УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, НТУ «ХПИ»;
А.А.СЕРКОВ, д-р техн. наук, НТУ «ХПИ»;
В.С. БРЕСЛАВЕЦ, канд. техн. наук, НТУ «ХПИ»;
И. В. ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат. наук, НТУ «ХПИ»

ВЛИЯНИЕ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток., обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях влияния внешнего электром Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих елементах изделий и возникновением их внутренних полей. агнитного излучения. Разработан новый механизм появления поверхностных електронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих структурах на спектральные характеристики переходного и черенковского излучения Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностнiх поляритонов в квантовом и классическом приближениях.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, сверхрешетка, кинетическая и гидродинамическая неустойчивости, генерирование, черенковське и переходное излучение, геликоны, заряженные частицы, поверхностные волны.

Введение. Расширение областей применения и возрастание быстродействия радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) приводит к необходимости все большего использования элементной базы, содержащей изделия полупроводниковой электроники [1]. Это увеличивает степень влияния внешнего электромагнитного излучения (ЭМИ) на работоспособность РЭА, к воздействию которого полупроводниковые комплектующие обладают повышенной чувствительностью.

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния ЭМИ на радиоизделия относятся к области необратимых отказов. Моделирование механизмов взаимодействия наведенных ЭМИ токов и напряжений с процессами, характеризующими функциональное назначение изделий, обычно проводится в рамках теории цепей с распределенными параметрами. Этот подход позволяет оценить критерии работоспособности в целом (например оценить критическую энергию, характеризующую тепловой пробой), однако вопросы связанные с определением различного-рода электромагнитных взаимодействий, протекающих непосредственно в комплектующих изделия при воздействии ЭМИ остаются открытыми.

Настоящая работа в определенной степени компенсирует существующий пробел в этой области исследований обратимых отказов. В ней исследуется взаимодействие потоков заряженных частиц , наведенных ЭМИ, с волновыми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ – электронике

Основные результаты. Для нахождения спектра и бесстолкновительного затухания поверхностных колебаний в условиях пренебрежения эффектом запаздывания электромагнитного поля воспользуемся следующими уравнениями

$$\operatorname{rot}\vec{E}(x,y,t)=0;\quad \vec{E}(x,y,t)=\vec{E}(\omega,q_x,y)e^{i(q_x x-\omega t)};\qquad \vec{E}(\omega,q_x,y)=(E_x,E_y,0); \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\vec{D}(\omega,x,y)=0;\qquad \vec{D}(\omega,x,y)=\varepsilon_0(y)\vec{E}(\omega,x,y)+\frac{4\pi i}{\omega}\vec{j}(\omega,x,y); \tag{2}$$

$$\varepsilon_0(y)=\begin{cases}\varepsilon_{01}, & y>0,\\ \varepsilon_{02}, & y<0;\end{cases}\qquad \vec{E}=\begin{cases}\vec{E}_1, & y>0,\\ \vec{E}_2, & y<0;\end{cases}\qquad \vec{j}=\begin{cases}\vec{j}_1, & y>0,\\ \vec{j}_2, & y<0.\end{cases}$$

с граничными условиями при $y = 0$: непрерывностью тангенциальных составляющих электрического поля E_x и нормальных составляющих электрической индукции $D_{y.}$.

Объектом исследования является поверхностные колебания полупроводниковых структур

входящих в состав электрорадиоизделий и механизмы их взаимодействия с электронами проводимости, приводящие к затуханию колебаний в условиях воздействия внешнего электромагнитного поля.

Рассмотрим затухание поверхностных плазмонов на границе двух сред, которые при $T = 0$ характеризуются диэлектрическими проницаемостями

$$\varepsilon_i=\varepsilon_{0i}-\frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$$

Если среды разделены бесконечно высоким потенциальным барьером $\omega_{01}\neq\omega_{02}$, то частицы испытывают с обеих сторон упругое (зеркальное) отражение от барьера, а электромагнитные свойства такой полуограниченной среды, как известно, идентичны свойствам безграничной. При этом результаты, полученные в [3] в классическом приближении для границы плазма – диэлектрик (непоглощающая среда), могут быть перенесены на случай двух плазмоподобных сред, разделенных слоем диэлектрика, толщина которого мала по сравнению с длиной волны.

