01;05;09;10

Взаимодействие поверхностных плазмонов с потоками заряженных частиц, проходящих через границу раздела сред

© Н.Н. Белецкий,[1] С.И. Ханкина,[1] В.М. Яковенко,[1] И.В. Яковенко[2]

[1] Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
61085 Харьков, Украина
e-mail: yakovenko@ire.kharkov.ua
[2] Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт „Молния“ МОН Украины,
61013 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 27 июля 2009 г.)

Предсказана неустойчивость поверхностных плазмонов, возникающая при их взаимодействии с потоком заряженных частиц, проходящих через границу раздела сред с различными электромагнитными свойствами. Определены условия возникновения неустойчивости и найдены инкременты. Исследовано влияние потенциального барьера на границе сред на характер взаимодействия поверхностных плазмонов и заряженных частиц.

Введение

Одной из важных проблем современной радиофизики является создание источников электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона длин волн и коротковолновой части миллиметрового диапазона. Для ее решения применяются различные подходы. Так, в низкочастотной области спектра электромагнитных волн ведутся исследования, направленные на совершенствование параметров транзисторов, диодов Ганна, лавинно-пролетных диодов. В области высоких частот делается попытка использования лазерного принципа генерации, широко распространенного в оптике. С этой точки зрения представляет интерес также исследование механизма взаимодействия потоков заряженных частиц с электромагнитными волнами в неоднородных плазмоподобных средах, в основе которого лежит эффект переходного излучения. На основе этого эффекта в ряде работ [1–3] были предсказаны неустойчивости поверхностных волн (плазмонов) и найдены соответствующие инкременты.

Так, в работе [1] было сформулировано кинетическое уравнение для поверхностных плазмонов, описывающее их взаимодействие с потоком электронов как процесс случайных столкновений бозе- и ферми-частиц (что аналогично электрон-фононному взаимодействию в твердом теле). Показано, что для моноэнергетического потока частиц, проходящего через границу сред, процессы индуцированного излучения поверхностных плазмонов превалируют над процессами их поглощения. Это приводит к возникновению неустойчивости поверхностных плазмонов. В работе [2] найдены инкременты неустойчивости поверхностных плазмонов с помощью уравнения для матрицы плотности потока электронов. Однако влияние потенциального барьера, разделяющего границы сред, на инкременты неустойчивости в указанных работах не принималась во внимание.

Задача о взаимодействии электрона, налетающего из глубины металла на границу металл–диэлектрик, с поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) была решена в работе [4] с применением уравнения Шредингера. При этом механизм взаимодействия представляется как детерминированный волновой процесс, в котором заданы амплитуда и фаза ПЭВ, а также волновая функция электронов. Найдены коэффициенты индуцированного излучения и поглощения ПЭВ с учетом потенциального барьера на границе. Однако возможность развития неустойчивости ПЭВ под действием потока частиц не рассматривалась.

В настоящей работе исследуется влияние потенциального барьера на механизм неустойчивости поверхностных плазмонов при их взаимодействии с потоком заряженных частиц. Поскольку скорость частиц в потоке мала по сравнению со скоростью света, при описании процессов взаимодействия полей плазмонов и заряженных частиц будем пренебрегать эффектами запаздывания. Это обстоятельство значительно упростит процедуру вычислений, но не исказит существенно физическую картину самого механизма.

Схема вычислений заключается в следующем: предполагается, что на границе плазменной среды существуют поверхностные колебания (плазмоны) и задается их амплитуда (вектор-потенциал) и фаза. При прохождении моноэнергетического нейтрального потока заряженных частиц (электронов) происходят переходы электронов в разные энергетические состояния вследствие их неупругого рассеяния на векторе-потенциале. Положительно заряженный фон при этом не меняется. С использованием уравнения Шредингера находятся возмущенные волновые функции и токи плотности электронов, обусловленные этими электронными переходами. Воспользовавшись затем уравнением Пуассона, можно найти дополнительные поля, создаваемые электронным пучком. Они приводят к изменению во времени заданной амплитуды поверхностного плазмона. Это изменение является медленным по сравнению с периодом колебаний вследствие малости плотности пучка относительно плотности электронов неподвижной плазменной среды.

