

УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, И.В. ЯКОВЕНКО**ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СЛОЯ ТОКАМИ, НАВЕДЕННЫМИ ВНЕШНИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Построена теория взаимодействия потока заряженных частиц с плазмонами, которые существуют в двумерном электронном 2D газе на границе раздела сред с различными электромагнитными свойствами. Предполагается, что электроны в потоке, пересекающем область локализации двумерного электронного слоя, представляют собой волновой пакет, энергия которого мала по сравнению с энергией плазмона. Поэтому взаимодействие плазмонов и электронов описывается в рамках квантово-механического подхода. Подобное взаимодействие приводит к трансформации энергии наведенных токов в энергию колебаний двумерного слоя, т.е их неустойчивости. В работе определены инкременты неустойчивостей такого рода.

Показана возможность использования полученных результатов при оценке работоспособности радиоизделий в условиях воздействия внешнего электромагнитного излучения

Ключевые слова: электромагнитное поле, поток заряженных частиц, электронный газ, черенковское излучение, потенциальный барьер, неустойчивость электромагнитных колебаний.

В.И. КРАВЧЕНКО, И.В. ЯКОВЕНКО**ЗБУДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ ДВОВИМІРНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ШАРУ СТРУМАМИ, НАВЕДЕНИМИ ЗОВНІШНІМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ**

Побудовано теорію взаємодії потоку заряджених частинок з плазмонами, які існують в двовимірному електронному 2D газі на кордоні розподілу середовищ з різними електромагнітними властивостями. Передбачається, що електрони в потоці, що перетинає область локалізації двовимірному електронного шару, представляють собою хвильовий пакет, енергія якого мала в порівнянні з енергією плазмона. Тому взаємодія плазмонів і електронів описуються в рамках квантово-механічного підходу. Подібна взаємодія призводить до трансформації енергії наведених струмів в енергію коливань двовимірному шару, тобто їх нестійкості. В роботі визначені інкремент неустойчивостей такого роду.

Показана можливість використання отриманих результатів при оцінці працездатності радіовиробів в умовах впливу зовнішнього електромагнітного випромінювання

Ключові слова: електромагнітне поле, потік заряджених частинок, електронний газ, черенковское випромінювання, потенційний бар'єр, нестійкість електромагнітних коливань.

V.I. KRAVCHENKO, I.V. YAKOVENKO**EXCITATION OF OSCILLATIONS OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON LAYER BY CURRENTS INDUCED BY EXTERNAL RADIATION**

Theory of interaction of a flow of charged particles with plasmons existing in two-dimensional gas at an interface between media with different electromagnetic properties is developed. It is assumed that electrons in a flow intersecting an area of localization of two-dimensional electron layer represent a wave packet which energy is small comparing to the energy of plasmon. Therefore, interaction of plasmons with electrons is described in the framework of quantum-mechanical approach. Such an interaction results in transformation of energy of induced currents into an energy of oscillations of two-dimensional layer, i.e. to their instability. In the work, increments of instabilities of such type are determined. The possibility to use obtained results for estimation of serviceability of radio products in conditions of effects of external electromagnetic radiation is shown.

Key words: electromagnetic field, flow of charged particles, electron gas, Cherenkov radiation, potential barrier, instability of electromagnetic oscillations.

Введение

Известно, что интерес к структурам, в которых образуется двумерный (2D) электронный слой, связан с их уникальными свойствами (квантовый эффект Холла, особенности фазовых переходов и т.д.) В последние годы, в связи с созданием наноструктур, исследования этих свойств становятся особенно актуальными. В частности, при определении механизмов формирования ультратонких слоев важным является изучение плазменных колебаний, обусловленных коллективным поведением 2D газа.

В настоящей работе исследуется механизм взаи-

модействия потока заряженных частиц, наведенных внешним электромагнитным излучением с плазменными колебаниями 2D электронного слоя. При этом основное внимание уделялось влиянию границы на поведение частиц пучка. Исследована возможность использования полученных результатов при оценке работоспособности радиоизделий при наличии наведенных токов условиях воздействия внешнего электромагнитного излучения.

