УДК 621.318

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

Кравченко В.И., д.т.н.,проф., Яковенко И.В., д.ф.-м.н.,г.н.с., Глухов Е.В., н.с.
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел./факс (057) 707-61-33, e-mail: nipkimolniya@ kpi.kharkov.ua

Визначено вирази для енергії випромінювання електромагнітних коливань у системі напівпровідникова плазма – потік заряджених частинок при збудженні коливань у субміліметровому діапазоні. Запропонована аналітична модель механізму взаємодії електромагнітних коливань та струмів заряджених частинок, що виникає внаслідок дії імпульсного електромагнітного випромінювання у провідних елементах електрорадіовиробів, що містять напівпровідникові надграти.

Определена энергия излучения электромагнитных колебаний в системе полупроводниковая плазма – поток заряженных частиц при возбуждении колебаний в субмиллиметровом диапазоне. Предложена аналитическая модель механизма взаимодействия электромагнитных колебаний и токов, возникающих вследствие воздействия электромагнитного излучения в проводящих элементах электрорадиоизделий, содержащих полупроводниковые сверхрешетки.

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.

Все многообразие отказов, возникающих в РЭА как результат воздействия сторонних факторов, принято разделять на обратимые и необратимые [2]. Необратимые отказы характеризуются полной утратой работоспособности РЭА. 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 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

В данном параграфе показано, что использование потока заряженных частиц, модулированного на частоте поверхностной волны, позволяет существенным образом повысить уровень излучения, поскольку процесс излучения носит коллективный характер [3]. Такой способ представляется нам довольно перспективным для возбуждения поверхностных волн различного рода в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Пусть границу $y = 0$ раздела двух сред, направленную вдоль оси абсцисс, пересекает промодулированный на частоте ω, квазинейтральный поток заряженных частиц, движущихся вдоль оси y со скоростью v_0.

Поля, создаваемые потоком в каждой среде, будем описывать следующей системой уравнений:

$$\begin{gathered}\operatorname{rot}\boldsymbol{E} = \frac{i\omega}{c}\boldsymbol{H}; \quad \operatorname{rot}\boldsymbol{H} = -\frac{i\omega}{c}\varepsilon\,\boldsymbol{E} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j};\\ \varepsilon\operatorname{div}\boldsymbol{E} = 4\pi\, en; \quad \boldsymbol{j} = en_0(x)\boldsymbol{v}(x,y) + e\boldsymbol{v}_0 n(x,y); \\ \boldsymbol{E} = (E_x, E_y, 0); \quad \boldsymbol{H} = (0,0,H_z); \\ \varepsilon = \varepsilon(y); \quad \varepsilon = \varepsilon_1,\ y \le 0; \quad \varepsilon = \varepsilon_2,\ y > 0,\end{gathered} \tag{1}$$

где e – заряд; $n_0(x)$ – равновесная плотность электронов; n и $\boldsymbol{v}$ – отклонения плотности и скорости электронов от равновесных значений. Величины n и $\boldsymbol{v}$ связаны между собой системой линейных гидродинамических уравнений:

$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)n+\operatorname{div} n_0\boldsymbol{v}=0$$
$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)\boldsymbol{v}=\frac{e}{m}\boldsymbol{E}. \qquad (2)$$

Электронный пучок предполагается ограниченным в направлении x и безграничным в направлении y и z. Поскольку толщина пучка d предполагается малой по сравнению с длиной волны, будем считать, что $n_0(x)=n_{0s}\delta(x)$, где $n_{0s}=n_0 d$ – поверхностная плотность электронов. Для бесконечного "тонкого" пучка полагаем $n(x,y)=n_s(y)\delta(x)$, $v_x=0$. После интегрирования уравнений движения, непрерывности и Пуассона по толщине пучка, получим:

$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)n_s(y)+n_{0s}\frac{\partial}{\partial y}v_y(0,y)=0,$$
$$\left(-i\omega+v_0\frac{\partial}{\partial y}\right)v_y(0,y)=\frac{e}{m_E}E_y(0,y), \qquad (3)$$
$$\varepsilon(\omega)\,d\frac{\partial E_y(0,y)}{\partial y}=4\pi e n_s(y).$$

Здесь мы положили
$$E_x\left(-\frac{d}{2}\right)-E_x\left(\frac{d}{2}\right)\cong E_x(0)-E_x(0)=0.$$

