УДК 621.318

В.И.КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, проф., НТУ «ХПИ»;
Ф.В.ЛОСЕВ, канд. техн. наук., науч. сотр., НТУ «ХПИ»;
И.В.ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат.наук, главн. науч. сотр, НТУ «ХПИ»

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ В УСЛОВИЯХ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на електровироби (ЕРВ) часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах ЕРВ і утворенням їх внутрішніх полів. Визначено механізми виникнення нестійкостей власних коливань напівпровідникових надграт, обумовлених їх взаємодією з потоками заряджений частинок в умовах дії стороннього ЕМВ.

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 power losses of the flow of charged particles caused by such an interaction due to excitation of surface polaritons in the semiconductor structure have been determined.

Показано, что действие импульсного электромагнитного излучения (ЭМИ) на электроизделия (ЭРИ) часто сопровождается возникновением токов в проводящих элементах ЭРИ и образованием их внутренних полей. Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях действия внешнего ЭМИ.

Введение. Все многообразие отказов, возникающих в РЭА как результат воздействия сторонних факторов, принято разделять на обратимые и необратимые [1, 2]. Необратимые отказы характеризуются полной утратой работоспособности Р Э А. Они наступают в случае, когда изменение внутренних параметров аппаратуры превышает допустимые пределы (при воздействии внешнего ЭМИ необратимые отказы обычно возникают вследствие теплового пробоя комплектующих). Для обратимых отказов характерна временная утрата работоспособности, приводящая к искажению выходных характеристик.

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния ЭМИ на электрорадиоизделия 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. В предыдущих было исследовано бесстолкновительное затухание поверхностных плазмонов на основе дисперсионного уравнения. Мы показали, что затухание колебаний вызвано преобразованием поля поверхностного плазмона в волны Ван-Кампена. Как уже отмечалось ранее взаимодействие поверхностных плазмонов и электронов можно представить как процесс столкновений частиц и характеризовать интегралом столкновений в кинетических уравнениях для бозонов и фермионов. Подобным образом описывается механизм рассеяния электронов на фононах в проводящих твердых телах [116]. В настоящем параграфе исследуются механизмы затухания поверхностных колебаний, когда их взаимодействие с электронами проводимости носит характер столкновений.

Кинетическое уравнение для поверхностных плазмонов имеет вид:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t}=\frac{2\pi}{\hbar}\sum\left|W_{k_1qk_2}\right|^2\delta(E_1-E_2-\hbar\omega_{\vec{q}})[(N_{\vec{q}}+1)n_{\vec{k}_1}(1-n_{\vec{k}_2})-N_{\vec{q}}n_{\vec{k}_{21}}(1-n_{\vec{k}_1})], \quad (1)$$

где N_q – число поверхностных плазмонов в состоянии q; $n_{k1,2}$ – число электронов в состояниях $k_{1,2}$; $E_{1,2}=\dfrac{\hbar^2 k_{1,2}}{2m}$ – закон дисперсии электронов; W_{k1qk2} – 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 – процессы поглощения плазмонов при обратных переходах. В левой части уравнения отсутствует член $v_{гр}\dfrac{\partial N_q}{\partial \vec{r}}$, 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 $0Y$ неоднородно:

$$k_{1x}=k_{x2}+q_x; \qquad k_{1z}=k_{2z}+q_z\,.$$

Предполагается, что плазменная среда (среда 1) занимает область пространства $0\le y\le L$ $\left(\varepsilon_1(\omega)=\varepsilon_0-\dfrac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$. 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 $y = 0$.

Выражение для гамильтониана взаимодействия электронов с плазмонами, определяющее матричный элемент W_{k1qk2}, имеет вид:

$$\hat{H}^{(\mathrm{int})} = -\frac{1}{c}\int \hat{j}(r)\hat{A}(r)dr\ . \qquad (2)$$

Здесь A – вектор-потенциал (с калибровкой $div\vec{A} = 0$; $\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$).

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:

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

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

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

Величина A_q находится в результате квантования энергии электромагнитного поля поверхностного плазмона

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

где интегрирование проводится по всей области локализации поверхностного плазмона. Подставляя в (4) $[\hat{A}(\omega,r)]^2$, приравнивая $H^{(em)} = \sum \frac{\hbar\omega_q}{2}\left[\hat{a}_q\hat{a}_q^+ + \hat{a}_q^+\hat{a}_q\right]$, получим $A_q = \left(\frac{4\pi e^2\hbar q c^2}{S\omega_q(\varepsilon_o + \varepsilon_d)}\right)^{1/2}$, где S – площадь поверхности образца.

