

"KhPI". 2012. No 21. pp. 161–169. **9.** Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjzhennyh chastic. Navedennogo vnesnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushih jelektorradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89. **10.** Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye karakteristiki 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 jelektorradioizdelij v uslovijah vozdeystvija storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 96–103. **12.** Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodeystvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovyh stuktur v uslovijah vozdeystvija storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 10.03.2016

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

УДК 621.318

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

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрено взаимодействие поверхностных плазмонов с потоком заряженных частиц при наличии потенциального барьера, исходя из энергетического принципа получены кинетические уравнения, определяющие изменение числа поверхностных плазмонов, выражения для инкрементов их неустойчивостей с учетом величины потенциального барьера на границе, который приводит к появлению отраженных от границы частиц пучка. Полученные результаты позволяют учитывать вклад отраженной и прошедшей компонент потока частиц в суммарную энергию излучения поверхностных колебаний. Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного газа, возникновение которого обусловлено наличием потенциального барьера на границе раздела сред.

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. Настоящая работа посвящена исследованию влияния потенциального барьера на механизмы развития пучковых неустойчивостей. При рассмотрении взаимодействия электромагнитных колебаний и заряженных частиц в настоящей работе помимо вероятностного подхода (кинетических уравнений) использовалась также другая методика, позво-

ляющая установить взаимосвязь между электромагнитными полями поверхностных колебаний и волновыми функциями электронов потока на границе. 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 работе получены кинетические уравнения, определяющие изменение числа поверхностных плазмонов, выражения для инкрементов их неустойчивостей с учетом величины потенциального барьера на границе, который приводит к появлению отраженных от границы частиц пучка. Полученные результаты позволяют учитывать вклад отраженной и прошедшей компонент потока частиц в суммарную энергию излучения поверхностных колебаний.

Основные результаты. Рассмотрим взаимодействие поверхностных плазмонов с потоком заряженных частиц при наличии потенциального барьера, исходя из энергетического принципа [1].

Пусть границу раздела сред пересекает квазинейтральный поток заряженных частиц, движущихся вдоль оси y из среды «1» ($y \leq 0$) в среду «2» ($y > 0$). Форма потенциального барьера имеет вид:

$$\begin{aligned} U(y) &= 0; & -\infty < y < 0, \\ U(y) &= U_0; & 0 \leq y < \infty. \end{aligned} \quad (1)$$

Волновые функции для падающей – Ψ_1 , прошедшей – Ψ_2 и отраженной – Ψ_3 частиц пучка представляют собой решения уравнений Шредингера в каждой из сред и записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_{k_1}^{(1)} &= \frac{1}{\sqrt{V}} \exp i(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_{k_1} t); \\ \Psi_{k_2}^{(2)} &= \frac{\alpha_{k_2}}{\sqrt{V}} \exp i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_{k_1} t); \\ \Psi_{k_3}^{(3)} &= \frac{\beta_{k_3}}{\sqrt{V}} \exp i(\vec{k}_3 \vec{r} - \omega_{k_1} t); \end{aligned} \quad (2)$$

$$k_{1y} = \left(\frac{2mE_{k_1}}{\hbar^2} - k_{1x}^2 - k_{1z}^2 \right)^{1/2}; \quad k_{2y} = \left(k_{1y}^2 - \frac{2mU_0}{\hbar^2} \right)^{1/2};$$

$$k_{3y} = -k_{1y}; \quad k_{3x} = k_{1x} = k_{3z}; \quad k_{1z} = k_{3z} = k_{1z};$$

$E_{k_1} = \hbar\omega_{k_1}$; $\vec{k}_{1,2,3}$ – соответственно энергия и волновые вектора падающей, прошедшей и отраженной частицы, V – объем системы. Коэффициенты прохождения и отражения для волновых функций определяются из граничных условий для волновых функций и их производных на границе:

$$\alpha_{k_2} = \frac{2k_{1y}}{k_{1y} + k_{2y}}; \quad \beta_{k_3} = \frac{k_{3y} + k_{2y}}{k_{3y} - k_{2y}}. \quad (3)$$

Плотности числа частиц и токов в пучке соответственно равны

$$n_i = \sum_{k_i} \Psi_{k_i}^{(i)} \Psi_{k_i}^{(i)*}; \quad \vec{j}_i = \frac{e\hbar}{m} \sum_{k_i} \vec{k}_i \Psi_{k_i}^{(i)} \Psi_{k_i}^{(i)*},$$

где суммирование проводится по всем состояниям падающих частиц.

