УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, В.С. БРЕСЛАВЕЦ, В.В. КНЯЗЕВ, И.В. ЯКОВЕНКО

ИЗЛУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ МОДУЛИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В роботі досліджувалися механізми збудження поверхневих поляритонів потоком заряджених частинок, модульованим на частоті поверхневої хвилі , за умов, коли він рухається по нормалі до межі провідних твердих тіл. При розв’язанні цієї задачі припускалось, що спектр потоку частинок містить дві хвилі просторового заряду. Їх амплітуди визначалися за допомогою додаткових умов для густини та швидкості носіїв на площині, яка знаходиться над межею розподілу середовищ. Застосування цих додаткових умов дозволяє визначити поля перехідного випромінювання через параметри модуляції.В роботі отримано вираз для густини потоку енергії перехідного випромінювання поверхневої хвилі.

Ключові слова: електромагнітні поля , коливання, плазма, напівпровідник, нестійкість, генерування, випромінювання, заряджені частинки, поверхневі хвилі.

В работе исследовались механизмы возбуждения поверхностных поляритонов потоком заряженных частиц, модулированным на частоте поверхностной волны, в условиях, когда он движется по нормали к границе проводящих твердых тел. При решении этой задачи предполагалось, что спектр потока частиц содержит две волны пространственного заряда. Их амплитуды определялись с помощью дополнительных условий для плотности и скорости носителей на плоскости, которая находится над границей раздела сред. Применение этих дополнительных условий позволяет определить поля переходного излучения через параметры модуляции .В работе получено выражение для плотности потока энергии переходного излучения поверхностной волны.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, неустойчивость, генерация, излучение, заряженные частицы, поверхностные волны.

The mechanisms of excitation of surface polaritons by a flux of charged particles modulated at the frequency of a surface wave are studied in the work under conditions when it moves along the normal to the boundary of conducting solid bodies. In solving this problem, it was assumed that the spectrum of the particle flux contains two space-charge waves. Their amplitudes were determined with the aid of additional conditions for the density and velocity of the carriers in the plane that lies above the interface of the media. The use of these additional conditions makes it possible to determine the fields of transition radiation through modulation parameters. An expression for the energy flux density of the transition radiation of a surface wave is obtained.

Keywords: electromagnetic fields, oscillations, plasma, semiconductor, instability, generation, radiation, charged particles, surface waves.

Введение

Задачи преобразования энергии токов, наведенных внешним электромагнитным излучением (ЭМИ) в колебания среды в открытых излучающих структурах приобретают все большее практическое применение. Речь идет о влиянии свойств поверхности на законы дисперсии и спектральную плотность излучения. В частности, возможность изменения пространственных и электромагнитных характеристик границы раздела сред находит свое применение в акустооптике для управления оптическим излучением [1] и в пьезоэлектронике для взаимного преобразования энергии электромагнитных и звуковых колебаний [2]. В настоящей работе исследуется влияние свойств поверхности полуограниченных твердых тел на процессы преобразования поступательного движения заряженных частиц в энергию электромагнитных колебаний в рамках теории переходного излучения, т.е. в более широком частотном диапазоне. Определены механизмы влияния модуляции на спектр поверхностных электромагнитных колебаний и механизмы их возбуждения потоком заряженных частиц, движущихся по нормали к границе. Получены выражения для спектральной плотности энергии переходного излучения в условиях, когда поток заряженных частиц, пересекающий границу раздела сред промодулирован на частоте поверхностной волны. Определены оптимальные условия для возбуждения следующих типов колебаний: поверхностных поляритонов, поверхностных волн на границе сверхпроводник – вакуум ,поверхностных фотонов на периодически неровной границе проводника.