Мы будем исходить из модели однородной среды. Иными словами, будем считать, как и в случае холодной плазмы, обе среды безграничными, а поля и токи в каждой из них удовлетворяют граничным условиям на плоскости $y = 0$ и убывают при $y \to \pm\infty$. Очевидно, что такая модель вполне оправдана, если граница является прозрачной для частиц, то есть высота потенциального барьера мала по сравнению с энергией частиц. При этом $\omega_{01} = \omega_{02}$; $\varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{02}$.

Тогда материальное уравнение можно записать:

$$\vec{j}(\omega,\vec{r}) = -\frac{e^2 n_0}{mc}\vec{A}(\omega,r) + \vec{j}'(\omega,r). \qquad (3)$$

Здесь $\vec{A}(\omega,\vec{r}) = \dfrac{c}{i\omega}\vec{E}(\omega,\vec{r})$ – вектор-потенциал; $n_0 = \sum \rho_k^0 \psi_k^*(\vec{r})\psi_k(\vec{r})$ – равновесная концентрация носителей заряда; ρ_k^0 их равновесная функция распределения; $\psi_k(\vec{r}) = V^{-1/2}\exp(ik\vec{r})$ – волновая функция частицы с законом дисперсии $E_k = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m}$; V – объем среды; $\vec{j}'(\omega,\vec{r}) = \sum \rho_{kk'}(\omega)\vec{j}_{k'k}(\vec{r})$ – ток проводимости, обусловленный переходами электронов между состояниями k и k' $(k_z = k'_z)$ вследствие их неупругого рассеяния на потенциале $\vec{A}(\omega,\vec{r}) = \vec{A}(\omega,q_x,y)\mathrm{e}^{i(q_x x-\omega t)}$ (далее полагаем для определенности $q_x > 0, \omega > 0$); $\rho_{kk'}^0(\omega)$ – возмущенная недиагональная поправка к равновесной функции распределения частиц, определяемая из уравнения движения для матрицы плотности [2]:

$$\rho_{kk'}(\omega) = \frac{\rho_k^0 - \rho_{k'}^0}{\hbar(\omega_{kk'} - \omega^*)}H_{kk'}(\omega); \quad \omega_{kk'} = \frac{\hbar(k^2 - k'^2)}{2m}; \qquad (4)$$

$$\omega^* = \omega + i\upsilon, \quad \upsilon \to 0;$$

$$H_{kk'} = \frac{ie\hbar}{2mc}\int \psi_k^*(\vec{r})(\vec{A}\nabla + \nabla\vec{A})\psi_{k'}(\vec{r})d\vec{r}$$

– матричный элемент гамильтониана взаимодействия носителей заряда с электромагнитным полем

$$\vec{j}_{kk'} = \frac{ie\hbar}{2m}\left\{\nabla\psi_{k'}^*(r)\psi_k(\vec{r}) - \psi_{k'}^*(r)\nabla\psi_k(\vec{r})\right\} \qquad (5)$$

– матричный элемент оператора плотности тока частицы. Окончательно $\vec{j}'(\omega,\vec{r})$ можно преобразовать к следующему виду:

$$\vec{j}'(\omega,\vec{r}) = -\frac{1}{\hbar c}\sum \vec{j}_{k'k}(\vec{r})\frac{(\rho_k^0 - \rho_{k'}^0)}{\omega_{kk'} - \omega^*}\left[H_{kk'}^s(\omega) + \int \vec{j}_{kk'}(\vec{r})\vec{A}(\omega,\vec{r})d\vec{r}\right], \qquad (6)$$

где $H_{kk'}^s = \dfrac{ie\hbar}{2mc}\int dxdz\,\psi_k^*(x,0,z)\psi_{k'}(x,o,z)\left[A_y(\omega,x,+0) - A_y(\omega,x,-0)\right]$.

Таким образом, в выражении (3) для полного тока первое слагаемое определяет частоту поверхностных плазмонов, второе слагаемое должно определять их затухание.

Подставляя далее $\vec{j}(\omega,\vec{r})$ в уравнение (2) и принимая во внимание уравнение (3), получим:

$$\frac{\partial^2 A_x(\omega,x,y)}{\partial y^2} - q_x^2 A_x(\omega,x,y) = -\frac{4\pi i q_x c}{\omega^2 \varepsilon(\omega)} \operatorname{div} \vec{j}'(\omega,x,y), \tag{7}$$

где $\varepsilon(\omega) = \begin{cases} \varepsilon_1(\omega), & y > 0, \\ \varepsilon_2(\omega), & y < 0. \end{cases}$

