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

Яценко Ирина Леонидовна – ассистент кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: irina.kira@mail.ru

Yatsenko Irina Leonidovna – Assistant of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: irina.kira@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

УДК 621.318

В. И. КРАВЧЕНКО, А. А. СЕРКОВ, В. С. БРЕСЛАВЕЦ, И. Л. ЯЦЕНКО, И. В. ЯКОВЕНКО

КИНЕТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

В работе, с помощью уравнения Шредингера было исследовано взаимодействие плазменных колебаний с моноэнергетическим потоком заряженных частиц, который проходил сквозь 2D электронный газ.Определен инкремент неустойчивости поверхностных плазмонов. Величина инкремента обратно пропорциональна времени пролета частиц сквозь 2D электронную систему.Получены аналитические решения задач взаимодействия токов, наведенных внешним электромагнитным излучением, с собственными электромагнитными колебаниями структур комплектующих полупроводниковые приборы, в условиях режима неустойчивости (генерации) колебаний.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, кинетические неустойчивости, потенциальный барьер. поток заряженных частиц, генерация, черенковское и переходное излучение, поверхностные волны, проводящее твердое тело, энергия излучения

Введение. При рассмотрении взаимодействия электромагнитных колебаний и заряженных частиц в настоящей работе помимо вероятностного подхода (кинетических уравнений) использовалась также другая методика, позволяющая установить взаимосвязь между электромагнитными полями поверхностных колебаний и волновыми функциями электронов потока на границе [1]. Она обеспечивается с помощью уравнения Шредингера и дополнительных (по сравнению с электродинамическими) граничных условий для возмущенных волновых функций электронов пучка. При этом амплитуды и фазы возмущенных волновых функций электрона определяются уже существующими амплитудой и фазой плазмона, так что взаимодействие волн и частиц носит детерминированный характер. Условия для волновых функций позволяют определить влияние границы (в частности наличие потенциального барьера) на величину инкремента неустойчивости. В рамках данной модели исследовались механизмы возбуждения поверхностных плазмонов и определены выражения для инкрементов их неустойчивости.

При рассмотрении механизмов кинетических неустойчивостей электромагнитных колебаний, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц, пересекающих поверхность проводящего твердого тела, предполагалось, что высота потенциального барьера на границе раздела равна нулю или бесконечности. Вместе с тем вопрос о влиянии его конечной величины на механизм обмена энергией волн и частиц на границе заслуживает особого внимания.

Авторами [2] определены вероятности процессов излучения и поглощения энергии электромагнитных колебаний электронами пучка на границе проводящего твердого тела с учетом потенциального барьера конечной величины, однако возможность развития неустойчивости не рассматривалась.

В работе учитывалось влияние потенциального барьера не только на поведение заряженных частиц потока, пересекающего границу, но и на спектральные характеристики электронов плазмоподобных структур. К ним, в частности, относятся структуры, в которых наличие потенциала приводит к возникновению двумерного (2D) электронного газа. Интерес к двумерным системам, связанный с их уникальными свойствами [3 – 4] (квантовый эффект Холла, особенности фазовых переходов), в последнее время усилился с появлением новых технологий создания наноструктур, перспективных для радиофизики твердого тела. В работе исследовалось взаимодействие собственных электромагнитных колебаний двумерного электронного слоя, создаваемого потенциальным барьером, с потоками заряженных частиц в условиях когда это взаимодействие носит детерминированный характер.

Основные результаты. Рассмотрим плазмоподобный слой толщиной $2a$, окруженный средами с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2. Пусть ось $0X$ направленно параллельно, а $0Y$ – перпендикулярно границам слоя, так что слой занимает пространство $-a \le y \le a$. Поведение электронов будем описывать уравнением Шредингера:

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

где ε_k – энергия частицы, m_e – эффективная масса, $V(y)$ – потенциальный барьер: $U(y)=-U_0$ при $-a \le y \le a$. 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:

$$\begin{gathered} y>a,\quad \psi_k=A_k e^{-\chi y+ik_x x};\quad \chi=\sqrt{k_x^2-\frac{2m_e\varepsilon_k}{\hbar^2}}>0;\\ -a\le y\le a,\quad \psi_k=\left(B_k e^{iky}+C_k e^{-iky}\right)e^{ik_x x}; \qquad (2)\\ y<-a,\quad \psi_k=D_k e^{\chi y+ik_x x},\quad k=\sqrt{\frac{2mU_0}{\hbar^2}-\chi^2}. \end{gathered}$$