Основные результаты

В работе показано, что использование потока заряженных частиц, модулированного на частоте поверхностной волны, позволяет существенным образом повысить уровень излучения, поскольку процесс излучения носит коллективный характер. Такой способ представляется нам довольно перспективным для возбуждения поверхностных волн различного рода в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Пусть границу $y = 0$ раздела двух сред, направленную вдоль оси абсцисс, пересекает промодулированный на частоте ω, квазинейтральный поток заряженных частиц, движущихся вдоль оси y со скоростью v_0.

Поля, создаваемые потоком в каждой среде, будем описывать следующей системой уравнений:

$$
\begin{aligned}
&\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{i\omega}{c}\mathbf{H}; \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = -\frac{i\omega}{c}\varepsilon\,\mathbf{E} + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j};\\
&\varepsilon\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\, en; \quad \mathbf{j} = en_0(x)\mathbf{v}(x,y) + e\,\mathbf{v}_0 n(x,y);\\
&\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0); \quad \mathbf{H} = (0,0,H_z);\\
&\varepsilon = \varepsilon(y); \quad \varepsilon = \varepsilon_1,\ y \le 0; \quad \varepsilon = \varepsilon_2,\ y > 0,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где e – заряд; $n_0(x)$ – равновесная плотность электронов; n и $\mathbf{v}$ – отклонения плотности и скорости электронов от равновесных значений. Величины n и $\mathbf{v}$ связаны между собой системой линейных гидродинамических уравнений

$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)n+\operatorname{div} n_0\mathbf{v}=0;\qquad \left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)\mathbf{v}=\frac{e}{m}\mathbf{E}. \tag{2}$$

Электронный пучок предполагается ограниченным в направлении x и безграничным в направлении y и z. Поскольку толщина пучка d предполагается малой по сравнению с длиной волны, будем считать, что $n_0(x)=n_{0s}\delta(x)$, где $n_{0s}=n_0 d$ – поверхностная плотность электронов. Для бесконечного «тонкого» пучка полагаем $n(x,y)=n_s(y)\,\delta(x)$; $v_x = 0$. После интегрирования уравнения непрерывности и уравнения Пуассона по толщине пучка, получим

$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)n_s(y)+n_{0s}\frac{\partial}{\partial y}v_y(0,y)=0;$$
$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)v_y(0,y)=\frac{e}{m_E}E_y(0,y); \tag{3}$$
$$\varepsilon(\omega)\,d\,\frac{\partial E_y(0,y)}{\partial y}=4\pi e n_s(y).$$

Здесь мы положили

$$E_x\left(-\frac{d}{2}\right)-E_x\left(\frac{d}{2}\right)\cong E_x(0)-E_x(0)=0.$$

Подставляя в систему (3) зависимость всех переменных величин от y в виде $e^{iq_y y}$, находим при $\omega >> \omega_b$

$$n_s(y)=n_+e^{iq_y^+y}+n_-e^{iq_y^-y};\qquad v_y(y)=\frac{\omega_b}{\omega}\frac{v_0}{n_{os}}\left(n_-e^{iq_y^-y}-n_+e^{iq_y^+y}\right), \tag{4}$$

где $q_y^{\pm}=\dfrac{\omega}{v_0}\pm\dfrac{\omega_b}{v_0}$; $\omega_b^2=\dfrac{4\pi e^2 n_{0s}}{md\varepsilon(\omega)}$. Амплитуды $n_\pm$ медленной и быстрой волн пространственного заряда (ВПЗ) в среде «1» (вакууме) находятся из граничных условий на плоскости $y = -l$. В качестве таковых могут быть выбраны следующие: $v_y(-l)=v_1$; $n_s(-l) = 0$, где v_1 – скорость электрона, возникающая под действием напряжения модуляции. В результате получим

$$v_y(y)=v_1\cos\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)\,e^{i\frac{\omega}{v_0}(y+l)};$$
$$n_\pm^{(1)}=\mp\frac{\omega}{2\omega_b}\frac{v_1}{v_0}n_{0s}e^{iq_y^{\pm}l};$$
$$n_s(y)=-i\frac{n_{0s}v_1\omega}{v_0\omega_b}\sin\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)\,e^{i\frac{\omega}{v_0}(y+l)}; \tag{5}$$
$$j_y(y)=\frac{en_{0s}}{d}v_1\left[\cos\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)-i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)\right]e^{i\frac{\omega}{v_0}(y+l)}.$$

