

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

ВЛИЯНИЕ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНОВОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

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.

Ключевые слова: импульсное электромагнитное излучение, полупроводниковые сверхрешетки, неустойчивость собственных колебаний.

Введение

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния электромагнитного излучения (ЭМИ) на радиоизделия относятся к области необратимых отказов (как известно, все типы отказов, возникающие в электрорадиоизделиях принято разделять на обратимые и необратимые [1, 2]). Необратимые отказы характеризуются полной утратой работоспособности изделия. Они наступают в случае, когда изменение рабочих характеристик аппаратуры превышает допустимые пределы (при воздействии внешнего электромагнитного необратимые отказы обычно возникают вследствие теплового пробоя комплектующих).

Моделирование механизмов возникновения необратимых отказов, возникающих вследствие 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),

В то же время, для обратимых отказов, характеризующихся временной утратой работоспособности, использование теории цепей не позволяет определять искажения выходных характеристик радиоизделий. Поэтому, большинство вопросов, связанных с определением механизмов обратимых отказов, связанных с влиянием наведенных токов на работоспособность изделия в области обратимых отказов 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 волно-

выми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ – электронике.

Основные результаты

Объектом исследования является периодическая структура, состоящая из полупроводниковых пластин (полупроводниковая сверхрешетка). Предполагается, что в результате воздействия ЭМИ, в структуре возникает поток заряженных частиц, который теряет часть своей энергии на возбуждение ее собственных электромагнитных колебаний. В статье исследуются дисперсионные характеристики данной структуры и механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с электростатическими колебаниями. Получены выражения для собственных частот и определены энергетические потери наведенных ЭМИ токов на их возбуждение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах электромагнитных волн.

Пусть моноэнергетический нейтральный поток заряженных частиц с плотностью n_0 проходит с постоянной скоростью v_0 через периодическую структуру (период q), состоящую из чередующихся плазменных слоев d_1, d_2 и различающихся диэлектрическими постоянными концентрациями электронов проводимости N_{01}, N_{02} . Определим спектр и затухание (нарастание) электромагнитных колебаний такой системы. Выбираем систему отсчета таким образом, чтобы оси X, Y были направлены параллельно, а ось Z – перпендикулярно границе раздела. Заметим, что потери энергии заряженной частицы при прохождении через слоистый диэлектрик впервые рассматривались в работе [3].

Для описания электромагнитных свойств структуры состоящей из плазменных слоев, в пренебрежении эффектами запаздывания, воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= 0; \quad \operatorname{div}[\varepsilon_0(z)\vec{E}] = 4\pi e(N + n); \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}[N_0(z)\vec{u}] &= 0; \quad m \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = e\vec{E}; \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n_0\vec{v} + \vec{v}_0 n) &; \quad m \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) = e\vec{E}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $n(r, t), N(r, t), v(r, t), u(r, t)$ – возмущенные концентрации и скорости электронов пучка и неподвижной плазмы, $\varepsilon_0(z), N_0(z)$ – являются периодическими функциями, принимающими в пределах $d = d_1 + d_2$ значения $\varepsilon_{01,02}; N_{01,02}$. Индексы «1» и «2» будут означать принадлежность величин, входящих в уравнения (4.66) к слоям с индексами толщины «1» и «2». В дальнейшем необходимо ввести скалярный потенциал $\varphi(r, t); (\vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi)$.

На границе слоев выполняются условия непрерывности потенциалов и полных токов J_i (смещения и проводимости):

$$\begin{aligned}\varphi_1(0) &= \varphi_2(0); \\ J_1(0) &= J_2(0),\end{aligned}\tag{2}$$

где $J_i = \frac{\varepsilon_{0i}}{4\pi} \frac{\partial E_{iz}}{\partial t} + e(N_{0i}u_{iz} + n_0v_{iz} + v_0n_i)$, $i = 1, 2$.