Подставляя в систему (3) зависимость всех переменных величин от y в виде $e^{iq_y y}$, находим:
$$n_s(y)=n_+e^{iq_y^+y}+n_-e^{iq_y^-y},$$
$$v_y(y)=\frac{\omega_b}{\omega}\frac{v_0}{n_{os}}\left(n_-e^{iq_y^-y}-n_+e^{iq_y^+y}\right), \qquad (4)$$

где $q_y^{\pm}=\dfrac{\omega}{v_0}\pm\dfrac{\omega_b}{v_0}$; $\omega_b^2=\dfrac{4\pi e^2 n_{0s}}{md\varepsilon(\omega)}$. Амплитуды $n_\pm$ медленной и быстрой волн пространственного заряда (ВПЗ) в среде "1" (вакууме) находятся из граничных условий на плоскости $y=-l$. В качестве таковых могут быть выбраны следующие: $v_y(-l)=v_1$; $n_s(-l)=0$, где v_1 – скорость электрона, возникающая под действием напряжения модуляции. В результате получим

$$v_y(y)=v_1\cos\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)\,e^{i\frac{\omega}{v_0}(y+l)};$$
$$n_\pm^{(1)}=\mp\frac{\omega}{2\omega_b}\frac{v_1}{v_0}n_{0s}e^{iq_y^{\pm}l};$$
$$n_s(y)=-i\frac{n_{0s}v_1\omega}{v_0\omega_b}\sin\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)\,e^{i\frac{\omega}{v_0}(y+l)}; \qquad (5)$$
$$j_y(y)=\frac{en_{0s}}{d}v_1\left[\cos\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)-\right.$$
$$\left.-i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\frac{\omega_b}{v_0}(l+y)\right]e^{i\frac{\omega}{v_0}(y+l)}.$$

Определим поля, создаваемые модулированным пучком. Поскольку пучок нерелятивистский, то фазовая скорость ВПЗ мала по сравнению со скоростью света, а также по сравнению с фазовой скоростью поверхностной волны. Такие поля можно считать продольными и полагать $\operatorname{rot}\boldsymbol{E}^l=0$. Представим $\boldsymbol{E}^l(x,y,\omega)$ в виде:
$$\boldsymbol{E}^l(x,y,\omega)=\int\boldsymbol{E}^l(q_x,y,\omega)\,e^{iq_x x}dq_x.$$

Воспользовавшись затем уравнением Пуассона (6), где $n(x,y,\omega)=n_s(y,\omega)\,\delta(x)$, получим для продольных полей в каждой из сред следующие выражения:
$$E_x^l(q_x,y,\omega)=\frac{2eq_x}{i\varepsilon}\left(\frac{n_+}{q_+^2}\exp iq_y^+y+\frac{n_-}{q_-^2}\exp iq_y^-y\right);$$
$$E_y^l(q_x,y,\omega)=\frac{2e}{i\varepsilon}\cdot\left(\frac{q_y^+}{q_+^2}n_+\exp iq_y^+y+\frac{q_y^-}{q_-^2}n_-\exp iq_y^-y\right),$$
где
$$q_\pm^2=q_x^2+\left(q_y^\pm\right)^2. \qquad (6)$$

Для нахождения амплитуды поверхностной волны к продольным полям (6) необходимо добавить поперечные $\boldsymbol{E}^t(x,y,\omega)$, которые представляют собой решение однородной системы (3). $(\boldsymbol{j}=0,\ n=0)$
$$E_x^t(x,y,\omega)=\int Be^{i(q_x x+\kappa y)}dq_x;$$
$$E_y^t(x,y,\omega)=-\int\frac{q_x}{\kappa}Be^{i(q_x x+\kappa y)}dq_x, \qquad (7)$$
$$\kappa=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-q_x^2},$$