Определим поля, создаваемые модулированным пучком. Поскольку пучок нерелятивистский, то фазовая скорость ВПЗ мала по сравнению со скоростью света, а также по сравнению с фазовой скоростью поверхностной волны. Такие поля можно считать продольными и полагать rot $\mathbf{E}^l = 0$. Представим $\mathbf{E}^l(x,y,\omega)$ в виде

$$\mathbf{E}^l(x,y,\omega)=\int\mathbf{E}^l(q_x,y,\omega)\,e^{iq_x x}dq_x .$$

Воспользовавшись затем уравнением Пуассона (1), где $n(x,y,\omega)=n_s(y,\omega)\,\delta(x)$, получим для продольных полей в каждой из сред следующие выражения:

$$E_x^l(q_x,y,\omega)=\frac{2eq_x}{i\varepsilon}\left(\frac{n_+}{q_+^2}\exp iq_y^+y+\frac{n_-}{q_-^2}\exp iq_y^-y\right);$$
$$E_y^l(q_x,y,\omega)=\frac{2e}{i\varepsilon}\times \tag{6}$$
$$\times\left(\frac{q_y^+}{q_+^2}n_+\exp iq_y^+y+\frac{q_y^-}{q_-^2}n_-\exp iq_y^-y\right),$$

где

$$q_\pm^2=q_x^2+\left(q_y^\pm\right)^2 .$$

Для нахождения амплитуды поверхностной волны к продольным полям (6) необходимо добавить поперечные $\mathbf{E}^t(x,y,\omega)$, которые представляют собой решение однородной системы (1) ($\mathbf{n} = 0$; $y = 0$)

$$E_x^t(x,y,\omega)=\int Be^{i(q_x x+\kappa y)}dq_x;$$
$$E_y^t(x,y,\omega)=-\int\frac{q_x}{\kappa}Be^{i(q_x x+\kappa y)}dq_x; \tag{7}$$
$$\kappa=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-q_x^2},$$

где

$$B=B_1,\quad \kappa=\kappa_1,\quad \operatorname{Im}\kappa_1<0\quad \text{при}\quad y<0;$$
$$B=B_2,\quad \kappa=\kappa_2,\quad \operatorname{Im}\kappa_2>0\quad \text{при}\quad y>0.$$

Неизвестные величины $B_1, B_2, n_\pm^{(2)}$ можно выразить через $n_\pm^{(1)}$, воспользовавшись граничными условиями при $y = 0$. Следует отметить, что кроме электродинамических условий непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля и нормальных составляющих вектора индукции $D_y=\varepsilon E_y+\dfrac{4\pi i}{\omega}j_y$ на границе должны выполнятся гидродинамические условия. Сюда относятся: непрерывность (равенство) плотности частиц и непрерывность потока частиц. Таким образом, граничные условия при $y = 0$ принимают вид

$$B_1+\frac{2eq_x}{i\varepsilon_1}\left(\frac{n_+^{(1)}}{q_{1+}^2}+\frac{n_-^{(1)}}{q_{1-}^2}\right)= \tag{8}$$
$$=B_2+\frac{2eq_x}{i\varepsilon_2}\left(\frac{n_+^{(2)}}{q_{2+}^2}+\frac{n_-^{(2)}}{q_{2-}^2}\right);$$

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1}B_1 = \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2}B_2;$$
$$n_+^{(1)} + n_-^{(1)} = n_+^{(2)} + n_-^{(2)};$$
$$\frac{en_{0s}}{im}\int\frac{q_x B_1}{\kappa_1}dq_x + \omega_{b_1}v_0\left(n_-^{(1)} - n_+^{(1)}\right) = \qquad (9)$$
$$= \frac{en_{0s}}{im}\int\frac{q_x B_2}{\kappa_2}dq_x + \omega_{b_2}v_0\left(n_-^{(2)} - n_+^{(2)}\right).$$