Исходные уравнения

Пусть в области $y < 0$ (среда „1“) находится плазмоподобная среда, электроны проводимости которой в гидродинамическом приближении (температура электронов равна нулю) описывается следующими уравнениями:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = 0; \quad \varepsilon_0\,\mathrm{div}\,\mathbf{E} = 4\pi eN; \tag{1}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \mathrm{div}N_0\mathbf{u} = 0; \qquad m\,\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = e\mathbf{E}; \tag{2}$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y, t)$, ε_0 — диэлектрическая постоянная кристаллической решетки, m, $\mathbf{u}$ — эффективная масса и скорость электронов проводимости, N_0, N — их равновесная и неравновесная концентрация. Вдоль оси z колебания однородны.

В области $y > 0$ находится среда „2“, диэлектрическая постоянная которой равна ε_d (в вакууме $\varepsilon_d = 1$) и поля удовлетворяют уравнениям (1), в которых $N_0 = 0$. Эти среды разделены потенциальным барьером высотой V_0. На границе $y = 0$ выполняются электродинамические условия

$$E_{1x}(0) = E_{2x}(0),$$

$$\varepsilon_0\,\frac{\partial E_{1y}}{\partial t} + 4\pi eN_0u_y = \varepsilon_d\,\frac{\partial E_{2y}}{\partial t}. \tag{3}$$

В результате совместного решения (1)–(3) получим дисперсионное уравнение поверхностных колебаний (плазмонов)

$$\omega = \Omega_0/(\varepsilon_0 + \varepsilon_d)^{1/2}, \tag{4}$$

где $\Omega_0^2 = 4\pi e^2N_0/m$ — квадрат ленгмюровской частоты электронов проводимости.

Компоненты электрического поля поверхностного плазмона и скорости электронов проводимости имеют следующий вид:

— в области $y < 0$

$$E_x = E_0\exp(qy)\sin\alpha, \quad E_y = -E_0\exp(qy)\cos\alpha,$$

$$u_x = \frac{eE_0}{m\omega}\,\exp(qy)\cos\alpha, \quad u_y = \frac{eE_0}{m\omega}\,\exp(qy)\sin\alpha; \tag{5}$$

— в области $y > 0$

$$E_x = E_0\exp(-qy)\sin\alpha, \quad E_y = E_0\exp(-qy)\cos\alpha, \tag{6}$$

где $\alpha = qx - \omega t$.

Заметим, что плазмоны являются поперечными колебаниями, для полей которых выполняется условие $\mathrm{div}\mathbf{E} = 0$. При этом на границе существует поверхностная плотность электронов проводимости, равная

$$eN_s = \frac{E_0}{4\pi}(\varepsilon_0 + \varepsilon_d)\cos\alpha.$$

Введем вектор-потенциал $\mathbf{A}$ таким образом, чтобы скалярный потенциал φ был равен нулю [5]. Тогда $E = -\frac{1}{c}\,\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$. Компоненты вектора-потенциала равны

$$A_x = A\,\exp(qy)\cos\alpha, \quad A_y = A\,\exp(qy)\sin\alpha \qquad y < 0;$$

$$A_x = A\,\exp(-qy)\cos\alpha, \; A_y = -A\,\exp(-qy)\sin\alpha \quad y > 0, \tag{7}$$

где амплитуда A связана с электрическим полем соотношением $A = -\frac{c}{\omega}E_0$. Граничные условия (3) для вектора-потенциала приобретают вид

$$A_{1x}(0) = A_{2x}(0),$$

$$\varepsilon_0\,\frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial t^2} + \Omega_0^2A_{1y} = \varepsilon_d\,\frac{\partial^2 A_{2y}}{\partial t^2}\Big|_{y=0}. \tag{8}$$

Наша задача состоит в том, чтобы из этих уравнений найти изменения амплитуды $A = A(t)$ в результате взаимодействия поверхностных плазмонов с потоком частиц.

Взаимодействие поверхностного плазмона с потоком заряженных частиц

Пусть заряженная частица с энергией $\mathcal{E}$, движущаяся вдоль оси y, пересекает границу сред, разделенных потенциальным барьером высотой V_0. Ее волновая функция в каждой из сред находится из уравнения Шредингера

$$i\hbar\,\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[\frac{\left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\,\mathbf{A}\right)^2}{2m} + V(y)\right]\psi, \tag{9}$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -\hbar\nabla$,

$$V(y) = \begin{cases} 0 & y < 0, \\ V_0 & y > 0. \end{cases}$$

Решение уравнения (9) находится методом последовательных приближений по $\mathbf{A}$. При этом удерживаются члены, линейные по $\mathbf{A}$.