Оператор плотности электронного тока имеет вид:

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

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

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

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

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

Проведя в выражении (2) интегрирование, получим:

$$H^{(вз)} = \sum_{k_1 q k_2} W_{k_1 q k_2} b_{k_1}(t)(a_q(t) + a_{-q}^{+}(t)) b_{k_2}^{+}(t), \qquad (6)$$

где

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

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

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 $q^2 << (k_{2y} - k_{1y})^2$; $q << k_x$; $q << k_z$ 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 $\gamma = \dfrac{1}{2N_q} \dfrac{\partial N_q}{\partial t}$ определяется процессами индуцированного излучения и поглощения волн частицами: $N_q >> 1$:

Переходя в кинетическом уравнении (1) от суммирования к интегрированию $\left(\sum_{k_y} = \dfrac{L}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y\right)$ получим следующее выражение для декремента.

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

Рассмотрим случай максвелловского распределения электронов:

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

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

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

Легко убедится, 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 $\varepsilon_F >> \hbar\omega$ 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.

Уравнение (1) исследовать механизмы спонтанного излучения частиц, когда $N_q << 1$. Рассмотрим излучение, создаваемое одной частицей $n_k = \delta_{kk0}$, движущейся со скоростью v_0. В этом случае из уравнения (1) следует при $q_x << kx$; $q_z << k_z$:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{4mL}{\hbar^3}\int_0^{\infty}\left|W_{k0,ky}\right|^2 \delta\left(k_0^2-k_y^2-\frac{2m\omega_q}{\hbar}\right)dk_y . \qquad (9)$$

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

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

Если число электронов в состоянии «k_0» равно n_{k0} 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:

$$\operatorname{rot}\vec{E}(\vec{r},t)=0;\quad \operatorname{div}\vec{D}=4\pi e\delta(x)[\delta(y-v_0t)+\delta(y-v_0t)]\delta(z);$$

$$\vec{D}(\vec{r},t)=\int_{\infty}^{t}\varepsilon(t-t')\vec{E}(\vec{r},t')dt', \qquad y>0;$$

$$\left.\begin{aligned} &rot\vec{E}(\vec{r},t)=0;\quad \operatorname{div}\vec{D}=0;\\ &\vec{D}(\vec{r},t)=\varepsilon_d\vec{E}(\vec{r},t), \qquad y<0. \end{aligned}\right. \qquad (11)$$

Фурье-компоненты поля частицы имеют следующий вид:

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\sum_{q_x,q_z}\int_{-\infty}^{\infty}\vec{E}(\omega,\vec{q},y)\mathrm{e}^{i(\vec{q}\vec{p}-\omega t)}\,d\omega;\quad q=\sqrt{q_x^2+q_z^2},$$

$$E_x(\omega,\vec{q},y)=-\frac{ieq_x v_0\cos\dfrac{\omega}{v_0}y}{\pi^2\varepsilon(\omega)S\left(\omega^2+q^2v_0^2\right)},$$

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

$$\varepsilon(\omega)=\int_0^{\infty}\varepsilon(\tau)\,\mathrm{e}^{i\omega\tau}\,d\tau, \tag{12}$$

В дальнейшем $\varepsilon(\omega)=\varepsilon_0-\dfrac{\omega_0^2}{\omega^2};\quad \omega^2>>q^2v_0^2$. К этим полям необходимо добавить свободные поля, представляющие собой решения однородных уравнений (11) в средах «1» - «2»:

$$\begin{aligned} &E_x(\omega,\vec{q},y)=A_1\,\mathrm{e}^{-qy},\quad E_y(\omega,\vec{q},y)=i\frac{q}{q_x}A_1\,\mathrm{e}^{-qy},\quad y>0;\\ &E_x(\omega,\vec{q},y)=A_2\,\mathrm{e}^{qy},\quad E_y(\omega,\vec{q},y)=-i\frac{q}{q_x}A_2\,\mathrm{e}^{qy},\quad y<0. \end{aligned} \tag{13}$$

Из граничных условий находим:

$$A_1=\frac{ieq_xv_0}{\pi^2\varepsilon(\omega)}\frac{\varepsilon_d}{(\varepsilon(\omega)+\varepsilon_d)};\quad A_2=-\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d}A_1. \tag{14}$$