Основные результаты

Рассмотрим плазмopodobный слой толщиной $2a$,

© В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, 2018

окруженный средами с диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 . Пусть ось OX направленно параллельно, а OY – перпендикулярно границам слоя, так что слой занимает пространство $-a \leq y \leq a$. Поведение электронов будем описывать уравнением Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2 \psi_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_k}{\partial y^2} \right) + (\epsilon_k - U(y)) \psi_k = 0, \quad (1)$$

где ϵ_k – энергия частицы, m_e – эффективная масса, $V(y)$ – потенциальный барьер: $U(y) = -U_0$ при $-a \leq y \leq a$. Вне слоя $y > a$, $y < -a$ потенциальный барьер отсутствует. Покажем, что в поле этого потенциала существуют поверхностные электронные состояния. Учет конечной толщины барьера позволяет уточнить условия существования поверхностных электронных состояний.

Для нахождения спектра электронных состояний представим решение уравнения (1) в следующем виде:

$$\begin{aligned} y > a; \psi_k &= A_k e^{-\chi y + ik_x x}; \chi = \sqrt{k_x^2 - \frac{2m_e \epsilon_k}{\hbar^2}} > 0. \\ -a \leq y \leq a, \psi_k &= (B_k e^{iky} + C_k e^{-iky}) e^{ik_x x}; \\ y < -a; \psi_k &= D_k e^{\chi y + ik_x x}, \quad k = \sqrt{\frac{2mU_0}{\hbar^2} - \chi^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Видно, что волновая функция осциллирует, а вне слоя ее амплитуда убывает по экспоненциальному закону. Воспользовавшись условиями непрерывности волновых функций и их производных на плоскостях $y = \pm a$, получим дисперсионное соотношение в виде:

$$\chi = k \operatorname{tg} ka. \quad (3)$$

При этом: $2B_k \cos ka = A_k e^{-\chi a}$; $C_k = B_k$; $D_k = A_k$.

При условии $ka \ll 1$ из формулы (3) находим спектр поверхностных электронных состояний $\chi = \frac{2mU_0}{\hbar^2} a$. Таким образом, условие существования поверхностных состояний с законом дисперсии

$$\epsilon_k = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} - \frac{2m_e U_0^2 a^2}{\hbar^2} \quad (4)$$

определяется неравенством:

$$\frac{\hbar^2}{2m_e a^2} \gg U_0.$$

Область локализации электронов превосходит толщину слоя $2a$. Полагая, что зависимость потенциального барьера имеет вид $U(y) = -V_0 \delta(y)$; $V_0 > 0$ и учитывая равенство волновых функций на границе и разрыв их производных, получим следующий закон дисперсии поверхностных электронных состояний:

$$\epsilon_k = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} - \frac{m_e V_0^2}{2\hbar^2}. \quad (5)$$

Если ввести обозначения $\chi_0 = \sqrt{\frac{2mU_0}{\hbar^2}}$; $\frac{\chi}{\chi_0} = \eta$,

то уравнение (4) можно представить в виде:

$$\eta = \sqrt{1 - \eta^2} \operatorname{tg} \left(\chi_0 a \sqrt{1 - \eta^2} \right). \quad (6)$$

Зависимость $\eta(\chi a)$, определяющая область суще-

ствования поверхностных электронных состояний, представляет собой набор кривых, аналогичных дисперсионным характеристикам для электромагнитных полей, распространяющихся в слое диэлектрика. Ограничимся случаем $\chi_0 a \ll 1$. Принимая во внимание, что плотность электронов $N(y) = \sum_k \psi_k^* \psi_k$, получаем

$$N(y) = N_0 e^{-2\chi|y|}. \quad (7)$$

Предполагается, что электроны в слое компенсируются фоном положительно заряженных частиц.

Предположим далее, что через слой проходит внешний поток электронов из области «1» в область «2». Частицы в пучке описываются волновыми функциями:

$$\begin{aligned} \psi_0^{(p)} &= f_p \exp i(k_{yp} y - \omega_{k_0} t); \quad \omega_{k_0} = \frac{E_{k_0}}{\hbar}; \\ k_1 = k_2 &= -k_3; \quad k_0 = \sqrt{\frac{2mE_{k_0}}{\hbar^2}}, \end{aligned} \quad (8)$$