В первом приближении ($\mathbf{A} \to 0$) с учетом граничных условий

$$\psi_{10}(0) = \psi_{20}(0),$$

$$\frac{\partial\psi_{20}}{\partial y} = \frac{\partial\psi_{10}}{\partial y}\Big|_{y=0}, \tag{10}$$

получим следующие выражения для невозмущенных волновых функций:

$$\psi_{10} = f\,[\exp(ik_1y) + a\,\exp(-ik_1y)]\,\exp(-i\omega_0t), \quad y < 0;$$

$$\psi_{20} = f\,b\,\exp[i(k_2y - \omega_0t)], \qquad y > 0, \tag{11}$$

где $\hbar\omega_0 = \mathcal{E}$,

$$k_1 = \left(\frac{2m\mathcal{E}}{\hbar^2}\right)^{1/2}; \qquad k_2 = \left[\frac{2m(\mathcal{E} - V_0)}{\hbar^2}\right]^{1/2};$$

$$a = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}; \qquad b = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}.$$

Постоянная f определяется далее из условий нормировки волновой функции ψ_{10}. Для возмущенных волновых функций ψ_i, $(i = 1, 2)$ уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\psi_{i1}}{\partial t} + \left(\frac{\hbar^2}{2m}\Delta - V\right)\psi_{i1} = \frac{ie\hbar}{mc}A_{yi}\frac{\partial\psi_{i0}}{\partial y}, \qquad (12)$$

где $\Delta = -q^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

Общее решение (12) состоит из суммы решений однородного и неоднородного уравнений. В среде „1“ имеем

$$\psi_{11} = ifR_1^+\exp[i(-k_1^+y + \alpha - \omega_0 t)]$$
$$+ ifR_1^-\exp[i(-k_1^-y - \alpha - \omega_0 t)] + \psi_{1n}^+ + \psi_{1n}^-. \quad (13)$$

Первые два слагаемые являются решениями однородного уравнения Шредингера, третье и четвертое — неоднородного. Здесь

$$k_1^\pm = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(\mathcal{E} \pm \hbar\omega) - q^2\right]^{1/2},$$

$$\psi_{1n}^\pm = \frac{i\Omega_1}{2}f\left[\frac{\exp[i(k_1 - iq)y]}{\omega \pm iqv_1}\right.$$
$$\left. - a\frac{\exp[-i(k_1 + iq)y]}{\omega \mp iqv_1}\right]\exp[i(\pm\alpha - \omega_0 t)], \quad (14)$$

$$v_1 = \frac{\hbar k_1}{m}, \qquad \Omega_1 = \frac{ev_1}{\hbar c}A.$$

В среде „2“

$$\psi_{21} = ifR_2^+\exp[i(k_2^+y + \alpha - \omega_0 t)]$$
$$+ ifR_2^-\exp[i(k_2^-y - \alpha - \omega_0 t)] + \psi_{2n}^+ + \psi_{2n}^-, \quad (15)$$

где $k_2^\pm = \left[\frac{2m}{\hbar^2}\left((\mathcal{E} - V_0) \pm \hbar\omega\right) - q^2\right]^{1/2}$.

$$\psi_{2n}^\pm = -\frac{i\Omega_2}{(\omega \mp iqv_2)}fb\exp\left\{i[(k_2 + iq)y \pm \alpha - \omega_0 t]\right\}.$$

$$v_2 = \frac{\hbar k_2}{m}, \qquad \Omega_2 = \frac{ev_2}{\hbar c}A.$$

Неопределенные константы $R_{1,2}^\pm$ выражаются через решения неоднородных уравнений из условий непрерывности волновых функций и их производных по y на плоскости $y = 0$ и имеют вид

$$R_1^+ = \frac{1}{2(k_1^+ + k_2^+)}\left[\Omega_1\left(\frac{k_1 - k_2^+ - iq}{\omega + iqv_1} + a\frac{k_1 + k_2^+ + iq}{\omega - iqv_1}\right)\right.$$
$$\left. + \Omega_2 b\frac{k_2 - k_2^+ + iq}{\omega - iqv_2}\right],$$