При этом $\vec{j}_{y1} + \vec{j}_{y2} = \vec{j}_{y3}$ Если пучок частиц па-

дающих на границу имеет скорость $v_{01} = (0, v_{01}, 0)$; $v_{01} = \frac{\hbar k_{01}}{m}$, то получим следующие соотношения

$$\begin{aligned} n_1 &= n_0; \quad n_2 = \alpha_{k_0}^2 n_0; \quad n_3 = \beta_{k_0}^2 n_0; \quad \vec{j}_{y1} = e v_{01} n_0; \\ \vec{j}_{y2} &= e v_{02} n_2; \quad \vec{j}_{y3} = -e v_{01} n_3; \quad v_{02} = \frac{\hbar k_{02}}{m}; \\ \alpha_{k_0}^2 &= \frac{4v_{01}}{(v_{01} + v_{02})^2}; \quad \beta_{k_0}^2 = \frac{(v_{01} - v_{02})^2}{(v_{01} + v_{02})^2}; \\ v_{02} &= \left(v_{01}^2 - \frac{2mU_0}{\hbar^2} \right)^{1/2}; \quad v_{01}(1 - \beta_{k_0}^2) = v_{02} \alpha_{k_0}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Определим гамильтониан взаимодействия $\hat{H}^{(int)}$ поверхностных плазмонов с потоком заряженных частиц следующим образом:

$$\hat{H}^{(int)} = -\frac{1}{c} \int \vec{j}(r, t) \hat{A}(r' t) dr, \quad (5)$$

где:

$$\begin{aligned} \hat{A}(r, t) &= \sum_q \left[\frac{4\pi^2 \hbar |q_x| c^2}{\omega_q S (\epsilon_{01} + \epsilon_{02})} \right]^{1/2} \vec{e}_\alpha [\hat{a}_q^+(t) + \hat{a}_{-q}(t)] \exp(i\vec{q}\vec{r}); \\ \hat{a}_q^+(t) &= \hat{a}_q^+ \exp(-i\omega t); \quad \hat{a}_{-q}(t) = \hat{a}_{-q} \exp(-i\omega t); \\ \omega_q &= \omega_{-q}; \quad S = L_x L_z; \quad |e_\alpha| = 1; \end{aligned} \quad (6)$$

$$e_{1x} = e_{2x} = \frac{q_x}{|q_x|} \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad e_{1y} = -e_{2y} = -\frac{i}{\sqrt{2}}; \quad e_{1z} = e_{2z} = 0.$$

Оператор плотности тока $\hat{j}(r, t)$ представим через операторы рождения \hat{b}_k^+ и уничтожения \hat{b}_k электронов.

Для падающих, прошедших и отраженных частиц он имеет вид:

$$\hat{j}_1 = \frac{e\hbar}{2mV} \sum_{k_1 k'_1} (\vec{k}_1 + \vec{k}'_1) b_{k_1}^+(t) b_{k'_1}(t) \exp i(\vec{k}_1 - \vec{k}'_1) \vec{r}; \quad y < 0, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \hat{j}_2 &= \frac{e\hbar}{2mV} \sum_{k_2 k'_2} (\vec{k}_2 + \vec{k}'_2) \alpha_{k'_2} b_{k_2}^+(t) b_{k'_2}(t) \alpha_{k_2} \times \\ &\times \exp i(\vec{k}_2 - \vec{k}'_2) \vec{r}; \quad y > 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \hat{j}_3 &= \frac{e\hbar}{2mV} \sum_{k_3 k'_3} (\vec{k}_3 + \vec{k}'_3) \beta_{k'_3} b_{k_3}^+(t) b_{k'_3}(t) \beta_{k_3} \times \\ &\times \exp i(\vec{k}_3 - \vec{k}'_3) \vec{r}; \quad y < 0. \end{aligned} \quad (9)$$

где $\hat{b}_k^+(t) = \hat{b}_k^+ \exp(i\omega t)$; $\hat{b}_k(t) = \hat{b}_k \exp(-i\omega t)$.