Из соотношений (8) находим

$$B_1 = \frac{\kappa_2\varepsilon_2 q_x}{i(\kappa_1\varepsilon_2 - \kappa_2\varepsilon_1)}\left(A_2 - A_1\right), \qquad (10)$$

$$E_{1x}^t(x,y,\omega) = \frac{\varepsilon_2}{i}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\kappa_2 q_x\left(A_2 - A_1\right)}{\kappa_1\varepsilon_2 - \kappa_2\varepsilon_1}e^{i(q_x x + \kappa y)}dq_x,$$

где $A_\alpha = \frac{2e}{\varepsilon_\alpha}\left(\frac{n_+^{(\alpha)}}{q_{\alpha+}^2} + \frac{n_-^{(\alpha)}}{q_{\alpha-}^2}\right); \quad \alpha = 1,2$.

Используя полюс подынтегрального выражения $\kappa_1\varepsilon_2 - \kappa_2\varepsilon_1 = 0$, где $\varepsilon_1 > 0$; $\varepsilon_2 < 0$; $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$, получим следующую формулу для поля поверхностной волны:

$$E_{1x}^s = \left.\frac{2\pi\,\varepsilon_1^2\varepsilon_2^2\omega^2\left(A_2 - A_1\right)}{c^2\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2\right)\left(\varepsilon_1 + \varepsilon_2\right)^2}\right|_{q_x = q_{xs}}\cdot e^{i(q_{xs}x + \kappa_s y)}, \qquad (11)$$

где $q_{xs} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$; $\kappa_s = \frac{\omega}{c}\frac{\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$; $\operatorname{Im}\kappa_s > 0$.

Из условия (9) находим значение $A_2 - A_1$ и при $\frac{\omega^2}{v_0^2} >> q_{xs}^2$ имеем

$$A_2 - A_1 = \frac{2ev_0v_1\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2\right)n_{0s}}{\omega^2\varepsilon_1\varepsilon_2}\times$$
$$\times\left(2\cos\beta - i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\beta\right)e^{i\frac{\omega}{v_0}l}; \quad \beta = \frac{\omega_b}{v_0}l. \qquad (12)$$

Таким образом, амплитуда поверхностной волны определяется величиной потока частиц через границу $y = 0$.

Окончательные выражения для тангенциальной составляющей электрического поля поверхностной волны и вектора Пойтинга $S_x = \frac{c}{8\pi}\operatorname{Re}E_y H_z^*$ в среде «1» принимают вид

$$E_{1x}^s(x,y,\omega) = \frac{4\pi\,ev_0v_1n_{0s}\varepsilon_1\varepsilon_2}{c^2\left(\varepsilon_1 + \varepsilon_2\right)^2}\times$$
$$\times\left(2\cos\beta - i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\beta\right)e^{i\left(q_{xs}x + \kappa_s y + \frac{\omega}{v_0}l\right)}; \qquad (13)$$
$$S_x = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\left|\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\left(\varepsilon_1 + \varepsilon_2\right)\right|}\left|E_{1x}^s\right|^2.$$

Видно, что значение плотности потока энергии поверхностной волны осциллирует в зависимости от соотношения между периодом ленгмюровских колебаний электронов пучка и временем пролета частицей $\tau = l/v_0$ пространства l, отделяющего плоскость модуляции от границы раздела сред. Это связано с тем, что ленгмюровские колебания переносятся в пространстве со скоростью v_0 и длина волны оказывается равной $\frac{2\pi\,v_0}{\omega_b}$. По условиям модуляции при $y = -l$ поток частиц минимален. Таким образом, при $\beta = N\pi$ ($N = 1,2,3$) на расстоянии l укладывается целое число полуволн и S_x – минимально. При $\beta = \frac{\pi}{2}\left(2N + 1\right)$ на этом расстоянии укладывается целое число четвертей волн. В этом случае на границе $y = 0$ создается максимальный поток частиц и S_x также достигает наибольшей величины, так как $\frac{\omega^2}{4\omega_b^2} >> 1$.