В связи с образованием в структуре волн пространственного заряда (ВПЗ), обусловленных движущимся потоком частиц, возникает необходимость в дополнительных граничных условиях. В качестве таковых используются непрерывности потоков заряженных частиц и их импульсов. Эти условия имеют вид:

$$\begin{aligned}n_1(0) &= n_2(0); \\ v_{1z}(0) &= v_{2z}(0).\end{aligned}\tag{3}$$

Используя свойство трансляционной симметрии $\varphi(z+d) = \varphi(z)\exp(ikd)$ (k – произвольный волновой вектор), можно представить граничные условия на плоскостях, разделяющих слои, следующим образом:

$$\begin{aligned}\varphi_1(d_1) &= \varphi_2(-d_2)\exp(ikd); & J_1(d_1) &= J_2(d_2)\exp(ikd); \\ n_1(d_1) &= n_2(-d_2)\exp(ikd); & v_{1z}(d_1) &= v_{2z}(-d_2)\exp(ikd).\end{aligned}\tag{4}$$

Представляя зависимость всех переменных величин от координат и времени экспоненциальной, легко получить решение уравнений в каждом слое. С помощью граничных условий (2)-(3) можно исключить неопределенные константы и получить дисперсионное уравнение, связывающее между собой частоту, волновые векторы – $\omega, q_{x,y}, k$ и параметры среды.

Рассмотрим одномерный случай: $q_x = 0$; $q_y = 0$; Решение системы уравнений (1) в i -м слое имеет вид:

$$\begin{aligned}\varphi_i(z) &= A_i z + B_i + \frac{4\pi e^2 v_0}{\varepsilon_i} \left[\frac{C_i \exp(i\lambda_i z)}{(\omega + v_0 \lambda_i)^2} + \frac{F_i \exp(-i\lambda_i z)}{(\omega - v_0 \lambda_i)^2} \right] \exp\left(i \frac{\omega}{v_0} z\right); \\ E_i &= -A_i - \frac{4\pi i e v_0}{\varepsilon_i} \left[\frac{C_i \exp(i\lambda_i z)}{\omega + v_0 \lambda_i} + \frac{F_i \exp(-i\lambda_i z)}{\omega - v_0 \lambda_i} \right] \exp\left(i \frac{\omega}{v_0} z\right); \\ n_i &= (C_i \exp(i\lambda_i z) + F_i \exp(-i\lambda_i z)) \exp\left(i \frac{\omega}{v_0} z\right); \\ v_i &= -\frac{4\pi e^2}{m\lambda_i \varepsilon_i} \left[\frac{C_i \exp(i\lambda_i z)}{\omega + v_0 \lambda_i} - \frac{F_i \exp(-i\lambda_i z)}{\omega - v_0 \lambda_i} \right] \exp\left(i \frac{\omega}{v_0} z\right) + \frac{eA_i}{im\omega}.\end{aligned}\tag{5}$$

Здесь $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$; $\lambda_i = \frac{\omega_0}{v_0 \sqrt{\varepsilon_i}}$; $\omega_{0i}; \omega_0$ – ленгмюровские частоты

электронов неподвижной плазмы и пучка A, B, C, F – произвольные постоянные. Видно, что потенциал содержит слагаемые различного рода. Первое и

второе представляют собой решение уравнения Лапласа $\partial^2 \varphi / \partial z^2 = 0$, третье и четвертое – потенциалы, создаваемые ВПЗ. Легко убедиться, что граничные условия допускают решения $A_i = 0$, так как при этом $J_i(z)$ тождественно обращается в нуль, концентрация и скорость частиц зависят от констант C, F , а граничные условия для потенциалов (3) и (4) позволяют определить B_1, B_2 через C, F . При этом из граничных условий получим дисперсионное уравнение:

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)d = \cos \lambda_1 d_1 \cos \lambda_2 d_2 - \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2\lambda_1 \lambda_2} \sin \lambda_1 d_1 \sin \lambda_2 d_2. \quad (6)$$

Это уравнение впервые было получено в работе [4], где была показана возможность возникновения неустойчивых состояний. При этом в [80] не принимались во внимание связанные с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости собственные колебания, существующие в структуре в отсутствие пучка.

В случае малой плотности пучка $\lambda_1 d_1 \ll 1$; $\lambda_2 d_2 \ll 1$ уравнение (6) преобразуется к виду:

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)d = 1 - \frac{\omega_0^2 d^2}{2v_0^2 \varepsilon_{zz}}, \quad (7)$$

где $\varepsilon_{zz}(\omega) = d\varepsilon_1\varepsilon_2 / (d_1\varepsilon_2 + d_2\varepsilon_1)$ – компонента тензора диэлектрической проницаемости мелкодисперсной среды.