$$R_1^- = \frac{1}{2(k_1^- + k_2^-)}\left[\Omega_1\left(\frac{k_1 - k_2^- - iq}{\omega - iqv_1} + a\frac{k_1 + k_2^- + iq}{\omega + iqv_1}\right)\right.$$
$$\left. + \Omega_2 b\frac{k_2 - k_2^- + iq}{\omega + iqv_2}\right],$$

$$R_2^+ = \frac{1}{2(k_1^+ + k_2^+)}\left[\Omega_1\left(\frac{k_1 + k_2^+ - iq}{\omega + iqv_1} - a\frac{k_1^+ - k_1 - iq}{\omega - iqv_1}\right)\right.$$
$$\left. + \Omega_2 b\frac{k_2 + k_1^+ + iq}{\omega - iqv_2}\right],$$

$$R_2^- = \frac{1}{2(k_1^- + k_2^-)}\left[\Omega_1\left(\frac{k_1 + k_1^- - iq}{\omega - iqv_1} - a\frac{k_1^- - k_1 - iq}{\omega + iqv_1}\right)\right.$$
$$\left. + \Omega_2 b\frac{k_2 + k_1^- + iq}{\omega + iqv_2}\right], \quad (16)$$

Выражения для R отличаются от аналогичных коэффициентов работы [6], поскольку нами не учитываются эффекты запаздывания.

Предположим, что через границу проходит нейтральный поток заряженных частиц с энергией $\mathcal{E}$, плотность которого определяется из условий нормировки

$$|f|^2 = n_0; \qquad \int|f|^2 d\mathbf{r} = N_b. \quad (17)$$

Здесь N_b — полное число частиц в пучке.

Возмущенные концентрации электронов выражаются через волновые функции следующим образом:

$$n_1 = \psi_{10}\psi_{11}^* + \psi_{10}^*\psi_{11}, \qquad n_2 = \psi_{20}\psi_{21}^* + \psi_{20}^*\psi_{21}. \quad (18)$$

На границе $y = 0$ выполняется условие $n_1 = n_2$.

Следует отметить, что вклад в n дают только решения однородного уравнения Шредингера. В общем виде выражения для концентрации n_1 и n_2 весьма громоздки, поэтому приведем их значения, сделав ряд допущений. Предположим, что высота потенциального барьера и энергия поверхностного плазмона меньше кинетической энергии частицы, т.е. $\kappa = \frac{2V_0}{mv^2} < 1$ и $\delta = \frac{2\hbar\omega}{mv_1^2} < 1$. Кроме того, предположим, что выполняются неравенства $\omega \gg qv_1$, qv_2. Другими словами, время пролета частицей пространства ее взаимодействия с полем поверхностной волны больше периода колебаний волны. Тогда волновые числа k_1, k_2, $k_1^\pm$, $k_2^\pm$ являются действительными величинами, и выражения для концентраций частиц приобретают следующий вид:

$$y < 0,$$
$$n_1 = 2n_0\left\{\left\{R_1^+\left\{\sin[(k_1 + k_1^+)y - \alpha] + a\sin[(k_1^+ - k_1)y - \alpha]\right\}\right.\right.$$
$$\left.\left. + R_1^-\left\{\sin[(k_1 + k_1^-)y + \alpha] + a\sin[(k_1^- - k_1)y + \alpha]\right\}\right\}\right\}, \quad (19)$$

$$y > 0,$$
$$n_2 = 2n_0 b\left\{R_2\sin[(k_2 - k_2^-)y + \alpha]\right.$$
$$\left. - R_2^+\sin[(k_2^+ - k_2)y + \alpha]\right\}. \quad (20)$$

Возмущенные концентрации электронов создают продольные электрические поля, которые определяются из уравнений

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E}^l = 0,$$

$$\varepsilon(\omega)\operatorname{div}\mathbf{E}_1^l = 4\pi e n_1, \quad \varepsilon(\omega) = \varepsilon_{01} - \frac{\Omega_0^2}{\omega^2}, \quad y < 0, \quad (21)$$

$$\varepsilon_d \operatorname{div}\mathbf{E}_2^l = 4\pi e n_2, \qquad y > 0.$$

Амплитуда продольных колебаний пропорциональна амплитуде поверхностного плазмона, но их фазы различаются. При этом

$$A_{1y}^l = -\frac{4\pi c j_{iy}}{\omega^2 \varepsilon_1(\omega)}, \quad A_{2y}^l = -\frac{4\pi c j_{2y}}{\omega^2 \varepsilon_d}. \qquad (22)$$