где E_{k_0} – энергия частицы, падающей на слой, m – ее масса, индексы $p = 1, 2, 3$ соответствуют волновым функциям для падающих, прошедших и отраженных частиц. Связь амплитуд волновых функций $\psi_0^{(p)}$ определяется из граничных условий. Полагая, что толщина слоя бесконечно мала, считаем, что зависимость потенциала $U(y)$ имеет δ -образный характер. Граничные условия для $\psi_0^{(p)}$ при $y = 0$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_0^{(1)} + \psi_0^{(3)} &= \psi_0^{(2)}; \\ \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial \psi_0^{(1)}}{\partial y} + \frac{\partial \psi_0^{(3)}}{\partial y} - \frac{\partial \psi_0^{(2)}}{\partial y} \right) &= V_0 \psi_0^{(2)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из выражения (9) получаем $f_2 = \frac{k_0}{k_0 - i\chi} f_1$,

$f_3 = \frac{i\chi}{k_0 - i\chi} f_1$. Амплитуда связана с концентрацией

электронов в пучке соотношением $|f_1|^2 = n_0$.

Для описания взаимодействия потока частиц с электромагнитными колебаниями, обусловленными коллективным поведением $2D$ электронного газа, будем исходить из следующей системы уравнений для каждой из сред:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= 0; \\ \operatorname{div} \epsilon(y) \vec{E} &= 4\pi e(n + N); \\ e \frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J} &= 0; \\ e \frac{\partial n^{(p)}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}^{(p)} &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $n^{(p)}$, $\vec{j}^{(p)}$, N , \vec{J} – неравновесные концентрации носителей и токи, создаваемые полями в пучке и слое.

Систему уравнений (10) необходимо дополнить материальными уравнениями. Концентрацию в пучке определим через возмущенную $\Psi^{(r)}$ и невозмущенную $\Psi_0^{(p)}$ волновые функции электронов и векторный потенциал A , связанный с электрическим полем соотно-

шением $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$; ($r = 1, 2$) (калибровка выбрана

таким образом, чтобы скалярный потенциал $\varphi = 0$). Возмущенная волновая функция $\Psi^{(r)}$ в первом приближении по A находится из уравнений Шредингера для каждой из сред:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Psi^{(1)}}{\partial t} - H^{(0)} \Psi^{(1)} &= H^{(1)} (\Psi_0^{(1)} + \Psi_0^{(3)}); \quad y < 0; \\ H^{(0)} &= -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m}; \quad H^{(1)} = \frac{ie\hbar}{2mc} (\vec{\nabla} \vec{A}_1 + \vec{A}_1 \vec{\nabla}); \\ \hbar \frac{\partial \Psi^{(2)}}{\partial t} - H^{(0)} \Psi^{(2)} &= H^{(2)} \Psi_0^{(2)}; \quad y > 0, \quad (11) \\ H^{(2)} &= \frac{ie\hbar}{2mc} (\vec{\nabla} \vec{A}_2 + \vec{A}_2 \vec{\nabla}). \end{aligned}$$

Тогда концентрации электронов и токи в пучке можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} n &= n^{(1)} + n^{(3)}; \quad n^{(p)} = \Psi_0^{(p)} \Psi^{(1)*} + \Psi_0^{(p)*} \Psi^{(1)}; \quad p = 1, 3; \quad y < 0; \\ \vec{j} &= \vec{j}^{(1)} + \vec{j}^{(3)}; \\ \vec{j}^{(p)} &= \frac{ie\hbar}{2m} \{ \Psi^{(1)} \nabla \Psi_0^{(p)*} - \Psi^{(1)*} \nabla \Psi_0^{(p)} + \Psi_0^{(p)} \nabla \Psi^{(1)*} - \\ &- \Psi_0^{(p)*} \nabla \Psi^{(1)} \} - \frac{e^2}{mc} |f_p|^2 A_1; \quad p = 1, 3; \\ n &= n^{(2)}; \quad n^{(2)} = \Psi_0^{(2)} \Psi^{(2)*} + \Psi_0^{(2)*} \Psi^{(2)}; \quad y > 0; \quad (12) \\ \vec{j} &= \vec{j}^{(2)}; \\ \vec{j}^{(2)} &= \frac{ie\hbar}{2m} \{ \Psi^{(2)} \nabla \Psi_0^{(2)*} - \Psi^{(2)*} \nabla \Psi_0^{(2)} + \Psi_0^{(2)} \nabla \Psi^{(2)*} - \\ &- \Psi_0^{(2)*} \nabla \Psi^{(2)} \} - \frac{e^2}{mc} |f_p|^2 A_2. \end{aligned}$$

Ток в слое $\vec{J} = [\vec{J}, 0]$ определяется следующим соотношением:

$$J = -\frac{e^2 N(y)}{m_e c} A_{1x}.$$

Пространственную дисперсию проводимости слоя, обусловленную переходами электронов между различными состояниями вследствие их рассеяния на потенциале мы учитываем, полагая температуру электронов равной нулю.