Приведем для сравнения выражение для плотности потока энергии поверхностной волны, возбуждаемой заряженной лентой. Поскольку ширина ленты L меньше длины волны, то плотность заряда можно представить в виде $en(x,y,t) = en_1\delta\left(y - v_0t\right)\delta\left(x\right)$, где en_1 – плотность на единицу длины ленты. Легко показать, что продольное поле в каждой среде, создаваемое пространственно-временной гармоникой $n(x,y,\omega) = \frac{n_1}{L}e^{i\frac{\omega}{v_0}y}\delta\left(x\right)$, запишется

$$E_x^l(q_x,y,\omega) = \frac{2\,eq_xv_0^2n_{0s}}{i\omega^2\varepsilon}e^{i\frac{\omega}{v_0}l};$$
$$E_y^l(q_x,y,\omega) = \frac{\omega}{q_xv_0}E_x(q_x,y,\omega), \qquad (14)$$

где $n_{0s} = \frac{n_1}{L}$; $\omega^2 >> q_x^2v_0^2$. В этом случае E_{1x}^s – компонента поля поверхностной волны оказывается равной

$$E_{1x}^s(x,y,\omega) = \frac{4\pi\,en_{0s}v_0^2\varepsilon_1\varepsilon_2}{c^2\left(\varepsilon_1 + \varepsilon_2\right)^2}e^{i\left(q_{xs} + \kappa_s y\right)}. \qquad (15)$$

Видно, что при условии $\frac{v_1}{v_0} >> \frac{\omega_b}{\omega}$ максимальное значение амплитуды поля, создаваемого модулированным пучком, может значительно превышать поле, возникающее в результате переходного излучения заряженной ленты.

В заключение оценим величину плотности потока энергии поверхностной волны для различных значений диэлектрических проницаемостей граничащих сред: $\varepsilon_1 = 1$; $\varepsilon_2 = \varepsilon(\omega)$. В случае плазмоподобных сред (металлы, полуметаллы, полупроводники) $\varepsilon(\omega)$ имеет вид

$$\varepsilon\left(\omega\right) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega\left(\omega + i\nu\right)},$$

где ω_0 – ленгмюровская частота электронов проводимости; ν – частота столкновений; ε_0 – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки. Частота поверхностной волны ω (частота модуляции) должна удовлетворять условию $\omega_p > \omega > \nu$, где $\omega_p = \frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0}}$. Поскольку ε_0 и ω_0 меняются в очень широких пределах (например, $\varepsilon_0 = \left(1 \div 100\right)$; $\omega_0 = \left(10^{13} \div 10^{15}\right)$ с$^{-1}$), то легко можно добиться выполнения условий $\left|\varepsilon(\omega)\right| >> 1$. В этом случае выражение для плотности потока энергии принимает вид

$$S_x = S_0\left(4\cos^2\beta + \frac{\omega^2}{\omega_b^2}\sin^2\beta\right),\quad S_0 = \frac{2\pi\, e^2 v_0^2 v_1^2 n_0^2 d^2}{c^3\left|\varepsilon(\omega)\right|}. \tag{16}$$

Для электронного пучка с параметрами: $v_0 = 3\cdot 10^9$ см·с$^{-1}$, $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, $d = 2\cdot 10^{-2}$ см при $v_1 = 3\cdot 10^8$ см·с$^{-1}$ получим

$$S_0 = \frac{1}{|\varepsilon|}\cdot 1{,}8\cdot 10^4 \mathrm{CGSE} = \frac{1{,}8}{|\varepsilon|}\cdot 10^{-3}\ \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}.$$

Положим $\omega = 10^{12}$ с$^{-1}$. Для полупроводников типа InSb с $\varepsilon_0 = 16$ и эффективной массой электронов проводимости $m_e = 10^{-29}$ г при температуре жидкого азота $\nu = 10^{11}$ с$^{-1}$ и концентрации электронов проводимости $N_0 = 10^{14}$ см$^{-3}$ $\left|\varepsilon(\omega)\right| \cong 14 >> 1$ получим в условиях резонанса $\beta = \frac{\pi}{2}(N+1)$; $S_x^{\max} = 42{,}8\ \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$.