Здесь j_y — продольная составляющая плотности тока в пучке,

$$j_{1y} = 2en_0\omega\left\{\frac{R_1^+}{k_1+k_1^+}\sin[(k_1+k_1^+)y-\alpha] + \frac{R_1^-}{k_1+k_1^-}\sin[(k_1+k_1^-)y+\alpha] + a\,\frac{R_1^+-R_1^-}{k_1^+-k_1}\sin[(k_1^+-k_1)y-\alpha]\right\},$$

$$j_{2y} = 2en_0\omega b\left\{\frac{R_2^-}{(k_2-k_2^-)}\sin[(k_2-k_2^-)y+\alpha] - \frac{R_2^+}{(k_2^+-k_2)}\sin[(k_2^+-k_2)y+\alpha]\right\}.$$

Компоненты поля A_y^l не вносят вклад в граничные условия, поскольку сумма токов смещения и проводимости продольных колебаний в направлении y равна нулю в каждой из сред. Однако тангенциальные составляющие A_x^l создают на границе дополнительные поперечные поля. Действительно, легко убедиться, что тангенциальные составляющие

$$A_x^l = \int \frac{\partial A_y^l}{\partial x}\,dy$$

не удовлетворяют граничным условиям (8). Для выполнения этих условий к полям A_x^l необходимо добавить поперечные поля $\mathbf{A}'$. Поскольку фазовые множители A_x^l такие же, как у j_y, то дополнительные поля должны иметь вид

$$A'_{1x} = B_1\exp(qy)\sin\alpha,$$

$$A'_{1y} = -B_1\exp(qy)\cos\alpha; \quad y < 0;$$

$$A'_{2x} = B_2\exp(-qy)\sin\alpha,$$

$$A'_{2y} = B_2\exp(-qy)\cos\alpha, \quad y > 0. \qquad (23)$$

Они вызывают медленное, по сравнению с периодом колебаний, изменение во времени амплитуды поверхностного плазмона: $A(t)\omega \gg \partial A/\partial t$. Подставив в граничные условия (8) выражения для всех полей $A_{1,2x} = A'_{1,2x} + A^l_{1,2x} + A'_{1,2x}$, $A_{1,2y} = A'_{1,2y} + A^l_{1,2y} + A'_{1,2y}$ и учитывая, что выражения для $A_{1x}^l(0)$ и $A_{2x}^l(0)$ имеют вид

$$A_{1x}^l(0) = \frac{8\pi e n_0 c q}{\varepsilon_1(\omega)\omega}\left\{R_1^+\left[\frac{1}{(k_1+k_1^+)^2} + \frac{a}{(k_1^+-k_1)^2}\right] - R_1^-\left[\frac{1}{(k_1+k_1^-)^2} + \frac{a}{(k_1^--k_1)^2}\right]\right\}\sin\alpha,$$

$$A_{2x}^l(0) = \frac{8\pi e n_0 c q}{\varepsilon_d\omega}\,b\left[\frac{R_2^+}{(k_2^+-k_2)^2} - \frac{R_2^-}{(k_2^--k_2)^2}\right]\sin\alpha, \qquad (24)$$

получим уравнение, описывающее изменение амплитуды поверхностного плазмона во времени

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \gamma A. \qquad (25)$$

Величину γ можно представить в виде

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{(1+\sqrt{1-\kappa})^2}\,(F^- - F^+), \qquad (26)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{\omega_b^2 k_1 q v_1^2}{2\omega^3(\varepsilon_0+\varepsilon_d)}$$

($\omega_b = \left(\frac{4\pi e^2 n_0}{m}\right)^{1/2}$ — плазменная частота электронов в пучке);

$$F^\pm = \frac{1}{\sqrt{1\pm\delta} + \sqrt{1-\kappa\pm\delta}} \times \Bigg\{-[2\pm\delta - 2\sqrt{(1-\kappa)(1\pm\delta)}] \times [2-\kappa-2\sqrt{(1-\kappa)(1-\kappa\pm\delta)}] + \frac{2-\kappa+2\sqrt{(1-\kappa)(1\pm\delta)}}{\left(\sqrt{1-\kappa\pm\delta}-\sqrt{1-\kappa}\right)^2}\,\delta^2\Bigg\}. \qquad (27)$$

В отсутствие потенциального барьера ($\kappa = 0$) γ приобретает вид

$$\gamma = \gamma_0\left(\sqrt{1+\delta} - \sqrt{1-\delta}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{1-\delta^2}} - 3\right). \qquad (28)$$

Зависимость $\frac{\gamma(\delta)}{\gamma_0}$ приведена на рис. 1.