Неизвестные величины $B_1, B_2, n_\pm^{(2)}$ можно выразить через $n_\pm^{(1)}$, воспользовавшись граничными условиями при $y=0$. Напомним, что кроме электродинамических условий непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля и нормальных составляющих вектора индукции $D_y=\varepsilon E_y+\dfrac{4\pi i}{\omega}j_y$ на границе должны выполнятся гидродинамические условия. Сюда относятся: непрерывность (равенство) плотности частиц и непрерывность потока частиц. Таким образом, граничные условия при $y=0$ принимают вид:
$$B_1+\frac{2eq_x}{i\varepsilon_1}\left(\frac{n_+^{(1)}}{q_{1+}^2}+\frac{n_-^{(1)}}{q_{1-}^2}\right)=B_2+\frac{2eq_x}{i\varepsilon_2}\left(\frac{n_+^{(2)}}{q_{2+}^2}+\frac{n_-^{(2)}}{q_{2-}^2}\right);$$
$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1}B_1=\frac{\varepsilon_2}{\kappa_2}B_2; \qquad (8)$$
$$n_+^{(1)}+n_-^{(1)}=n_+^{(2)}+n_-^{(2)};$$
$$\frac{en_{0s}}{im}\int\frac{q_xB_1}{\kappa_1}dq_x+\omega_{b_1}v_0\left(n_-^{(1)}-n_+^{(1)}\right)=$$
$$=\frac{en_{0s}}{im}\int\frac{q_xB_2}{\kappa_2}dq_x+\omega_{b_2}v_0\left(n_-^{(2)}-n_+^{(2)}\right).$$

Из соотношений (8) находим:

$$B_1 = \frac{\kappa_2 \varepsilon_2 q_x}{i(\kappa_1\varepsilon_2 - \kappa_2\varepsilon_1)}(A_2 - A_1), \qquad (9)$$

$$E_{1x}^t(x,y,\omega) = \frac{\varepsilon_2}{i}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\kappa_2 q_x (A_2 - A_1)}{\kappa_1\varepsilon_2 - \kappa_2\varepsilon_1} e^{i(q_x x + \kappa y)} dq_x ,$$

где $A_\alpha = \dfrac{2e}{\varepsilon_\alpha}\left(\dfrac{n_+^{(\alpha)}}{q_{\alpha+}^2} + \dfrac{n_-^{(\alpha)}}{q_{\alpha-}^2}\right); \quad \alpha = 1,2$.

Используя полюс подынтегрального выражения $\kappa_1\varepsilon_2 - \kappa_2\varepsilon_1 = 0$, где $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$, $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$, получим следующую формулу для поля поверхностной волны:

$$E_{1x}^s = \left.\frac{2\pi\, \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 \omega^2 (A_2 - A_1)}{c^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2}\right|_{q_x = q_{xs}} \cdot e^{i(q_{xs}x + \kappa_s y)}, \quad (10)$$

где $q_{xs} = \dfrac{\omega}{c}\sqrt{\dfrac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$; $\kappa_s = \dfrac{\omega}{c}\dfrac{\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$; $\operatorname{Im}\kappa_s > 0$.

Из условия (8) находим значение $A_2 - A_1$ и при $\dfrac{\omega^2}{v_0^2} >> q_{xs}^2$ имеем

$$A_2 - A_1 = \frac{2ev_0 v_1 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\, n_{0s}}{\omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2} \times$$

$$\times\left(2\cos\beta - i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\beta\right) e^{i\frac{\omega}{v_0}l}; \quad \beta = \frac{\omega_b}{v_0}l. \qquad (11)$$

Таким образом, амплитуда поверхностной волны определяется величиной потока частиц через границу $y = 0$.

Окончательные выражения для тангенциальной составляющей электрического поля поверхностной волны и вектора Пойтинга $S_x = \dfrac{c}{8\pi}\operatorname{Re} E_y H_z^*$ в среде "1" принимают вид:

$$E_{1x}^s(x,y,\omega) = \frac{4\pi\, e v_0 v_1 n_{0s} \varepsilon_1 \varepsilon_2}{c^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} \times$$

$$\times\left(2\cos\beta - i\frac{\omega}{\omega_b}\sin\beta\right) e^{i\left(q_{xs}x + \kappa_s y + \frac{\omega}{v_0}l\right)}; \qquad (12)$$

$$S_x = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\left|\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\right|}\,\left|E_{1x}^s\right|^2.$$

ВЫВОДЫ

Видно, что значение плотности потока энергии поверхностной волны осциллирует в зависимости от соотношения между периодом ленгмюровских колебаний электронов пучка и временем пролета частицей $\tau = l/v_0$ пространства l, отделяющего плоскость модуляции от границы раздела сред. Это связано с тем, что ленгмюровские колебания переносятся в пространстве со скоростью v_0 и длина волны оказывается равной $2\cdot\pi\cdot v_0/\omega_b$. По условиям модуляции при $y = -l$ поток частиц минимален. Таким образом, при $\beta = N\pi$ $(N = 1,2,3)$ на расстоянии l укладывается целое число полуволн и S_x – минимально. При $\beta = \dfrac{\pi}{2}(2N+1)$ на этом расстоянии укладывается целое число четвертей волн. В этом случае на границе $y = 0$ создается максимальный поток частиц и S_x также достигает наибольшей величины, так как $\dfrac{\omega^2}{4\omega_b^2} >> 1$.