Для металлов с $\omega_0^2 = 3\cdot 10^{31}$ с$^{-2}$, на частоте $\omega = 10^{13}$ с$^{-1}$, $S^{\max} = 20\ \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2}$. Эта величина вполне обнаружима.

Как известно, на границе сверхпроводник – вакуум существует поверхностная электромагнитная волна.

Дело в том, что сверхпроводящий конденсат дает существенный вклад в мнимую часть проводимости $\sigma(\omega)$, которая связана с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ соотношением $\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi i\sigma(\omega)}{\omega}$. При этом вещественная часть $\sigma(\omega)$ определяется нормальными возбуждениями, число которых при низких температурах оказывается экспоненциально малым. Поэтому при выполнении неравенств

$$\hbar\omega < 2\Delta;\quad \exp(-\Delta/T) << 1, \tag{17}$$

вещественная часть проводимости меньше ее мнимой части, что создает предпосылки для распространения поверхностной волны. Здесь 2Δ – ширина сверхпроводящей щели; T – температура в энергетических единицах. В частности, в «грязных» сверхпроводниках (например в высокосверхтемпературных) , наряду с неравенствами (7.79) выполняются условия $\omega << \nu$; $\Delta << \hbar\nu$, и поверхностные поляритоны могут распространяться с частотами вплоть до $\omega = \left(10^{12} \div 10^{13}\right)$ с$^{-1}$. Можно показать, что при $\omega << \omega_0$ диэлектрическая проницаемость приобретает вид $\varepsilon(\omega) \cong -\frac{\pi\,\Delta}{\hbar\nu}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, где $|\varepsilon| >> 1$. В этом случае получим

$$S_0 = \frac{2\, e^2 v_0^2 v_1^2 n_0^2 d\ \hbar\nu\ \omega^2}{c^3\Delta\omega_0^2}. \tag{18}$$

По наблюдению переходного излучения можно судить о величине энергетической щели. Заметим, что в нормальном состоянии поверхностные поляритоны в таких материалах не существуют.

Остановимся теперь на переходном излучении поверхностных волн модулированным потоком, пересекающим границу идеального проводника с периодически неровной поверхностью $y = \xi(x)$; $\xi(x) = \xi_0 \sin qx$, где ξ_0 – высота неровности; $2\pi/q$ – период неоднородности. Вдоль оси z поверхность предполагается однородной. В этом случае компоненты поперечного поля $\mathbf{E}^t(x,y,z)$ запишутся

$$E_x^t(x,y,\omega) = \sum_n \int_\infty A_n e^{i\left[(q_x+qn)x+\kappa_n y\right]} dq_x,$$
$$E_y^t(x,y,\omega) = -\sum_n \int_\infty \frac{(q_x+qn)}{\kappa_n}\times A_n e^{i\left[(q_x+qn)x+\kappa_y n\right]} dq_x, \tag{19}$$

где n – целые числа; $\kappa_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (q_x+qn)^2}$. Учитывая малый параметр $\xi_0 q << 1$, можно перенести граничные условия – равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности $y = \xi(x)$ – на плоскость $y = 0$ и представить в виде

$$E_x(x,0) + \frac{\partial E_x}{\partial y}(x,0)\,\xi_0 \sin qx + E_y(x,0)\,\xi_0 q\cos qx = 0. \tag{20}$$

