

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»

ВОЗДЕЙСТВИЕ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностных поляритонов в квантовом и классическом приближениях. Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях влияния внешнего электромагнитного излучения. Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих элементах изделий и возникновением их внутренних полей. Разработан новый механизм появления поверхностных электронных 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

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

Введение. 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.

© В.И. Кравченко, А.А.Серков, В.С. Бреславец, И. В. Яковенко, 2015

Основные результаты. В настоящей работе исследуются механизмы затухания поверхностных колебаний, когда их взаимодействие с электронами проводимости в условиях воздействия внешнего электромагнитного излучения на электрорадиоизделия носит характер столкновений.

Выражение для гамильтониана взаимодействия электронов с плазмонами, определяющее матричный элемент $W_{k_1qk_2}$, имеет вид:

$$\hat{H}^{(int)} = -\frac{1}{c} \int \hat{j}(r) \hat{A}(r) dr. \quad (1)$$

Здесь A – вектор-потенциал с калибровкой

$$div \vec{A} = 0; \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (2)$$

Он выражается через операторы рождения и уничтожения плазмонов (соответственно: $\hat{a}_q^{(+)}(t) = \hat{a}_q \exp(i\omega t)$; $\hat{a}_q(t) = \hat{a}_q \exp(-i\omega t)$) следующим образом:

$$A_\alpha(\vec{r}, t) = \sum_q A_\alpha(\vec{q}) \vec{e}_\alpha e^{iq\vec{r}} [\hat{a}_q(t) + \hat{a}_{-q}^{(+)}(t)];$$

$$e_{1x} = e_{2x} = \frac{q_x}{q\sqrt{2}}; \quad e_{1y} = -e_{2y} = \frac{i}{\sqrt{2}}; \quad e_{1z} = e_{2z} = \frac{q_z}{q\sqrt{2}}; \quad q = \sqrt{q_x^2 + q_z^2};$$

$$\omega_{-q} = \omega_q = \omega; \quad q_y = -iq, \quad y < 0; \quad q_y = iq, \quad y > 0. \quad (3)$$

Величина A_q находится в результате квантования энергии электромагнитного поля поверхностного плазмона

$$\hat{H}^{(em)} = \frac{\omega^2}{8\pi c^2} \int [\hat{A}(\omega, r)]^2 \frac{d}{d\omega} (\omega \varepsilon(\omega)) d\vec{r}. \quad (4)$$

где интегрирование проводится по всей области локализации поверхностного плазмона. Подставляя в (4) $[\hat{A}(\omega, r)]^2$, приравнявая

$$H^{(em)} = \sum \frac{\hbar \omega_q}{2} [\hat{a}_q \hat{a}_q^+ + \hat{a}_q^+ \hat{a}_q], \text{ получим } A_q = \left(\frac{4\pi e^2 \hbar q c^2}{S \omega_q (\varepsilon_o + \varepsilon_d)} \right)^{1/2} \text{ где } S - \text{ площадь}$$

поверхности образца.

Оператор плотности электронного тока имеет вид:

$$\vec{j} = \frac{e\hbar}{2im_0} [\hat{\Psi}^+ \nabla \hat{\Psi} - \hat{\Psi} \nabla \hat{\Psi}^+];$$

$$\hat{\Psi}^+ = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum \hat{b}_k^+(t) \exp(-i(k_x x + k_z z)) \sin k_y y; \quad (5)$$

$$\hat{\Psi} = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum \hat{b}_k(t) \exp(i(k_x x + k_z z)) \sin k_y y;$$

$$V = SL; \quad k_y = \frac{\pi}{L} n; \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

где $b_k^{(+)}(t) = b_k^{(+)} e^{\frac{iE_k t}{\hbar}}$; $b_k(t) = b_k e^{-\frac{iE_k t}{\hbar}}$ – операторы рождения и уничтожения электронов с волновым вектором \vec{k} .

Проведя в выражении (2) интегрирование, получим:

$$H^{(63)} = \sum_{k_1 q k_2} W_{k_1 q k_2} b_{k_1}(t) (a_q(t) + a_{-q}^+(t)) b_{k_2}^+(t),$$

где

$$W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2} = \frac{2k_{1y} k_{2y} (k_1^2 - k_2^2) W_0 q_x}{[(q^2 + (k_{2y} - k_{1y})^2) [(q^2 + (k_{2y} - k_{1y})^2) |q_x|]};$$

$$W_0 = \left(\frac{2\pi e^2 q_x \hbar^3}{m_0^2 L_y^2 S \omega_q (\varepsilon_0 + \varepsilon_d)} \right)^{1/2}.$$

Видно, что матричный элемент обладает следующими свойствами:

$$W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2} = -W_{\vec{k}_2 \vec{q} \vec{k}_1} = W_{\vec{k}_1 - \vec{q} \vec{k}_2}.$$

