 (1974).
- [5] Guidotti D., Rice S.A., Lemberg H.L. Solid State Commun. **15**, 2, 113 (1974).
- [6] Guidotti D., Rice S.A. Phys. Rev. **B 14**, 12, 5518 (1976).
- [7] Conwell E.M. Solid State Commun. **14**, 915 (1974).
- [8] Conwell E.M. Phys. Rev. **B 11**, 4, 1508 (1975).
- [9] Conwell E.M., Kao C.C. Solid State Commun. **18**, 8, 1123 (1976).
- [10] Conwell E.M. Phys. Rev. **B 14**, 12, 5515 (1976).
- [11] Kao C.C., Conwell E.M. Phys. Rev. **B 14**, 6, 2464 (1976).
- [12] Aers G.C., Boardman A.D., Young P.A. J. Phys. C.: Solid State Phys. **10**, 2437 (1977).
- [13] Дмитрук Н.Л., Крюченко Ю.В., Литовченко В.Г. ФТТ **32**, 10, 2857 (1990).
- [14] Дмитрук Н.Л., Крюченко Ю.В. УФЖ **35**, 1, 57 (1990).
- [15] Толстихин В.И. ЖТФ **52**, 1, 180 (1982).
- [16] Либенсон М.Н., Макин В.С., Макин Р.С. Опт. и спектр. **59**, 4, 916 (1985).
- [17] Голубев В.В. Лекции по аналитической теории дифференциальных уравнений. М.-Л. (1950). С. 436.
- [18] Уиттекер Э.Т., Ватсон Д.Н. Курс современного анализа. М. (1963). Ч. 2. С. 515.