Поскольку декремент затухания мал по сравнению с частотой колебаний, то решение уравнения (7) будем искать методом последовательных приближений. Полагая в первом приближении правую часть равной нулю, находим при $\varepsilon(\omega) \neq 0$ следующие выражения для потенциала в каждой из сред

$$\begin{aligned} &y > 0, \quad A_{1x}(y) = A_1\, \mathrm{e}^{-q_x y}, \quad A_{1y} = iA_{1x}(y); \\ &y < 0, \quad A_{2x}(y) = A_2\, \mathrm{e}^{-q_x y}, \quad A_{2y} = -iA_{2x}(y). \end{aligned} \tag{8}$$

Продолжим потенциалы соответственно на полупространства $y < 0$ и $y > 0$: $A_x(-y) = A_x(y)$; $A_y(-y) = -A_y(y)$. При этом нормальная составляющая $\vec{A}(y)$ испытывает разрыв на плоскости $y = 0$. Подставляя значения $\vec{A}(\omega,\vec{r})$ в формулу (3) и интегрируя по всему пространству $\vec{r}$, получаем после замены суммирования $\sum_k$ на интегрирование $\frac{V}{(2\pi)^3}\int d\vec{k}$.

$$\begin{aligned} \vec{j}'(\omega,\vec{r}) &= \frac{e^2 \hbar A\, \mathrm{e}^{iq_x x}}{2(2\pi)^4 m^2 c} \times \\ &\times \int \frac{d\vec{k}\, dk'_y}{\omega_{kk'} - \omega^*} (\rho_k^0 - \rho_{k'}^0)(\vec{k} + \vec{k}') \left[1 - \frac{k^2 - k'^2}{q_x^2 + (k_y - k'_y)^2}\right] \mathrm{e}^{i(k_y - k'_y)y}. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь $k'_x = k_x - q_x$, $k'_z = k_z$.

Слагаемое, пропорциональное $\rho^0{}_k$, определяет ток, возникающий в результате перехода электрона из состояния k в состояние k' с излучением кванта $\hbar\omega$ электромагнитного поля. При этом можно провести интегрирование по k'_y, учитывая при $k_x >> q_x$, $\omega >> q_x v_x$ вклады полюсов $k_y'^2 = k_y^2 - \frac{2m(\omega + i\upsilon)}{\hbar}$

Слагаемое с $\rho^0{}_{k'}$ обусловливает ток, связанный с переходами электронов из состояния k' в состояние k при поглощении энергии $\hbar\omega$. Этот ток определяется полюсами $k_y^2 = k_y'^2 + \frac{2m(\omega + i\upsilon)}{\hbar}$ при интегрировании по k_y. В результате интегрирования получаем:

$$\vec{j}'(\omega,\vec{r}) = \frac{-ie^2\omega A\, \mathrm{e}^{iq_x x}}{(2\pi)^3\hbar c}\times$$

$$\times\left\{\int \frac{d\vec{k}(\vec{k}+\vec{k}_-)\rho_k^0}{k_y^-(k_y-k_y^-)^2}\left[1-\frac{\hbar(k_y-k_y^-)^2}{2m\omega}\right]\exp\left\{i\left[k_y-k_y^-+i\delta_-\right]y\right\}-\right. \tag{10}$$

$$\left.-\int \frac{d\vec{k}(\vec{k}+\vec{k}_+)\rho_k^0}{k_y^+(k_y-k_y^+)^2}\left[1-\frac{\hbar(k_y-k_y^-)^2}{2m\omega}\right]\exp\left\{i\left[k^+{}_y-k_y+i\delta_+\right]y\right\}\right\}.$$

Здесь $y<0,\ k_y^{\pm}=\sqrt{k_y^2\pm\frac{2m\omega}{\hbar}}>0,\ \vec{k}_{\pm}=(k_x,k_y^{\pm},k_z),\ \delta_{\pm}=\frac{m\upsilon}{\hbar k_y^{\pm}}$.

Символ $\int'$ означает, что интегрирование по k_y проводится в областях $\left(-\infty,-\sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}};\sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}},\infty\right)$, где возможен процесс излучения кванта энергии электроном. Аналогичное выражение для $\vec{j}'$ легко получить в области $y < 0$.