Учитывая закон сохранения энергии $E_2 = E_1 - \hbar \omega_{\vec{q}}$ и полагая $q^2 \ll (k_{2y} - k_{1y})^2$; $q \ll k_x$; $q \ll k_z$ получим следующее выражение для матричного элемента:

$$\left| W_{\vec{k}_1 \vec{q} \vec{k}_2} \right|^2 = W_0^2 \left(\frac{\hbar k_y^{(+)} k_y}{m \omega_q} \right)^2; \quad k_y^+ = \sqrt{k_y^2 + \frac{2m\omega_q}{\hbar}}.$$

Декремент колебаний $\gamma = \frac{1}{2N_q} \frac{\partial N_q}{\partial t}$ определяется процессами инду-

цированного излучения и поглощения волн частицами: $N_q \gg 1$ &

Кинетическое уравнение для поверхностных плазмонов имеет вид:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum \left| W_{k_1 q k_2} \right|^2 \delta(E_1 - E_2 - \hbar \omega_{\vec{q}}) [(N_{\vec{q}} + 1) n_{\vec{k}_1} (1 - n_{\vec{k}_2}) - (6)$$

$$- N_{\vec{q}} n_{\vec{k}_{21}} (1 - n_{\vec{k}_1})],$$

где N_q – число поверхностных плазмонов в состоянии q ; $n_{k_{1,2}}$ – число элект-

тронов в состояниях $k_{1,2}$; $E_{1,2} = \frac{\hbar^2 k_{1,2}^2}{2m}$ – закон дисперсии электронов; $W_{k_1 q k_2}$ –

матричный элемент, характеризующий вероятность перехода электронов между состояниями $k_1 \rightarrow k_2$. Первый член правой части уравнения описывает процесс спонтанного и индуцированного излучения поверхностных плазмонов при переходе электронов из состояния k_1 в состояние k_2 ; второй – про-

цессы поглощения плазмонов при обратных переходах. В левой части уравнения отсутствует член $v_{xp} \frac{\partial N_q}{\partial \vec{r}}$, поскольку предполагается, что плазмоны не обладают дисперсией и их групповая скорость равна нулю. Особенность кинетического уравнения заключается в том, что закон сохранения импульса плазмонов и электронов выполняется только в направлении параллельном границе раздела сред, поскольку пространство вдоль оси OY неоднородно:

$$k_{1x} = k_{x2} + q_x; \quad k_{1z} = k_{z2} + q_z.$$

Предполагается, что плазменная среда (среда 1) занимает область пространства $0 \leq y \leq L$ $\left(\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)$. Границы $y = 0$; $y = L$ являются идеально отражающими, а области $y < 0$; $y > L$ занимает диэлектрик (вакуум) $\varepsilon_2 = \varepsilon_d$. Глубина проникновения поля плазмона остается малой по сравнению с L , то есть поля локализованы на границах $y = 0$; $y = L$ независимо друг от друга. Мы рассмотрим взаимодействие электронов и плазмонов вблизи границы $y = 0$.

Переходя в кинетическом уравнении (6) от суммирования к интегрированию $\left(\sum_{k_y} = \frac{L}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \right)$ получим следующее выражение для декремента:

$$\gamma = \frac{W_0^2 VL}{4\pi^3 m \hbar \omega_q^2} \int_{k_y > 0} dk k_y^+ k_y^2 (n_{k^{(+)}} - n_k). \quad (7)$$

Рассмотрим случай максвелловского распределения электронов:

$$n_k = n_0 \frac{(2\pi\hbar)^3}{(2\pi m T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2mT}\right).$$

Подставляя значения W_0 ; n_k в формулу (7) и используя закон дисперсии поверхностных плазмонов $\omega_q^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d}$ получим:

$$\gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} q_x v_T \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right) \left(\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right) - 1 \right) \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \sqrt{x^2 + \frac{\hbar\omega}{T}} \exp(-x^2) dx. \quad (8)$$

Легко убедиться, что формула (7) в предельных случаях дает те же значения декремента, что и выражения (8)&

В случае вырожденного электронного газа разность $n_{k^+} - n_k = n_k(\varepsilon_F + \hbar\omega) - n_k(\varepsilon_F)$ при $\varepsilon_F \gg \hbar\omega$ можно представить в виде $\frac{\partial n_k}{\partial \varepsilon_F} \hbar\omega$, где $\frac{\partial n_k}{\partial \varepsilon_F} = n_k \delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$; $n_k = 1$. В результате интегрирования (7)

получим снова выражение) для γ в случае зеркального отражения электронов от границы.

Таким образом, представление о взаимодействии поверхностных плазмонов и электронов как о столкновительном процессе приводит к тем же результатам, что и метод дисперсионных соотношений. Кроме того, использование модели однородной плазмы является правомочным не только в классическом, но и в квантовом приближении.