На границе раздела сред $y = 0$ выполняются электродинамические условия:

$$\begin{aligned} A_{1x}(0) &= A_{2x}(0); \\ \varepsilon_{01} \frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial t^2} + \varepsilon_{02} \frac{\partial^2 A_{2y}}{\partial t^2} + 4\pi c (\vec{j}_y^{(1)} + \vec{j}_y^{(3)} - \vec{j}_y^{(2)}) &= \\ &= \frac{4\pi e^2 N_0 d}{m} \frac{\partial A_{1x}}{\partial x}; \\ d &= \frac{\hbar^2}{mV_0}, \end{aligned} \quad (13)$$

а также условия для возмущенных волновых функций электронов пучка:

$$\Psi^{(1)}(0) = \Psi^{(2)}(0);$$

$$\left. \frac{\partial \Psi^{(1)}}{\partial y} - \frac{\partial \Psi^{(2)}}{\partial y} \right|_{y=0} = 2\chi \Psi^{(1)}(0)$$

Поскольку взаимодействие волн и частиц предполагается слабым, то решение приведенных уравнений находится методом последовательных приближений. В первом приближении полагаем концентрацию электронов пучка и частоту столкновений равной нулю $n_0 \rightarrow 0$; $\nu \rightarrow 0$. Тогда решение системы уравнений Максвелла и материальных уравнений можно представить через величину векторного потенциала.

Поскольку $\text{rot} \vec{A} = 0$; $\text{div} \vec{A} = 0$ имеем:

$$\begin{aligned} A_{1x} &= A e^{-\alpha y} \cos \alpha; \quad A_{1y} = -A e^{-\alpha y} \sin \alpha; \quad y > 0; \\ A_{2x} &= A e^{\alpha y} \cos \alpha; \quad A_{2y} = A e^{\alpha y} \sin \alpha; \quad y < 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\alpha = qx - \omega_s t + \theta, \quad \omega_s = \left[\frac{4\pi e^2 N_0 qd}{m_e (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \right]^{\frac{1}{2}} = \omega_0 \left[\frac{qd}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

– частота плазмонов двумерного электронного газа,

$\omega_0 = \left[\frac{4\pi e^2 N_0}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} N_0 d = N_{0s}$ – поверхностная плотность заряда.

Если диэлектрические проницаемости сред 1 – 2 обладают частотной дисперсией $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$ то час-

тота поверхностных плазмонов $\omega_s = \frac{\Omega_s}{\sqrt{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}}$, где

$$\Omega_s = \sqrt{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \omega_0^2 qd}.$$

Учтем теперь конечную плотность пучка и получим уравнение, описывающее медленное изменение во времени амплитуды поля плазмона $\left| \frac{\partial A}{\partial t} \right| \ll \omega_s A$.

Для этого необходимо, подставив в правую часть уравнений (12) выражения для потенциала (13), найти их решения, удовлетворяющие граничному условию. Затем следует найти возмущенные концентрации электронов и токи в пучке, создаваемые продольным пучком и удовлетворить граничным условиям.

Решение уравнения Шредингера представляет собой сумму решений однородного и неоднородного уравнений. Из правой части уравнений (11) следует, что их решения описывают состояния электронов с энергиями $\hbar\omega_{\pm} = \hbar(\omega_{k_0} \pm \omega_s)$, возникающими в результате их взаимодействия с плазмонами. Поэтому, возмущенным волновым функциям $\psi^{(r)}$ в дальнейшем снизу будем приписывать индексы «+» или «-». Тогда $\psi^{(r)} = \psi_+^{(r)} + \psi_-^{(r)}$. Таким образом, решения уравнений (11) с граничными условиями принимают вид:

$$\begin{aligned} \psi_{\pm}^{(1)} &= -i \frac{\Omega}{2\omega_s} \psi_0^{(1)} F_1^{\pm} e^{\pm i\alpha}; \\ \psi_{\pm}^{(2)} &= i \frac{\Omega}{2\omega_s} \psi_0^{(2)} F_2^{\pm} e^{\pm i\alpha}; \\ F_1^{\pm} &= \left(1 - \frac{k_0 + i\chi}{k_{\pm} - i\chi} \right) e^{-i(k_0 + k_{\pm})y} - e^{qy} \left[1 - \frac{i\chi}{k_0 - i\chi} e^{-2ik_0 y} \right]; \\ F_2^{\pm} &= \left(\frac{k_0 + i\chi}{k_{\pm} - i\chi} \right) e^{i(k_{\pm} - k_0)y} - \frac{k_0}{k_0 - i\chi} e^{-qy}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь

$$\hbar\Omega = \frac{ev_0 A}{c}, \quad v_0 = \frac{\hbar k_0}{m}, \quad k_{\pm} = \sqrt{k_0^2 \pm \frac{2m\omega_s}{\hbar}}.$$

Тогда выражения для концентрации $n^{(p)} = n_+^{(p)} + n_-^{(p)}$ приобретают вид:

$$\begin{aligned} n^{(1)} &= \Psi_0^{(1)*} (\Psi_+^{(1)} + \Psi_-^{(1)}) + \text{к.с.} = \\ &= -i \frac{\Omega n_0}{2\omega_s} (F_1^+ e^{i\alpha} + F_1^- e^{-i\alpha}) + \text{к.с.}; \\ n^{(2)} &= \Psi_0^{(2)*} (\Psi_+^{(2)} + \Psi_-^{(2)}) + \text{к.с.} = \\ &= i \frac{\Omega k_0 n_0}{2\omega_s (k_0 + i\chi)} (F_2^+ e^{i\alpha} + F_2^- e^{-i\alpha}) + \text{к.с.}; \\ n^{(2)} &= \Psi_0^{(3)*} (\Psi_+^{(1)} + \Psi_-^{(1)}) + \text{к.с.} = \\ &= -\frac{\chi \Omega k_0 n_0}{2\omega_s (k_0 + i\chi)} e^{2ik_0 y} (F_1^+ e^{i\alpha} + F_1^- e^{-i\alpha}) + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (16)$$

Ограничимся случаем: $k_0^2 \gg \frac{\omega_s^2}{v_0^2}$. Тогда имеем:

$$k_{\pm} = k_0 \pm \frac{\omega_s}{v_0}. \text{ Это значит, что разброс импульсов } \Delta p$$

относительно p_0 очень мал, то есть $\Delta p v_0 \ll \hbar \omega_s$. В результате получим выражения для возмущенных концентраций:

$$\begin{aligned} n^{(2)} &= 2 \frac{\Omega k_0 n_0}{(k_0^2 + \chi^2)^2 v_0} \left[(k_0^2 + \chi^2) \sin \left(\alpha + \frac{\omega_s}{v_0} y \right) - \right. \\ &\left. - \frac{\omega_s}{v_0} \frac{k_0^2 - \chi^2}{k_0^2 + \chi^2} \cos \left(\alpha + \frac{\omega_s}{v_0} y \right) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

$$n^{(3)} = 4 \frac{\chi^2 \Omega k_0 n_0}{(k_0^2 + \chi^2)^2 v_0} \left[(k_0^2 + \chi^2) \sin \left(\alpha - \frac{\omega_s}{v_0} y \right) \right].$$

Выражение для $n^{(1)}$ мы не приводим, так как оно не вносит вклад в инкремент. Используя формулу (2) введем параметры:

$$Z_2 = 2 \frac{k_0^2 (k_0^2 - \chi^2)}{(k_0^2 + \chi^2)^2}; \quad Z_3 = 4 \frac{k_0^2 \chi^2}{(k_0^2 + \chi^2)^2}$$

Тогда, полагая $v_1 = v_2$, получим выражение для инкремента:

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 q v_0}{\Omega_s^2} \left(1 + \frac{U_0^2 a^2}{\hbar^2 v_0^2} \right)^{-1}. \quad (18)$$

Здесь: $V_0 = 2U_0 a$.