Компоненты k'_i связаны между собой соотношениями (3).

Плотности токов, создаваемых частицами, запишутся как суммы диагональных матричных элементов их операторов:

$$\vec{j}_i = \langle n_{ki} | \hat{j}_i | n_{ki} \rangle, \quad (10)$$

где $\langle n_{ki} | | n_{ki} \rangle$ – векторы состояний; $\langle n_{ki} | n_{ki} \rangle = \delta_{kk'}$; $n_{ki} = (0, 1)$ – число электронов в состоянии k_i .

Оператор энергии взаимодействия $H^{(int)}$ запишется через матричный элемент $W_{kiqki}^{(i)}$ следующим образом:

$$H^{(int)} = \sum_{i=1}^3 \sum_{k_i q k_i'} W_{k_i q k_i'}^{(i)} [a_q^+(t) + a_{-q}(t)] b_{k_i}^+(t) b_{k_i}(t); \quad (11)$$

$$W_{k_1 q k_1'}^{(1)} = F \frac{\vec{e}_1 (\vec{k}_1 + \vec{k}_1') \alpha_{k_2} \alpha_{k_2'}}{q_x + i(k_{1y} - k_{1y}')} ; \quad (12)$$

$$W_{k_2 q k_2'}^{(2)} = F \frac{\vec{e}_2 (\vec{k}_2 + \vec{k}_2') \beta_{k_3} \beta_{k_3'}}{q_x - i(k_{2y} - k_{2y}')} ;$$

$$W_{k_3 q k_3'}^{(3)} = F \frac{\vec{e}_3 (\vec{k}_3 + \vec{k}_3')}{q_x + i(k_{3y} - k_{3y}')} ; \quad (13)$$

$$F = \frac{e}{mV} \left[\frac{\pi \hbar^3 |q_x| S}{\omega_q (\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})} \right]^{1/2}.$$

Квадрат матричного элемента определяет вероятности переходов между состояниями $k \rightarrow k'$ для падающих, прошедших и отраженных частиц. При этом, если волновой вектор k_y совпадает по направлению с волновым вектором k_y' , то матричный элемент описывает процесс рассеяния электрона вперед по ходу его движения. Если же эти векторы противоположны, то имеет место процесс рассеяния назад.

Из выражений (11-13) видно, что матричные элементы удовлетворяют условию обратимости прямого и обратного переходов: $W_{k_i - q k_i'}^{(i)} = W_{k_i q k_i}^{(i)}$.

Учитывая процессы излучения и поглощения плазмонов в каждой среде, получим кинетическое уравнение, описывающее изменение числа плазмонов N_q в состоянии с волновым вектором q :

$$\frac{dN_q}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i=1}^3 \sum_{k_i k_i'} |W_{k_i q k_i'}^{(i)}|^2 [(N_q + 1) n_{k_i} (1 - n_{k_i}) - N_q n_{k_i} (1 - n_{k_i})] \times \delta(E_i - E_i' + \hbar\omega_q). \quad (14)$$

Изменение N_q вызвано взаимодействием поля плазмона с падающими ($i = 1$) прошедшими ($i = 2$) и отраженными ($i = 3$) частицами. Из уравнения (5.29) при учете лишь процессов индуцированного излучения и поглощения волн частицами можно определить инкремент (декремент) плазменных колебаний

$$\gamma = \frac{1}{2N_q} \frac{dN_q}{dt}; \quad N_q \gg 1. \text{ Предположим, что падающие,}$$

прошедшие и отраженные частицы описываются максвелловской функцией распределения, максимум которой сдвинут в точку k_{0i}

$$n_{k_i} = \frac{n_{0i} (2\pi\hbar)^3}{(2\pi m T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\hbar^2 (k_{iy} - k_{0i})^2}{2mT}\right) \exp\left(-\frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_z^2)}{2mT}\right) \quad (15)$$