Исследуем механизмы спонтанного излучения частиц, когда $N_q \ll 1$. Рассмотрим излучение, создаваемое одной частицей $n_k = \delta_{kk_0}$, движущейся со скоростью v_0 . В этом случае из уравнения (1) следует при $q_x \ll k_x$; $q_z \ll k_z$:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{4mL}{\hbar^3} \int_0^\infty |W_{k_0,ky}|^2 \delta(k_0^2 - k_y^2 - \frac{2m\omega_q}{\hbar}) dk_y. \quad (9)$$

Принимая во внимание условие $k_0^2 \gg \frac{2m\omega_q}{\hbar}$, определим мощность спонтанного излучения электрона:

$$\hbar\omega_q \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{4\pi e^2 q v_0^3}{V\omega_0^2}. \quad (10)$$

Если число электронов в состоянии « k_0 » равно n_{k_0} то правую часть необходимо умножить на эту величину. Сравним мощность излучения с величиной потерь энергии частицы при ее отражении от границы раздела сред.

Поля, создаваемые частицей, будем описывать следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) &= 0; \quad \text{div } \vec{D} = 4\pi e \delta(x) [\delta(y - v_0 t) + \delta(y + v_0 t)] \delta(z); \\ \vec{D}(\vec{r}, t) &= \int_0^t \varepsilon(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt', \quad y > 0; \\ \text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) &= 0, \quad \text{div } \vec{D} = 0; \\ \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_d \vec{E}(\vec{r}, t), \quad y < 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Фурье-компоненты поля частицы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \sum_{q_x, q_z} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\omega, \vec{q}, y) e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} d\omega, \quad q = \sqrt{q_x^2 + q_z^2}; \\ E_x(\omega, \vec{q}, y) &= -\frac{ieq_x v_0 \cos \frac{\omega}{v_0} y}{\pi^2 \varepsilon(\omega) S(\omega^2 + q^2 v_0^2)}; \end{aligned}$$

$$E_y(\omega, \vec{q}, y) = -\frac{ie\omega \sin \frac{\omega}{v_0} y}{\pi^2 \varepsilon(\omega) S(\omega^2 + q^2 v_0^2)};$$

$$\varepsilon(\omega) = \int_0^\infty \varepsilon(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (12)$$

В дальнейшем $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$; $\omega^2 \gg q^2 v_0^2$. К этим полям необходимо

добавить свободные поля, представляющие собой решения однородных уравнений в средах «1» - «2»:

$$E_x(\omega, \vec{q}, y) = A_1 e^{-qy}, \quad E_y(\omega, \vec{q}, y) = i \frac{q}{q_x} A_1 e^{-qy}, \quad y > 0;$$

$$E_x(\omega, \vec{q}, y) = A_2 e^{qy}, \quad E_y(\omega, \vec{q}, y) = -i \frac{q}{q_x} A_2 e^{qy}, \quad y < 0. \quad (13)$$

Из граничных условий находим:

$$A_1 = \frac{ieq_x v_0}{\pi^2 \varepsilon(\omega)} \frac{\varepsilon_d}{(\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d)}; \quad A_2 = -\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d} A_1. \quad (14)$$

Нормальная составляющая электрического поля в среде «1» приобретает вид:

$$\vec{E}_y(\vec{r}, t) = -\frac{8\pi e v_0}{S(\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d)} \sum_{q_x, q_z} \frac{q}{\omega_q} e^{iq\vec{r}} \sin \omega t, \quad t > 0;$$

$$\vec{E}_y(\vec{r}, t) = 0, \quad t < 0. \quad (15)$$

При интегрировании по $d\omega$ учитывалась частота столкновений $\nu \ll \omega$ для выбора правильного обхода полюсов: $\omega = -\frac{i\nu}{2} \pm \omega_q$.

Выводы. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов в результате их взаимодействия с электронами проводимости; приведены его решения, определяющие декремент колебаний и мощность спонтанного излучения частиц в условиях воздействия внешнего электромагнитного излучения на полупроводниковые комплектующие электрорадиоизделий.

Определены кинетические механизмы затухания поверхностных плазмонов на границе полупроводник – диэлектрик, основанные на представлениях о волнах Ван-Кампена. Показано, что затухание колебаний такого рода связано с тем, что колебания возбуждают на границе раздела сред волны Ван-Кампена, которые модулируются полем поверхностной волны и уносят энергию поля вглубь среды.

Исследованы процессы бесстолкновительного затухания поверхностных колебаний, когда взаимодействие волн и частиц носит характер случайных

столкновений и описывается методом вторичного квантования системы (представление чисел заполнения).

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 svyazi 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 svyazi. 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 S. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

Поступила (received) 03.04.2015

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»

ВОЛНОВОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Разработан новый механизм появления поверхностных электронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях влияния внешнего электромагнитного излучения. Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих элементах изделий и возникновением их внутренних полей. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих

© В.И. Кравченко, А.А.Серков, В.С. Бреславец, И. В. Яковенко, 2015