Подставляя сюда выражения для продольных (6) и поперечных (20) полей, получим бесконечную систему алгебраических уравнений, связывающих гармоники A_n с продольными полями. Ограничиваясь рассмотрением вклада в поле поперечной волны только гармоники A_0, получим

$$E_x^t(x,y,\omega) = \frac{2iev_0v_1}{\omega^2}n_{0s}\left(2\cos\beta - i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\beta\right) - \int_{-\infty}^{\infty}\frac{q_x e^{i(q_x x+\kappa_0 y)}}{F(\omega,q_x,q)}dq_x, \tag{21}$$

где

$$F(\omega,q_x,q) = 1 + \frac{\xi_0^2 q^2}{4}\left[\left(\frac{\kappa_0}{q} + \frac{q_x}{\kappa_0}\right)\times\left(\frac{\kappa_{-1}}{q} + \frac{q-q_x}{\kappa_{-1}}\right) + \left(\frac{\kappa_0}{q} - \frac{q_x}{\kappa_0}\right)\left(\frac{\kappa_1}{q} + \frac{q+q_x}{\kappa_1}\right)\right].$$

Наибольший интерес представляет резонансный случай, когда совпадают волновые числа κ_0 и κ_{-1}. При этом $q = 2q_x$ и амплитуда поля E_x^t является максимальной. Взяв вычет в точке $F = 0$, находим компоненты поля поверхностной волны

$$E_x^s(x,y,\omega) = \frac{2\pi\, ev_0v_1\omega^2}{c^4}\xi_0^2 n_{0s}\times\left(2\cos\beta - i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\beta\right)e^{i(q_{xs}x+\kappa_0 y)}; \tag{22}$$
$$E_y^s = -i\frac{c}{\omega\,\xi_0}E_x^s.$$

Выражение для плотности потока энергии, по-прежнему, определяется формулой (16), где

$$S_0 = \frac{\pi\, e^2 v_0^2 v_1^2}{2c^5}\omega^2 \xi_0^2 d^2 n_0^2 . \qquad (23)$$

Сравнение выражений (16) и (23) показывает, что излучение поверхностных волн над периодически неровной идеально проводящей границей может превосходить излучение поверхностных поляритонов в плазменной среде с высокой концентрацией электронов проводимости $\left(\frac{1}{|\varepsilon|} \sim \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)$ при условии $\xi_0 > \frac{c}{\omega_0}$. Так, на частоте $\omega \sim 10^{12}$ с$^{-1}$ высота неровности ξ_0 должна быть порядка 10^{-3} см, а $\frac{c}{\omega_0} \approx 10^{-5}$ см для металлов. При этом $S^{\max}$ достигает нескольких Вт/см^2.

Приведенные примеры различных сред, на границе которых могут существовать поверхностные волны, показывают реальную возможность их возбуждения с помощью модулированного электронного пучка.

Выводы:

1 Определены механизмы влияния модуляции на спектр поверхностных электромагнитных колебаний и механизмы их возбуждения потоком заряженных частиц, движущихся по нормали к границе.

2 Получены выражения для спектральной плотности энергии переходного излучения в условиях, когда поток заряженных частиц, пересекающий границу раздела сред промодулирован на частоте поверхностной волны.

3 Определены оптимальные условия для возбуждения следующих типов колебаний: поверхностных поляритонов, поверхностных волн на границе сверхпроводник – вакуум, поверхностных фотонов на периодически неровной границе проводника.

4 Установлено, что использование потоков заряженных частиц, модулированных на частоте поверхностной волны, позволяет существенным образом повысить уровень излучения, поскольку процесс излучения носит коллективный характер. Такой способ представляется довольно перспективным для возбуждения поверхностных волн в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Проведенный сравнительный анализ спектральной плотности переходного излучения показал, что излучение поверхностных волн на периодически неровной идеально проводящей границе может превосходить излучение поверхностных поляритонов в плазменной среде с высокой концентрацией электронов проводимости .