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:

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

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

При условии $U_0 >> \frac{\hbar^2\chi^2}{2m}$, $ka << 1$ из формулы (3) находим спектр поверхностных электронных состояний $\chi=\frac{2mU_0}{\hbar^2}a$. Таким образом, условие существования поверхностных состояний с законом дисперсии

$$\varepsilon_k=\frac{\hbar^2k_x^2}{2m_e}-\frac{2m_eU_0^2a^2}{\hbar^2} \qquad (4)$$

определяется неравенством:

$$\frac{\hbar^2}{2m_ea^2}>>U_0.$$

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:

$$\varepsilon_k=\frac{\hbar^2k_x^2}{2m_e}-\frac{m_eV_0^2}{2\hbar^2}. \qquad (5)$$

Если ввести обозначения $\chi_0=\sqrt{\frac{2mU_0}{\hbar^2}}$, $\frac{\chi}{\chi_0}=\eta$, то уравнение (4) можно представить в виде :

$$\eta=\sqrt{1-\eta^2}\operatorname{tg}\left(\chi_0a\sqrt{1-\eta^2}\right). \qquad (6)$$

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

$$N(y)=N_0e^{-2\chi|y|}. \qquad (7)$$

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:

$$\begin{gathered}\psi_0^{(p)}=f_p\exp i\left(k_{yp}y-\omega_{k0}t\right);\quad \omega_{k0}=\frac{E_{k0}}{\hbar};\\ k_1=k_2=-k_3;\quad k_0=\sqrt{\frac{2mE_{k0}}{\hbar^2}},\end{gathered} \qquad (8)$$

где E_{k0} – 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:

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

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 $\left|f_1\right|^2=n_0$. Для описания взаимодействия потока частиц с электромагнитными колебаниями, обусловленными коллективным поведением $2D$ электронного газа, будем исходить из следующей системы уравнений для каждой из сред:

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

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

Систему уравнений (11) 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 соотношением $\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$; $(r = 1,2)$ (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:

$$i\hbar\frac{\partial\Psi^{(1)}}{\partial t} - H^{(0)}\Psi^{(1)} = H^{(1)}\left(\Psi_0^{(1)} + \Psi_0^{(3)}\right), \quad y < 0; \qquad (12)$$

$$H^{(0)} = -\frac{\hbar^2\Delta}{2m}; \quad H^{(1)} = \frac{ieh}{2mc}(\vec{\nabla}\vec{A}_1 + \vec{A}_1\vec{\nabla});$$

$$\hbar\frac{\partial\Psi^{(2)}}{\partial t} - H^{(0)}\Psi^{(2)} = H^{(2)}\Psi_0^{(2)}, \quad y > 0;$$

$$H^{(2)} = \frac{ieh}{2mc}(\vec{\nabla}\vec{A}_2 + \vec{A}_2\vec{\nabla}).$$

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

$$n = n^{(1)} + n^{(3)}; \quad n^{(p)} = \Psi_0^{(p)}\Psi^{(1)^*} + \Psi_0^{(p)*}\Psi^{(1)};$$

$$p = 1,3; \quad y < 0; \quad \vec{j} = \vec{j}^{(1)} + \vec{j}^{(3)};$$

$$\vec{j}^{(p)} = \frac{ie\hbar}{2m}\left\{\Psi^{(1)}\nabla\Psi_0^{(p)^*} - \Psi^{(1)*}\nabla\Psi_0^{(p)} + \Psi_0^{(p)}\nabla\Psi^{(1)^*} - \right.$$

$$\left. - \Psi_0^{(p)*}\nabla\Psi^{(1)}\right\} - \frac{e^2}{mc}\left|f_p\right|^2 A_1; \quad p = 1,3.$$

$$n = n^{(2)}; \quad n^{(2)} = \Psi_0^{(2)}\Psi^{(2)^*} + \Psi_0^{(2)*}\Psi^{(2)}; \quad y > 0; \quad j = \vec{j}^{(2)};$$

$$\vec{j}^{(2)} = \frac{ie\hbar}{2m}\left\{\Psi^{(2)}\nabla\Psi_0^{(2)^*} - \Psi^{(2)*}\nabla\Psi_0^{(2)} + \Psi_0^{(2)}\nabla\Psi^{(2)^*} - \right. \qquad (13)$$

$$\left. - \Psi_0^{(2)*}\nabla\Psi^{(2)}\right\} - \frac{e^2}{mc}\left|f_p\right|^2 A_2$$

