УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, профессор, НТУ «ХПИ»
А. И. КОРОБКО, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., НТУ «ХПИ»
И. В. ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат. наук, профессор, НТУ «ХПИ»

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФАКТОРОВ НА ВОЛНОВОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ

Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых структур в условиях воздействия электромагнитного излучения. Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения (ЭМИ) на электрорадиоизделия часто сопровождаются появлением токов в проводящих элементах изделий и появлением внутренних полей.

Ключевые слова: собственные колебания, полупроводниковые структуры, импульсное электромагнитное излучение.

Введение. Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния электромагнитного излучения на функционирование электрорадиоизделий относятся к области необратимых отказов, .которые характеризуются полной утратой работоспособности Моделирование механизмов влияния наведенных ЭМИ токов и напряжений на рабочие характеристики изделий, обычно проводится в рамках теории цепей с распределенными параметрами. При этом вопросы связанные с определением различного рода электромагнитных взаимодействий, протекающих непосредственно в комплектующих изделия при воздействии излучения остаются открытыми.

Настоящая работа в определенной степени компенсирует существующий пробел в области исследований обратимых отказов., для которых характерна временная утрата работоспособности, приводящая к искажению выходных характеристик изделия .В ней исследуется взаимодействие потоков заряженных частиц , наведенных ЭМИ, с волновыми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ – электронике.

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.

Кинетическое уравнение для поверхностных плазмонов имеет вид:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum \left| W_{k_1 q k_2} \right|^2 \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}})[(N_{\vec{q}} + 1) n_{\vec{k}_1} (1 - n_{\vec{k}_2}) - - N_{\vec{q}} n_{\vec{k}_{21}} (1 - n_{\vec{k}_1})] \qquad (1)$$

где N_q – число поверхностных плазмонов в состоянии; $E_{1,2} = \frac{\hbar^2 k_{1,2}}{2m}$ – закон дисперсии электронов; W_{k1qk2} – матричный элемент, характеризующий вероятность перехода электронов между состояниями $k_1 \to k_2$. 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 $v_{гр} \frac{\partial N_q}{\partial \vec{r}}$, 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 $0Y$ неоднородно:

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

Предполагается, что плазменная среда (среда 1) занимает область пространства $0 \le y \le L$ $\left(\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$. Границы $y = 0$; $y = L$ являются идеально отражающими, а области $y < 0$; $y >$ 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

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

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

Переходя в кинетическом уравнении (1) от суммирования к интегрированию ($\sum k_y=\frac{L}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dk_y$) получим следующее выражение для декремента

$$\gamma=\frac{W_0{}^2VL}{4\pi^3\ m\hbar\omega_q{}^2}\int\limits_{k_y>0}dk\,k_y^+k_y^2(n_{k(+)}-n_k)\ .\qquad (5)$$

Рассмотрим случай максвелловского распределения электронов:

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

Подставляя значения W_0; n_k в формулу (5) и используя закон дисперсии поверхностных плазмонов $\omega_q^2=\frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0+\varepsilon_d}$ получим:

$$\gamma=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,q_xv_T\left(\frac{T}{\hbar\omega}\right)\left(\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right)-1\right)\int\limits_{-\infty}^{\infty}x^2\sqrt{x^2+\frac{\hbar\omega}{T}}\ \exp\left(-x^2\right)dx\ .\qquad (6)$$

Легко убедится, что формула (5) в предельных случаях дает те же значения декремента, что и выражения (6).

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

Исследуем 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 $q_x<<k_x$; $q_z<<k_z$:

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t}=\frac{4mL}{\hbar^3}\int\limits_0^{\infty}\left|W_{k0,ky}\right|^2\delta\left(k_0^2-k_y^2-\frac{2m\omega_q}{\hbar}\right)dk_y\ .\qquad (7)$$

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

$$\hbar\omega_q \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{4\pi e^2 q v_0^3}{V{\omega_0}^2} . \tag{8}$$

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:

$$\mathrm{rot}\,\vec{E}(\vec{r},t) = 0; \quad \mathrm{div}\,\vec{D} = 4\pi e\delta(x)[\delta(y - v_0 t) + \delta(y - v_0 t)]\delta(z);$$

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

$$\begin{aligned} &rot\vec{E}(\vec{r},t) = 0; \qquad \mathrm{div}\,\vec{D} = 0; \\ &\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon_d \vec{E}(\vec{r},t); \qquad y < 0. \end{aligned} \tag{9}$$

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

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

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = e v_0 E_y . \tag{10}$$

В эту формулу следует подставить значение поля (9) 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:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = -\hbar\omega_q \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} . \tag{11}$$

Из (8) 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 получим:

$$\frac{\partial n_{k0}}{\partial t} = -n_{k0}\frac{4\pi e^2 q v_0^3}{V\omega_0^2\hbar\omega_q}; \quad \frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{\partial n_{k0}}{\partial t} . \tag{12}$$

Таким образом, определение механизмов и величин декрементов затухания поверхностных плазмонов на границе полупроводник – диэлектрик, основанные на представлениях о волнах Ван-Кампена и получение расчетных соотношений (6), (8), (12) позволяют оценивать искажения вольт-амперных характеристик полупроводниковых радиоизделий при наличии внешних электромагнитных полей (наеденных токов).

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.

Выводы. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов в результате их взаимодействия с электронами проводимости.

Приведены решения данного кинетического уравнения, определяющие декремент колебаний и мощность спонтанного излучения частиц в условиях воздействия внешнего электромагнитного излучения на полупроводниковые комплектующие электрорадиоизделий.

Полученные в работе выражения для декрементов бесстолкновительного затухания оверхностных колебаний, когда взаимодействие волн и частиц носит характер случайных столкновений, позволяют определять области генерации (области обратимых отказов) рабочих характеристик полупроводниковых приборов (гетеро и гомо переходов, Р–П переходов).

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 ioniziruyuschim elektromagnitnym izlucheniyam. – M.: Radio i svyaz', 1988. – 235. **2.** Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Elektromagnitnye vliyaniya na sooruzheniya svyazi. – M.: Radio i svyaz', 1979. – 225. **3.** Stil M., Vyural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. – M.: Atomizdat, 1973. – 312. **4.** Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D. D., Yakovenko V.M. Elektromagnitnye yavleniya SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah. – K.: Naukova dumka, 1991. – 216. **5.** Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. – M.: Mir, 1984. – 456.

Надійшла (received) 01.04.2014