Видно, что ток $\vec{j}'(\omega,\vec{r})$, возникающий в результате электронных переходов между состояниями k_y и k'_y представляет собой бесконечный набор пространственных гармоник с периодом $\frac{2\pi}{\left|k_y-k_y^{\pm}\right|}$, зависящим от частоты поля и импульса частицы, с амплитудой, убывающей от границы как $\exp(-\delta_{\pm}\left|y\right|$. В классическом пределе $k_y^2, k_y'^2 >> \frac{2m\omega}{\hbar}$ такого рода гармоники известны как «волны Ван-Кампена», фазовая скорость которых равна скорости частицы. Подставляя (6) в уравнение (7), находим потенциал, возбуждаемый током $\vec{j}'(\omega,x,y)$.

$$A_x'(\omega,q_x,y)=\frac{i\alpha(\omega,q_x,y)}{\varepsilon(\omega)}A;$$

$$A_y'(\omega,q_x,y)=\frac{A}{q_x\varepsilon(\omega)}\frac{\partial\alpha}{\partial y}(\omega,q_x,y); \tag{11}$$

$$\alpha(\omega,q_x,y)=\frac{e^2q_xm}{\pi^2\hbar^2}\times$$

$$\times\left\{\int' \frac{\rho_k^0 d\vec{k}}{k_y^-(k_y\mp k_y^-)^4}\left[1-\frac{\hbar(k_y\mp k_y^-)^2}{2m\omega}\right]\exp\left\{i(k_y\mp k_y^-\pm i\delta_-)y\right\}-\right.$$

$$\int' \frac{\rho_k^0 d\vec{k}}{k_y^+ (k_y \mp k_y^+)^4} \left[1 - \frac{\hbar (k_y \mp k_y^+)^2}{2m\omega} \right] \exp\left\{ i(\pm k_y^+ - k_y \pm i\delta_+) y \right\}.$$

Здесь верхние знаки перед $k_y^\mp$ и $\delta_\mp$ относятся к полупространству $y > 0$, нижние, соответственно, к полупространству $y < 0$.

Посредством граничных условий теперь можно исключить неопределенные константы A_1 и A_2 и получить дисперсионное уравнение:

$$\varepsilon_1(\omega) \left[1 + i \frac{\alpha_2(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon_2(\omega)} \right] + \varepsilon_2(\omega) \left[1 + i \frac{\alpha_1(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon_1(\omega)} \right] = 0, \qquad (12)$$

Отсюда, при $\left| \frac{\alpha(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon(\omega)} \right| << 1$ получаем:

$$\omega_s = \left(\frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}} \right)^{1/2}; \quad \Delta\omega_s = \frac{i\omega_s}{2} \frac{\left[\alpha_1(\omega, q_{x,} 0) + \alpha_2(\omega, q_{x,} 0) \right]}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}.$$

Найдем теперь декременты затухания в различных физических ситуациях. В случае максвелловского распределения электронов

$$\rho_k^0 = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_0}{(2\pi m T)^{3/2}} \mathrm{e}^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mT}}$$

выражение для $\alpha(\omega, q_x, 0)$ можно преобразовать к следующему виду:

$$\alpha(\omega, q_x, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 q_x \upsilon_T T}{\hbar \omega^4} (\mathrm{e}^{-\frac{\hbar\omega}{T}} - 1) \int_{-\infty}^{\infty} (x^2 + \frac{\hbar\omega}{T})^{\frac{1}{2}} x^2 \mathrm{e}^{-x^2} dx.$$

Отсюда получаем:

$$\begin{aligned} \alpha &= -2 \frac{\omega_0^2 q_x \upsilon_T}{\omega_s^3} \sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}, \quad \frac{\hbar\omega_s}{T} >> 1; \\ \alpha &= -2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 q_x \upsilon_T}{\omega_s^3}, \qquad \frac{\hbar\omega_s}{T} << 1. \end{aligned} \qquad (13)$$

На границе двух плазменных сред, разделенных бесконечно высоким потенциальным барьером, выражения для декремента приобретают вид:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_s &= -i \frac{q_x}{\sqrt{2\hbar\omega_s}} \frac{\sum \omega_{0i}^2 \upsilon_{Ti} T_i^{1/2}}{\sum \omega_{0i}^2}; \\ \Delta\omega_s &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} i q_x \frac{\sum \omega_{0i}^2 \upsilon_{Ti}}{\sum \omega_{0i}^2}; \qquad i = 1,2\ldots \end{aligned} \qquad (14)$$

В случае бесконечно малого барьера:

$$\omega_{01} = \omega_{02}, \quad \varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{02}, \quad \omega_s = \omega_0 \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}}$$

– декременты колебаний соответственно равны:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_s &= -iq_x \upsilon_T \sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}, \quad \hbar\omega_s >> T; \\ \Delta\omega_s &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} iq_x \upsilon_T, \qquad \hbar\omega_s << T. \end{aligned} \tag{15}$$

Выводы. Получены расчетные соотношения, связывающие параметры полупроводниковых структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, температурой носителей с величиной декремента колебаний в классическом и квантовом приближениях.