где n_{0i} – плотность частиц в пучке, T – температура электронов. Если энергия плазмона больше ширины энергетического уровня $\hbar\omega \gg T$, то

$$n_{k_i} = (2\pi)^3 n_i \delta(k_{iy} - k_{0iy}) \delta(k_x) \delta(k_z).$$

Иными словами, при малой ширине энергетического уровня электронного пучка по сравнению с энергией плазмона в уравнении (14) можно провести суммирование по всем состояниям частиц. В результате получим величину инкремента, выраженную через матричный элемент в следующем виде :

$$\gamma = \frac{2\pi m V}{\hbar} \sum_{k_{1y}} \sum_{i=3}^3 |W^{(i)}|^2 n_{0i} [\delta(k_{iy}^2 - k_{i-}^2) - \delta(k_{iy}^2 - k_{i+}^2)], \quad (16)$$

где $k_{i\pm}^2 = \left(k_{0i}^2 \pm \frac{2m\omega}{\hbar}\right)^{1/2}$, значение матричного элемен-

та берется в точках $k_i = (0, k_{0i}, 0)$, суммирование по положительным и отрицательным значениям волнового вектора описывает процессы рассеяния электронов вперед и назад относительно k_{0i} .

Если энергия электрона превосходит энергии плазмона и фазовая скорость волны превосходит скорость частиц то, заменяя суммирование в формуле (16) интегрированием, получим величину инкремента, выраженную через матричные элементы:

$$\gamma = \frac{n_0 L V \omega}{\hbar m} \sum_{i=3}^3 \frac{|W^{(i)}|^2}{v_{0i}^3} n_{0i}, \quad (17)$$

где $v_{03} = v_{02}$. Подставляя значения матричного элемента окончательно находим [2-6]:

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 |q_x| v_{01}}{2\omega_q^2 (\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})} (1 + R^3 + D^3), \quad (18)$$

где $\omega_b^2 = \frac{4\pi e^2 n_{0i}}{m}$; $R = \beta_{k_{01}}^2$ – коэффициент отражения частиц от барьера;

$D = \frac{v_{02}}{v_{01}} \alpha_{k_{01}}^2$ – коэффициент прохождения. Формула (5.33) получена в приближении $E_{ki} - U_0 \gg \hbar\omega_q$. Видно, что инкремент не зависит от знака U_0 .

Если положить $U_0 = 0$ то получим инкремент

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 |q_x| v_{01}}{\omega_q^2 (\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})}. \text{ Он в два раза меньше инкремента}$$

полученного в [8]. Это связано с тем, что при нахождении матричного элемента оператора энергии взаимодействия в отсутствие потенциального барьера изначально состояния электронов в средах «1» и «2» являются когерентными, то есть описываются одной волновой функцией. В выражении для инкремента матричные элементы в средах «1» и «2» складываются. При наличии потенциального барьера волновые функции в средах различны. В этом случае складываются квадраты парциальных матричных элементов, что и приводит к указанному уменьшению инкремента.

Если ширина уровня энергии электрона превосходит энергию плазмона $\frac{p^2}{2m} \gg T \gg \hbar\omega$, тогда количество электронов состояниях k ; $k^{(1)}$ связаны соотношением:

$$n_{k^{(1)}} = n_k + \frac{\omega}{v_0} \frac{dn_k}{dk_y}.$$

поверхностные плазмоны в этом случае затухают при взаимодействии с потоком заряженных частиц, поскольку фазовый объем, занимаемый частицами при поглощении плазмонов, превосходит таковой для излучающих частиц.

Выводы. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов при их взаимодействии с потоком заряженных частиц, пересекающих границу раздела сред с неоднородным потенциалом.

Приведено решение кинетического уравнения, позволяющее определять влияние величины барьера на инкремент неустойчивости поверхностных колебаний; вклад в величину инкремента прошедшей и отраженной компонент потока частиц.

Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного газа, возникновение которого обусловлено наличием потенциального барьера на границе раздела сред.

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 колебания двумерного электронного слоя.

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. Стіл М. Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стіл, 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 комплектирующих 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 комплектирующих 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. Jeletromagnitnyje javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p. 5. 2. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jeletromagnitnye 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 jeletromagnitnym 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 jeletromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhh jeletroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. pp. 62–69. 7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vozbuzhdenie jeletromagnitnyh kolebanij v 2-D jeletronnyh 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 jeletromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoj struktury v uslovijah storonnego jeletromagnitnogo 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 jeletromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhh jeletroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89. 10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jeletromagnitnogo 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 jeletroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnego jeletromagnitnogo 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 jeletromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 17.03.2016

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

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 комплектирующих 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 плазмподобных 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.