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:

$$A_{1x}(0) = A_{2x}(0). \qquad (14)$$

$$\varepsilon_{01}\frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial t^2} + \varepsilon_{02}\frac{\partial^2 A_{2y}}{\partial t^2} + 4\pi c\left(\vec{j}_y^{(1)} + \vec{j}_y^{(3)} - \vec{j}_y^{(2)}\right) = \frac{4\pi e^2 N_0 d}{m}\frac{\partial A_{1x}}{\partial x};$$

$$d = \frac{\hbar^2}{mV_0},$$

а также условия для возмущенных волновых функций электронов пучка :

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

$$\left.\frac{\partial\Psi^{(1)}}{\partial y} - \frac{\partial\Psi^{(2)}}{\partial y}\right\|_{y=0} = 2\chi\Psi^{(1)}(0). \qquad (15)$$

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 $n_0 \to 0$; $\nu \to 0$. Тогда решение системы уравнений Максвелла и материальных уравнений можно представить через величину векторного потенциала. Поскольку $rot\vec{A} = 0$; $div\vec{A} = 0$ имеем:

$$A_{1x} = Ae^{-qy}\cos\alpha; \quad A_{1y} = -Ae^{-qy}\sin\alpha; \quad y > 0,$$
$$A_{2x} = Ae^{qy}\cos\alpha; \quad A_{2y} = Ae^{qy}\sin\alpha; \quad y < 0. \qquad (16)$$

где

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

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

Если диэлектрические проницаемости сред 1 – 2 обладают частотной дисперсией $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$ то частота 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 $\left|\frac{\partial A}{\partial t}\right| << \omega_s A.$ Для этого необходимо, подставив в правую часть уравнений (11) выражения для потенциала (15), найти их решения, удовлетворяющие граничному условию (14). Затем следует найти возмущенные концентрации электронов и токи в пучке, поля, создаваемые промодулированным пучком и удовлетворить граничным условиям (14).

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 $\hbar\omega_\pm = \hbar\left(\omega_{k_0} \pm \omega_s\right)$, 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 (14) принимают вид:

$$\psi_\pm^{(1)} = -i\frac{\Omega}{2\omega_s}\psi_0^{(1)}F_1^\pm e^{\pm i\alpha}; \quad \psi_\pm^{(2)} = i\frac{\Omega}{2\omega_s}\psi_0^{(2)}F_2^\pm e^{\pm i\alpha};$$

$$F_1^\pm = \left(1 - \frac{k_0 + i\chi}{k_\pm - i\chi}\right)e^{-i(k_0 + k_\pm)y} - -e^{qy}\left[1 - \frac{i\chi}{k_0 - i\chi}e^{-2ik_0 y}\right]; \qquad (17)$$

$$F_2^\pm = \left(\frac{k_0 + i\chi}{k_\pm - i\chi}\right)e^{i(k_\pm - k_0)y} - \frac{k_0}{k_0 - i\chi} - e^{-qy}.$$

Здесь

$$\hbar\Omega = \frac{ev_0 A}{c}; \quad v_0 = \frac{\hbar k_0}{m}; \quad k_\pm = \sqrt{k_0^2 \pm \frac{2m\omega_s}{\hbar}}. \qquad (18)$$

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

$$n^{(1)} = \Psi_0^{(1)^*}(\Psi_+^{(1)} + \Psi_-^{(1)}) + к.с. =$$
$$= -i\frac{\Omega n_0}{2\omega_s}(F_1^+ e^{i\alpha} + F_1^- e^{-i\alpha}) + к.с.;$$
$$n^{(2)} = \Psi_0^{(2)^*}(\Psi_+^{(2)} + \Psi_-^{(2)}) + к.с. =$$
$$= i\frac{\Omega k_0 n_0}{2\omega_s(k_0 + i\chi)}(F_2^+ e^{i\alpha} + F_2^- e^{-i\alpha}) + к.с.; \quad (19)$$
$$n^{(2)} = \Psi_0^{(3)^*}(\Psi_+^{(1)} + \Psi_-^{(1)}) + к.с. =$$
$$= -\frac{\chi\Omega k_0 n_0}{2\omega_s(k_0 + i\chi)}e^{2ik_0 y}(F_1^+ e^{i\alpha} + F_1^- e^{-i\alpha}) + к.с.$$