Предложена модель взаимодействия электронов проводимости полупроводящей среды с поверхностными колебаниями, основанная на реализации резонансного (черенковского) взаимодействия движущихся зарядов и электромагнитных колебаний в условиях, когда совпадают фазовая скорость волны и скорость заряженной частицы.

Список литературы: 1. *Мырова Л.О., Чепиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с. **2.** *Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов С.А.* Электромагнитные влияния на сооружения связи. – М.: Радио и связь,1979. – 225 с. **3.** *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с. **4.** *Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М.* Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. – К.: Наукова думка, 1991. – 216 с. **5.** *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

Bibliography (transliterated): 1. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 Print. **2.** Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz', 1979. 225 Print. **3.** Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 Print. **4.** 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 Print. **5.** Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

Поступила (received) 02.04.2015

УДК 621.318

Вплив стороннього електромагнітного випромінювання на спектр поверхневих коливань напівпровідникових структур / В.І. Кравченко, А.А.Серков, В.С. Бреславець, І. В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2015. − № 20 (1129). − С. 56-62. − Бібліогр.: 5 назв. – ISSN 2079-0740.

Запропонований механізм появи поверхневих електронних станів на нерівних межах основних твердих середовищь. Визначено механізми виникнення нестійкостей власних коливань напівпровідникових надграт, обумовлених їх взаємодією з потоками заряджений частинок в умовах дії стороннього електромагнітного випромінювання. Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання на електрорадіовироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах виробів та утворенням їх внутрішніх полів. Досліджено вплив неоднорідних властивостей поверхні у випромінюючих структурах на спектральні характеристики перехідного та черенковського випромінювання. Побудовано теорію беззіткнувального згасання поверхневих полярітонів у квантовому та класичному наближеннях.

Ключові слова: електромагнітні поля, коливання, плазма, напівпровідник, надгратка, беззіткнувальне згасання, кінетична та гідродінамічна нестійкості, генерування, черенковське та перехідне випромінювання, гелікони, заряджені частинки, поверхневі хвилі.

УДК 621.318

Влияние стороннего электромагнитного излучения на спектр поверхностных колебаний полупроводниковых структур / В.И. Кравченко, А.А.Серков, В.С. Бреславец, И. В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2015. − № 20 (1129). − С. 56-62. − Бібліогр.: 5 назв. – ISSN 2079-0740.

Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток., обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях влияния внешнего электром Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих елементах изделий и возникновением их внутренних полей. агнитного излучения. Разработан новый механизм появления поверхностных електронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих структурах на спектральные характеристики переходного и черенковского излучения Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностнíх поляритонов в квантовом и классическом приближениях.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, сверхрешетка, кинетическая и гидродинамическая неустойчивости, генерирование, черенковське и переходное излучение, геликоны, заряженные частицы, поверхностные волны.

Effect of an External Electromagnetic Radiation on the Spectrum of Surface Oscillations of Semiconductor Structures / V.I. Kravchenko, A.A. Serkov, V.S. Breslavets, I.V. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2015. – № 20 (1129). − C. 56-62. – Bibliogr.: 5. – ISSN 2079-0740.

The influence of pulsed electromagnetic radiation on electric radio apparatus is often accompanied by currents arcsing on inner current – conducting elements as well as by the distortion of their internal fields. The development of theory of interaction of microwave electromagnetic oscillations and charged particles in bounded plasma-like media and the study of kinetic and hydrodynamic beam instabilities in solid –like structures appled in the present microwave electronics is proposed. The power losses of the flow of charged particles caused by such an interaction due to excitation of surface polaritons in the semiconductor superstructure have been determined. A new mechanism of initiation of surface at uneven of the conducting solid bodies is proposed. A theory of collisionless damping of surface plasmons in qvantium and classical approcsimations is tlfborated and the conditions of its conversion are determined. The effect of inhomogeneouse properties of surface of open radiating structures on the spectral characteristics of transition radiation is studies. It is found that the energy losses related to excitation of volume helicons are equivalent to the energy losses of a magnetic moment created due to the charge rotation. New mechanism of excitation of surface magnitoplasmf oscillations by the moving ra-

diation source are suggested.

Keywords: electromagnetic fields, vibrations, plasma, semiconductor superlattice, bezitknuvalne extinction, kinetic and hidrodinamichna instability, generation, Cherenkov and transition radiation, Helicon, charged particles, surface waves.