Список литературы:

1. *Белецкий Н.Н.* Электромагнитные явления СВЧ – диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах / *Н.Н. Белецкий, В.М. Светличный, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко*. – Киев.: Наукова думка, 1991.– 216 с.

2. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов / *С. Зи*. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

3. *Михайлов М.И.* Электромагнитные влияния на сооружения связи / *М.И. Михайлов, Л.Д. Разумов, С.А. Соколов*. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с.

4. *Стил М.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела / *М. Стил, Б. Вюраль*. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с.

5. *Мырова Л.О.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям / *Л.О. Мырова, А.З. Чепиженко*. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с.

6. *Кравченко В.И.* Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / *В.И. Кравченко, В.И. Яковенко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». – 2009. – № 11. – С. 62–69.

7. *Кравченко В.И.* Возбуждение электромагнитных колебаний в 2-D электронных структурах токами, наведенными внешним излучением / *В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 154–161.

8. *Кравченко В.И.* Генерация электромагнитных колебаний полупроводниковой структуры в условиях стороннего электромагнитного воздействия / *В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». –2012. – № 21. – С. 161–169**.**

9. *Кравченко В.И.* Влияние потока заряженных частиц. Наведенного внешним электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / *В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 83–89.

10. *Кравченко В.И.* Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковой сверхрешетки / *В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 89–96.

11. *Кравченко В.И.* Затухание поверхностных колебаний полупроводниковых структур электрорадиоизделий в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / *В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 96–103.

12. *Кравченко В.И.* Кинетические механизмы взаимодействия поверхностных колебаний с электронами проводимости полупроводниковых структур в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / *В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев* // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С.103–111.

References (transliterated)

1. Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M. Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p.

2. Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p.

3. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p.

4. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p.

5. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.

6. Kravchenko V.I., Jakovenko V..I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhih jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. pp. 62–69.

7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vozbuzhdenie jelektromagnitnyh kolebanij v 2-D jelektronnyh strukturah tokami, navedennymi vneshnim izlucheniem. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 154–161.

8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Generacija jelektromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoj struktury v uslovijah storonnego jelektromagnitnogo vozdejstvija. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 161–169.

9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjazhennyh chastic. Navedennogo vneshnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhih jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89.

10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovoj sverhreshetki. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 89–96.

11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovyh stuktur jelektroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 96–103.

12. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodejstvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovyh struktur v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 13.03.2017

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Випромінювання поверхневих полярітонів модульованим потоком заряджених частинок / В.І. Кравченко, В.С. Бреславець, В.В. Князев, І.В Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. − № 15 (1237). − С. 56-61. − Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Излучение поверхностных поляритонов модулированным потоком заряженных частиц / В.И. Кравченко, В.С. Бреславец, В.В. Князев, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. − № 15 (1237). − С. 56-61. − Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Radiation of surface polaritons by a modulated flow of charged particles / V.I. Kravchenko ,V.S. Breslavets, V.V. Knyazev, I.V. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 15 (1237). − С. 56-61. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2079-0740.

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Кравченко Володимир Іванович – доктор технічних наук, професор, директор НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Бреславець Віталій Сергійович – кандидат технічних наук, доцент, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Бреславец Виталий Сергеевич – кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Breslavets Vitaliy Sergeevich – Candidate of Technical Sciences, Docent, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Князєв Володимир Володимирович – провідний науковий співробітник, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел .: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Князев Владимир Владимирович – ведущий научный сотрудник, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Kniyaziev Volodymyr Volodymyrovych – Candidate of Technical Sciences (Ph. D.), senior staff scientist, principal scientist, NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Яковенко Ігор Володимирович – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ». тел. (057) 707 66 18, e-mail: yakovenko60IV@mail.ru

Яковенко Игорь Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@mail.ru

Yakovenko Igor Vladimirovich – Doctor of Physico-Matematic Sciences, Professor, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@mail.ru