Приведем для сравнения выражение для плотности потока энергии поверхностной волны, возбуждаемой заряженной лентой. Поскольку ширина ленты L меньше длины волны, то плотность заряда можно представить в виде $en(x,y,t) = en_1\delta(y - v_0 t)\delta(x)$, где en_1 – плотность на единицу длины ленты. Легко показать, что продольное поле в каждой среде, создаваемое пространственно-временной гармоникой

$n(x,y,\omega) = \dfrac{n_1}{L} e^{i\frac{\omega}{v_0}y}\delta(x)$, запишется:

$$E_x^l(q_x,y,\omega) = \frac{2\, e q_x v_0^2 n_{0s}}{i\omega^2\varepsilon} e^{i\frac{\omega}{v_0}l};$$
$$E_y^l(q_x,y,\omega) = \frac{\omega}{q_x v_0} E_x(q_x,y,\omega), \qquad (13)$$

где $n_{0s} = \dfrac{n_1}{L}$, $\omega^2 >> q_x^2 v_0^2$. В этом случае E_{1x}^s – компонента поля поверхностной волны оказывается равной:

$$E_{1x}^s(x,y,\omega) = \frac{4\pi\, e n_{0s} v_0^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{c^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} e^{i(q_{xs} + \kappa_s y)}. \qquad (14)$$

Видно, что при условии $\dfrac{v_1}{v_0} >> \dfrac{\omega_b}{\omega}$ максимальное значение амплитуды поля, создаваемого модулированным пучком, может значительно превышать поле, возникающее в результате переходного излучения заряженной ленты.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В заключение оценим величину плотности потока энергии поверхностной волны для различных значений диэлектрических проницаемостей граничащих сред: $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon(\omega)$. В случае плазмоподобных сред (металлы, полуметаллы, полупроводники) $\varepsilon(\omega)$ имеет вид $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \dfrac{\omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)}$.

Частота поверхностной волны ω (частота модуляции) должна удовлетворять условию $\omega_p > \omega > \nu$, где $\omega_p = \omega_0/\sqrt{\varepsilon_0}$. Поскольку ε_0 и ω_0 меняются в очень широких пределах (например, $\varepsilon_0 = (1 \div 100)$,

$\omega_0 = \left(10^{13} \div 10^{15}\right)$ с$^{-1}$), то легко можно добиться выполнения условий $\left|\varepsilon(\omega)\right| >> 1$. В этом случае выражение для плотности потока энергии принимает вид:

$$S_x = S_0 \left(4\cos^2\beta + \frac{\omega^2}{\omega_b^2}\sin^2\beta \right),$$
$$S_0 = \frac{2\pi e^2 v_0^2 v_1^2 n_0^2 d^2}{c^3 \left|\varepsilon(\omega)\right|}. \qquad (15)$$

Для электронного пучка с параметрами: $v_0 = 3 \cdot 10^9$ см·с$^{-1}$, $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см при $v_1 = 3 \cdot 10^8$ см·с$^{-1}$ получим:

$$S_0 = \frac{1}{|\varepsilon|} \cdot 1{,}8 \cdot 10^4 \,\mathrm{CGSE} = \frac{1{,}8}{|\varepsilon|} \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2.$$

Положим $\omega = 10^{12}$ с$^{-1}$. Для полупроводников типа InSb с $\varepsilon_0 = 16$ и эффективной массой электронов проводимости $m_e = 10^{-29}$ г при температуре жидкого азота $\nu = 10^{11}$ с$^{-1}$ и концентрации электронов проводимости $N_0 = 10^{14}$ см$^{-3}$ $\left|\varepsilon(\omega)\right| \cong 14 >> 1$ получим в условиях резонанса $\beta = \frac{\pi}{2}(N+1)$; $S_x^{\max} = 42{,}8$ Вт/см^2. Для металлов с $\omega_0^2 = 3 \cdot 10^{31}$ с$^{-2}$, на частоте $\omega = 10^{13}$ с$^{-1}$, $S^{\max} = 20$ мВт/см^2.Эта величина вполне обнаружима.

ЛИТЕРАТУРА

[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. – Киев: Наукова думка. 1991. – 216 с.

[5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир. 1984. – 456 с.

Поступила 24.02.2006