Если на границе сред не учитывать наличие барьера ($U_0 \rightarrow 0$), то имеем $\gamma = \frac{\omega_b^2 q v_0}{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}$. Видно, что учет потенциального барьера приводит к уменьшению инкремента и при $U_0 \rightarrow \infty$ он обращается в нуль. В случае, когда среды 1 – 2 не обладают частотной дисперсией, то инкремент приобретает вид:

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 v_0}{\omega_b^2 d} \left(1 + \frac{U_0^2 a^2}{\hbar^2 v_0^2} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Таким образом, величина инкремента обратно пропорциональна времени пролета частицей области локализации 2D электронного газа.

Количественные оценки.

Приведем численные оценки для гетероструктуры *AlGaAs–GaAs* с двумерным электронным газом на границе. Для типичных значений пучка:

$$\Omega_{ss} = 10^{12} \text{ c}^{-1}, \quad d = 10^{-7} \text{ см}, \quad q_{\chi} = 10^2 \text{ см}^{-1}, \quad V_0 = 10^{12} \text{ c}^{-1}$$

инкремент достигает величины $0,1\Omega_s$, что превосходит частоту столкновений носителей в полупроводниковой структуре. Таким образом, величина инкремента превосходит затухание плазмонов, обусловленное процессами рассеяния электронов, что означает возможность развития подобных неустойчивостей.

Выводы

1. Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц, наведенных внешним ЭМИ с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного слоя на границе раздела сред. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа колебаний системы пучок – двумерный слой, определен инкремент их неустойчивости.

2. Определены механизмы влияния границы на взаимодействие поверхностных колебаний и электронов при наличии потенциального барьера. В качестве объекта исследований рассмотрены поверхностные плазмоны.

3. Проведен сравнительный анализ неустойчивостей плазменных колебаний в условиях, когда взаимодействие волн и частиц происходит при наличии потенциального барьера и без него. Показано, что величина инкремента связана с изменением размеров области взаимодействия волн и частиц.

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. – К.: 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. 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.
8. 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.
9. 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.
10. 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.
11. 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. Jeletromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah [Electromagnetic phenomena of the microwave range in inhomogeneous semiconductor structures]. Kyiv: Naukova dumka. 1991. 216 p.
2. Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov [Physics of semiconductor devices]. Moscow: Mir. 1984. 456 p.
3. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jeletromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p.
4. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela [Electromagnetic influences on communications structures]. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p.
5. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jeletromagnitnym izluchenijam [Ensuring the durability of communication equipment to ionizing electromagnetic radiation]. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.

6. Kravchenko V.I., Jakovenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jeletromagnitnogo izluchenija na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhij jeletroradioizdelij [Influence of external electromagnetic radiation on the waveguide characteristics of semiconductor components of electronic products]. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. P. 62- 69.
7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Generacija jeletromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoj struktury v uslovijah storonnego jeletromagnitnogo vozdejstvija [Generation of electromagnetic oscillations of a semiconductor structure under conditions of external electromagnetic influence]. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. P. 161-169.
8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjzhennyh chastic. Navedennogo vneshnim jeletromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhij jeletroradioizdelij [Influence of the flow of charged particles. Induced by external electromagnetic radiation, on the waveguide characteristics of semiconductor components of electronic products]. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. P. 83-89.
9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jeletromagnitnogo izluchenija na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovoj sverhreshetki [The influence of external electromagnetic radiation on the waveguide characteristics of a semiconductor superlattice]. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. P. 89-96.
10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovyh stuktur jeletroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnego jeletromagnitnogo izluchenija [Attenuation of surface oscillations of semiconductor structures of electronic products under conditions of exposure to external electromagnetic radiation]. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. P. 96-103.
11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodejstvija poverhnostnyh kolebanij s jeletronami provodimosti poluprovodnikovyh stuktur v uslovijah vozdejstvija storonnego jeletromagnitnogo izluchenija [Kinetic mechanisms of interaction of surface oscillations with conduction electrons of semiconductor structures under the influence of external electromagnetic radiation]. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. P. 103-111.

Поступила (received) 19.03.2018

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Кравченко Володимир Іванович (Кравченко Владимир Иванович, Kravchenko Vladimir Ivanovich) – доктор технічних наук, професор, головний науковий співробітник НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ»; тел. (057) 707-60-79; e-mail: nii90@email.ua

Яковенко Ігор Володимирович (Яковенко Игорь Владимирович, Yakovenko Igor Vladimirovich) – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ»; тел. (057) 707 66 18; e-mail: yakovenko60IV@ukr.net