Ограничимся случаем: $k_0^2 >> \frac{\omega_s^2}{v_0^2}$. Тогда имеем: $k_\pm = k_0 \pm \frac{\omega_s}{v_0}$. Это значит, что разброс импульсов Δp относительно p_0 очень мал, то есть $\Delta p v_0 << \hbar\omega_s$. В результате получим выражения для возмущенных концентраций:

$$n^{(2)} = 2\frac{\Omega k_0 n_0}{\left(k_0^2 + \chi^2\right)^2 v_0}\left[\left(k_0^2 + \chi^2\right)\sin\left(\alpha + \frac{\omega_s}{v_0}y\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{\omega_s}{v_0}\frac{k_0^2 - \chi^2}{k_0^2 + \chi^2}\cos\left(\alpha + \frac{\omega_s}{v_0}y\right)\right]; \quad (20)$$
$$n^{(3)} = 4\frac{\chi^2\Omega k_0 n_0}{\left(k_0^2 + \chi^2\right)^2 v_0}\left(k_0^2 + \chi^2\right)\sin\left(\alpha - \frac{\omega_s}{v_0}y\right).$$

Выражение для $n^{(1)}$ мы не приводим, так как оно не вносит вклад в инкремент. Используя формулу (14) введем параметры:

$$Z_2 = 2\frac{k_0^2\left(k_0^2 - \chi^2\right)}{\left(k_0^2 + \chi^2\right)^2}; \qquad Z_3 = 4\frac{k_0^2\chi^2}{\left(k_0^2 + \chi^2\right)^2}.$$

Тогда из формулы (15), полагая $v_1 = v_2$, получим выражение для инкремента:

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 q v_0}{\Omega_s^2}\left(1 + \frac{U_0^2 a^2}{\hbar^2 v_0^2}\right)^{-1}. \quad (21)$$

Здесь: $V_0 = 2U_0 a$.

Если на границе сред не учитывать наличие барьера ($U_0 \to 0$), 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 $U_0 \to \infty$ он обращается в нуль. В случае, когда среды 1 – 2 не обладают частотной дисперсией, то инкремент приобретает вид:

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 v_0}{\omega_b^2 d}\left(1 + \frac{U_0^2 a^2}{\hbar^2 v_0^2}\right)^{-1}. \quad (22)$$

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

Выводы. Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного газа, возникновение которого обусловлено наличием потенциального барьера на границе раздела сред. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа электромагнитных колебаний такой системы, приведено выражение для инкремента их неустойчивости.

Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов при их взаимодействии с потоком заряженных частиц, пересекающих границу раздела сред с неоднородным потенциалом. Приведено его решение, позволяющее определять влияние величины барьера на инкремент неустойчивости поверхностных колебаний; вклад в величину инкремента прошедшей и отраженной компонент потока частиц.

Определены механизмы влияния границы на взаимодействие поверхностных электромагнитных колебаний и электронов при наличии потенциального барьера. В качестве объектов исследований рассмотрены поверхностные плазмоны и собственные электромагнитные колебаний двумерного электронного слоя.

Проведен сравнительный анализ неустойчивостей данных типов колебаний в условиях, когда взаимодействие волн и частиц носит случайный и детерминированный характер. Показано, что различия в выражениях для инкрементов связаны с изменением размеров области взаимодействия волн и частиц. Установлены различия влияния потенциального барьера на величину инкремента в случаях, когда процесс взаимодействие поверхностных плазмонов и заряженных частиц детерминирован или носит характер случайных столкновений.

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.** *Михайлов М.И.* Электромагнитные влияния на сооружения связи / *М.И. Михайлов, Л.Д. Разумов, С.А. Соколов*. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с. **3.** *Стил М.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела / *М. Стил, Б. Вюраль*. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с. **4.** *Мырова Л.О.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям / *Л.О. Мырова, А.З. Чепиженко*. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с. **5.** *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов / *С. Зи*. – М.: Мир, 1984. – 456 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.

Bibliography (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. 5. **2.** Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p. **3**. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p. **4.** Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p. **5.** Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 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) 24.03.2016

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

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

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NIPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33.

Серков Александр Анатольевич – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: saa@ kpi.Kharkov.ua

Serkov Aleksandr Anatolievich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: saa@ kpi.Kharkov.ua

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

Яценко Ирина Леонидовна – ассистент кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: irina.kira@mail.ru

Yatsenko Irina Leonidovna – Assistant of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: irina.kira@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