В области малых δ ($\delta \ll 1$) происходит затухание поверхностных плазмонов с декрементом

$$\gamma = -\frac{2\omega_b^2 q v_1}{\omega^2(\varepsilon_0+\varepsilon_d)},$$

которое увеличивается с ростом скорости частиц. При $\omega > \omega_{\text{cr}} = \frac{mv_1^2}{3\sqrt{2}\hbar}$ происходит нарастание амплитуды поверхностного плазмона. Таким образом, неустойчивость носит пороговый характер. При $\delta = 0.96$ имеем

$$\gamma \sim \frac{\omega^2 - bqv_1}{\omega^2(\varepsilon_0+\varepsilon_d)}.$$

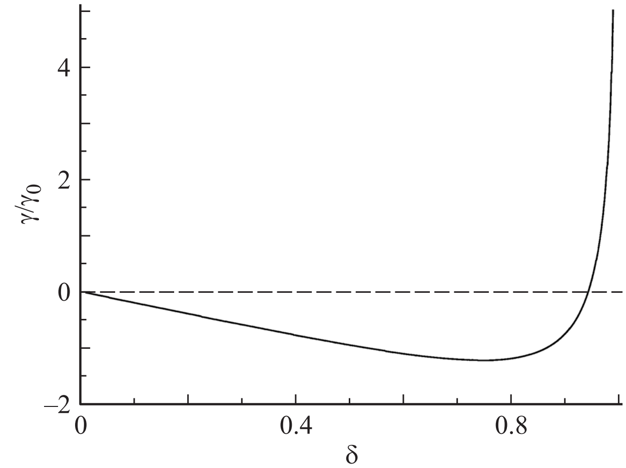

Рис. 1. Зависимость декремента (инкремента) поверхностного плазмона от энергии частицы при фиксированной частоте и в отсутствие потенциального барьера.

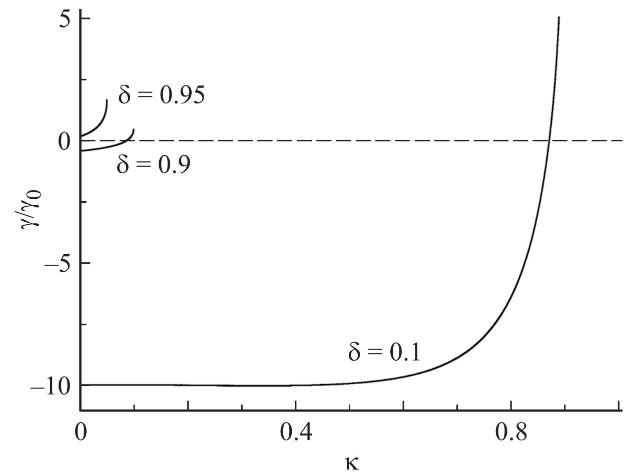

Рис. 2. Зависимость декремента (инкремента) поверхностного плазмона от высоты потенциального барьера при фиксированных энергиях электрона и плазмона.

Если $\delta > 1$, то реальная часть γ становится отрицательной. В этом случае происходит только поглощение поверхностных плазмонов.

На рис. 2 приведена зависимость $\gamma(\kappa)/\gamma_0$ при фиксированных значениях δ. Видно, что в области затухания $(\delta = 0.1)$ наличие потенциального барьера приводит к уменьшению величины декремента, и начиная с некоторых значений высоты потенциального барьера $(\kappa \cong 0.85)$ возникает неустойчивость плазмонов. Такая же картина наблюдается и при $\delta = 0.9$.

В области неустойчивости $(\delta \geq 0.95)$ с ростом высоты потенциального барьера инкремент увеличивается. Заметим, что область значений κ ограничена условием $\kappa \leq 1 - \delta$.

