

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 сопровождается 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:

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

где N_q – число поверхностных плазмонов в состоянии; $E_{1,2} = \frac{\hbar^2 k_{1,2}^2}{2m}$ – 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 – процессы поглощения плазмонов при обратных переходах. В левой части уравнения отсутствует член $v_{ep} \frac{\partial N_q}{\partial \vec{r}}$, 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 $0 \leq y \leq L$ ($\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$). 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 $W_{k_1 q k_2}$, имеет вид:

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

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:

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

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

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

Величина A_q находится в результате квантования энергии электромаг-

нитного поля поверхностного плазмона

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

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

$H^{(em)} = \sum \frac{\hbar \omega_q}{2} [\widehat{a}_q \widehat{a}_q^+ + \widehat{a}_q^+ \widehat{a}_q]$, 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.

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

$$\gamma = \frac{W_0^2 V L}{4\pi^3 m \hbar \omega_q^2} \int_{k_y > 0} dk k_y^+ k_y^2 (n_{k^{(+)}} - n_k). \quad (5)$$

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 (5) и используя закон дисперсии поверхностных плазмонов $\omega_q^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d}$ получим:

$$\gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} q_x v_T \left(\frac{T}{\hbar \omega} \right) \left(\exp\left(-\frac{\hbar \omega}{T}\right) - 1 \right) \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \sqrt{x^2 + \frac{\hbar \omega}{T}} \exp(-x^2) dx. \quad (6)$$

Легко убедиться, 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 $\varepsilon_F \gg \hbar \omega$ 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 (5) получим снова выражение) для γ в случае зеркального отражения электронов от границы.

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 $q_x \ll k_x$; $q_z \ll k_z$:

$$\frac{\partial N_{\bar{q}}}{\partial t} = \frac{4mL}{\hbar^3} \int_0^{\infty} |W_{k_0, k_y}|^2 \delta\left(k_0^2 - k_y^2 - \frac{2m\omega_q}{\hbar}\right) dk_y. \quad (7)$$

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

$$\hbar\omega_q \frac{\partial N_{\bar{q}}}{\partial t} = \frac{4\pi e^2 q v_0^3}{V\omega_0^2}. \quad (8)$$

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:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) &= 0; \quad \text{div } \vec{D} = 4\pi e \delta(x) [\delta(y - v_0 t) + \delta(y + v_0 t)] \delta(z); \\ \vec{D}(\vec{r}, t) &= \int_{-\infty}^t \varepsilon(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt'; \quad y > 0; \\ \text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) &= 0; \quad \text{div } \vec{D} = 0; \\ \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_d \vec{E}(\vec{r}, t); \quad y < 0. \end{aligned} \quad (9)$$

При интегрировании по $d\omega$ учитывалась частота столкновений $\nu \ll \omega$ 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:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = e v_0 E_y. \quad (10)$$

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:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\hbar\omega_q \frac{\partial N_{\bar{q}}}{\partial t}. \quad (11)$$

Из (8) можно найти изменение числа электронов $n_{k_1} = n_{k_0} \delta_{k_1 k_0}$ в состоянии k_0 при их переходе в состояние k в результате спонтанного излучения поверхностных плазмонов ($N_q \rightarrow 0$). Выполняя интегрирование получим:

$$\frac{\partial n_{k_0}}{\partial t} = -n_{k_0} \frac{4\pi e^2 q v_0^3}{V\omega_0^2 \hbar\omega_q}; \quad \frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{\partial n_{k_0}}{\partial t}. \quad (12)$$

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 комплекты электрорадиоизделий.

Полученные в работе выражения для декрементов бесстолкновительно-го 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, P–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 S. Fizika poluprovodnikovyh priborov. – M.: Mir, 1984. – 456.

Надійшла (received) 01.04.2014

УДК 621.318

Вплив зовнішніх електромагнітних факторів на хвильові характеристики напівпровідникових комплектуючих електрорадіовиробів / В.І. Кравченко, А. І. Коробко, І. В. Яковенко // Вісник НТУ «ХП». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХП», 2014. – № 21 (1064). – С. 79-83. – Бібліогр.: 5 назв. – ISSN 2079-0740.

Визначено механізми виникнення нестійкостей власних коливань напівпровідникових

структур, обумовлених їх взаємодією з потоками заряджених частинок в умовах дії стороннього ЕМВ. Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на електровироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах ЕРВ і утворенням їх внутрішніх полів.

Ключові слова: власні коливання, напівпровідникові структури, імпульсне електромагнітне випромінювання.

УДК 621.318

Влияние внешних электромагнитных факторов на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, А. И. Коробко, И. В. Яковенко // Вісник НТУ «ХП». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХП», 2014. – № 21 (1064). – С. 79-83. – Бібліогр.: 5 назв. – ISSN 2079-0740.

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

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

Influence of external factors on electromagnetic waveguide characteristics of semiconductor components of the electric radio devices / V.I. Kravchenko, A. I. Korobko, I. V. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv : NTU "KhPI", 2014. – № 21 (1064). – P. 79-83. – Bibliogr.: 5. – ISSN 2079-0740.

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. The influence of pulsed electromagnetic radiation on electric radio apparatus is often accompanied by currents arcing on inner current – conducting elements as well as by the distortion of their internal fields.

Key words: semiconductor structure, pulsed electromagnetic radiation.