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

$$\begin{aligned} &\vec{E}_y(\vec{r},t)=-\frac{8\pi ev_0}{S(\varepsilon(\omega)+\varepsilon_d)}\sum_{q_xq_z}\frac{q}{\omega_q}\mathrm{e}^{i\vec{q}\vec{p}}\sin\omega t,\quad t>0;\\ &\vec{E}_y(\vec{r},t)=0,\quad t<0. \end{aligned} \tag{15}$$

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

Потери энергии частицы на возбуждение поверхностного плазмона в единицу времени $\dfrac{\partial\varepsilon}{\partial t}$ определяются из уравнения движения:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}=ev_0E_y\,. \tag{16}$$

В эту формулу следует подставить значение поля (15) в точке нахождения частицы $x=0;\ y=v_0;\ z=0$. Далее необходимо усреднить выражение для потерь энергии по времени пролета частицей области взаимодействия с волной в прямом и обратном направлениях: $\tau = \frac{2L}{v_0}$. Тогда средние потери энергии частицы в единицу времени на возбуждение q-гармоники поля плазмона принимают вид:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\hbar\omega_q \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t}. \qquad (17)$$

Таким образом, потери энергии частицы (спонтанное излучение поверхностного плазмона) возникают в результате преобразования падающей на границу волны Ван-Кампена в поле плазмона. Зная выражение для матричного элемента (6) можно оценить интеграл столкновений электронов с поверхностными плазмонами:

$$\frac{\partial n_{\vec{k}_1}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum \left|W_{k_1 q k_2}\right|^2 \{\delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}})[(N_{\vec{q}}+1)n_{\vec{k}_1}(1-n_{\vec{k}_2}) - \\ - N_{\vec{q}} n_{\vec{k}_1}(1-n_{\vec{k}_2})] + \delta(E_1 - E_2 + \hbar\omega_{\vec{q}})[(N_{\vec{q}} n_{\vec{k}_1}(1-n_{\vec{k}_2}) - (N_{\vec{q}}+1)n_{\vec{k}_2}(1-n_{\vec{k}_1})]. \qquad (18)$$

Из (18) можно найти изменение числа электронов $n_{k1} = n_{k0}\delta_{k1k0}$ в состоянии k_0 при их переходе в состояние k в результате спонтанного излучения поверхностных плазмонов ($N_q \to 0$). Выполняя интегрирование в выражении (18) получим:

$$\frac{\partial n_{k0}}{\partial t} = -n_{k0}\frac{4\pi e^2 q v_0^3}{V\omega_0^2 \hbar\omega_q}; \quad \frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{\partial n_{k0}}{\partial t}. \qquad (19)$$

Потери энергии электрона при этом при переходе равны:

$$E_0 \frac{\partial n_{k0}}{\partial t} + E\frac{\partial n_k}{\partial t} = \left(E_0 - E\right)\frac{\partial n_{k0}}{\partial t};$$

где:

$$E_0 - E = \hbar\omega_q; \quad \frac{\partial n_{k0}}{\partial t} = -\frac{\partial N_q}{\partial t}.$$

Выводы

1. 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 уносять энергию поля вглубь среды.

2. Использование понятия волны Ван-Кампена при описании механизмов бесстолкновительного затухания поверхностных колебаний позволяет учитывать влияние свойств границы на взаимодействие волн и частиц. В частности, эта модель позволяет определять выражения для декрементов поверхностных плазмонов в условиях диффузного отражения электронов от

границы раздела сред.

3. Показано, что на границе полупроводник-пьезоэлектрик возникает дополнительный механизм затухания поверхностных плазменных колебаний, связанный с возбуждением электроакустических волн. Получены также выражения для декрементов бесстолкновительного затухания поверхностных электроакустических волн на границе полупроводник-пьезоэлектрик в условиях зеркального или диффузного отражения электронов от границы.

4. Изучены механизмы бесстолкновительного затухания поверхностных плазмонов в условиях, когда температура носителей проводящих твердых тел много меньше энергии плазмона (квантовое приближение). Получены выражения для декрементов поверхностных плазмонов при наличии бесконечно высокого и бесконечно малого потенциального барьера на границе раздела сред.

5. Исследованы процессы бесстолкновительного затухания поверхностных колебаний когда взаимодействие волн и частиц носит характер случайных столкновений и описывается методом вторичного квантования системы (представление чисел заполнения). 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.

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.

Поступила в редколлегию 21.03.2012.