Остановимся далее на случае бесконечно высокого потенциального барьера $(V_0 \gg \mathcal{E})$. Если на границе выполняется условие равенства нулю волновой функции, то из формул (16) и (24) следует, что при $k_2 \to \infty$ имеют место следующие выражения:

$$a = -1, \quad b = 0, \quad R_1^+ = R_1^- = -\frac{\Omega_1}{\omega}, \quad R_2^\pm = 0;$$

$$A_{1x}^l(0) = \frac{2\omega_b^2 k_1 v_1^2 q}{\varepsilon_1(\omega)\omega^4}[\sqrt{1+\delta} - \sqrt{1-\delta}]A \sin\alpha. \tag{29}$$

При этом декремент колебания равен

$$\gamma = -2\gamma_0\lfloor\sqrt{1+\delta} - \sqrt{1-\delta}\rfloor. \tag{30}$$

В случае $\delta \ll 1$ имеем

$$\gamma = -\frac{2\omega_b^2 q v_1}{\omega^2(\varepsilon_0 + \varepsilon_d)}. \tag{31}$$

Аналогичный декремент затухания поверхностных плазмонов можно получить исходя из кинетического уравнения, описывающего взаимодействие плазмонов с потоком заряженных частиц [2].

При бесконечно высоком потенциальном барьере возможно и другое граничное условие, когда на границе $y = 0$ обращается в нуль не волновая функция, а ее производная по y [6]. В этом случае получим, что $a = 1$, $b = 0$, а $R_1^\pm = \frac{\Omega_1 k_1}{\omega k_1^\pm}$,

$$A_{1x}^l(0) = \frac{\omega_b^2 k_1 v_r^2 q}{\varepsilon_d \omega^4}(\sqrt{1+\delta} - \sqrt{1-\delta}) \times \left(\frac{1}{\sqrt{1-\delta^2}} - 1\right) A \sin\alpha. \tag{32}$$

Амплитуда поверхностного плазмона нарастает с инкрементом

$$\gamma = \gamma_0(\sqrt{1+\delta} - \sqrt{1-\delta})\left(\frac{1}{\sqrt{1-\delta^2}} - 1\right). \tag{33}$$

Заключение

Таким образом, механизм взаимодействия поверхностных плазмонов и потоков заряженных частиц проявляется по-разному в зависимости от соотношений между энергией заряженной частицы, высотой потенциального барьера и энергией плазмона. При малых высотах потенциального барьера $V_0 \ll \mathcal{E}$, $V_0 \ll \hbar\omega$ существуют области затухания и нарастания амплитуды поверхностного плазмона, размеры которых определяются величиной $\delta = \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}}$. В работе установлены пороговые значения δ, при которых возникает неустойчивость плазмонов и найдены соответствующие выражения для инкрементов и декрементов колебаний.

Учет потенциального барьера при $V_0 < \mathcal{E}$ приводит к расширению области значений энергии частицы, при которых возникает неустойчивость. Действительно, при $\kappa = 0$ она возникает начиная с $\delta \approx 0.96$, а при наличии $\kappa < 1 - \delta$ она начинается с $\delta = 0.1$.

Бесконечно высокий потенциальный барьер $\kappa \gg 1$ влияет на характер взаимодействия плазмонов с потоком заряженных частиц различным образом в зависимости от граничных условий на волновую функцию. Если на границе сред $y = 0$ волновая функция обращается в нуль, то поверхностные плазмоны затухают. Если на границе сред равна нулю производная по нормали к границе от волновой функции, то возникает неустойчивость поверхностных волн. Она существует в широком интервале значений δ $(0 < \delta < 1)$. Пороговые значения δ в этом случае определяются величиной разброса энергии $\Delta\mathcal{E}$ потока частиц. Разумеется, для развития неустойчивости инкремент колебаний должен превосходить их декремент, обусловленный, например, столкновениями электронов проводимости. Иными словами, необходимо, чтобы выполнялось условие $\gamma > \nu$, где ν — частота столкновений электронов проводимости.

Список литературы

[1] *Яковенко В.М., Яковенко И.В.* // УФЖ. 1984. Т. 29. № 12. С. 1830–1836.

[2] *Яковенко В.М., Яковенко И.В.* // ДАН Украины. 1993. № 3. С. 91–95.

[3] *Яковенко В.М., Яковенко И.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41. № 6. С. 735–745.

[4] *Беленов Э.М., Лускинович П.Н., Соболев А.Г.* и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 1902–1908.

[5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. II. Теория поля. М.: Физматлит, 2006. 534 с.

[6] *Анималу А.* Квантовая теория кристаллических твердых тел. М.: Мир, 1981. 574 с.