В случае слабой пространственной дисперсии: $\frac{\omega d}{v_0} \ll 1$; $kd \ll 1$ из выражения (7) получим:

$$\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)^2 = \frac{\omega_0^2}{v_0^2 \varepsilon_{zz}}. \quad (8)$$

Закон дисперсии колебаний имеет тот же вид, что и в однородной среде, диэлектрическая проницаемость которой равна $\varepsilon_{zz}(\omega, d_1, d_2)$. Из выражения (8) в приближении малой плотности пучка полагая получим:

$$\Delta\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_{zz}(\omega = kv_0)}; \quad \Delta\omega \ll kv_0. \quad (9)$$

В этом случае возникают колебания с частотой, определяемой временем пролета τ частицей пространственного периода структуры $\tau = d/v_0$. Целое число l равно отношению времени пролета к периоду колебаний.

Колебания становятся неустойчивыми при условии $\varepsilon_{zz} < 0$ ($\Delta\omega^2 < 0$), то есть диэлектрическая проницаемость хотя бы одного из слоев должна обладать частотной дисперсией и быть отрицательной.

Пусть $\varepsilon_2 > 0$; $\varepsilon_1 < 0$. Тогда из формул (8), (9) следует:

$$\Delta\omega^3 = \frac{\omega_0^2 \omega_{p1} d_1}{2\varepsilon_{01} d} . \quad (10)$$

Инкремент неустойчивости равен:

$$\text{Im } \Delta\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega_0^2 \omega_{p1} d_1}{2\varepsilon_{01} d} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{где} \quad \omega_{p1} = \frac{\omega_{01}}{\sqrt{\varepsilon_{01}}} .$$

Если $\omega = kv_0$ то мы имеем неустойчивость в условиях черенковского резонанса с инкрементом, который в $(d_1/d_2)^{\frac{1}{3}}$ раз меньше чем в однородной плазме. В случае $\omega_p = \frac{2\pi v_0}{d} l$ неустойчивость связана с черенковским параметрическим излучением заряженной частицы [3]. Из выражения (8) следует, что неустойчивость возникает также при условии когда ε_{zz} является комплексной величиной и $\text{Re } \varepsilon_{zz} > 0$.

Исследуемая модель взаимодействия наведенных токов и колебаний в полупроводниковых комплектоующих ЭРИ является достаточно универсальной и позволяет рассмотреть ряд частных случаев наиболее интересных при проведении экспериментов по определению критериев стойкости в области обратимых отказов.

Численные оценки инкрементов неустойчивостей собственных электромагнитных колебаний полупроводниковых слоистых структур

Структура МДП	Концентрация носителей n_0 , см ⁻³ . Толщина сверхрешетки d , см	Инкремент неустойчивости $\delta\omega$, с ⁻¹
Au-Si ₃ N ₄ -GaAs	$n_0 = 5 \times 10^{14}$ $d = 3 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 2 \times 10^{11}$
Au-Al ₂ O ₃ -AlGaAL	$n_0 = 1,3 \times 10^{15}$ $d = 2 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 4,7 \times 10^{11}$
Au-SiO ₂ -CuInAs	$n_0 = 3,6 \times 10^{14}$ $d = 9 \times 10^{-5}$	$\delta\omega = 5,2 \times 10^{11}$
Au-Si ₃ N ₄ -AlGaAL	$n_0 = 1,2 \times 10^{15}$ $d = 3 \times 10^{-3}$	$\delta\omega = 2,9 \times 10^{11}$
Au-Si ₃ N ₄ -Si	$n_0 = 3 \times 10^{15}$ $d = 1,6 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 3,2 \times 10^{11}$
Au-Al ₂ O ₂ -Si	$n_0 = 3 \times 10^{15}$ $d = 3,6 \times 10^{-5}$	$\delta\omega = 2 \times 10^{11}$
Au-SiO ₂ -Si	$n_0 = 3 \times 10^{15}$ $d = 3 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 6,1 \times 10^{11}$

Численные оценки

В таблице приведены численные оценки инкрементов неустойчивостей собственных электромагнитных колебаний полупроводниковых слоистых структур, обусловленные их взаимодействием с потоками заряженных частиц, наведенных сторонним ЭМИ электростатических колебаний. Результаты

приведены для ряда полупроводниковых структур [5], используемых в современной СВЧ – электронике.

Амплитуда тока $J \approx 100$ мкА, длительность импульса прямоугольной формы 1 мкс.

Выводы

Предложена модель взаимодействия наведенных внешним ЭМИ токов с электростатическими колебаниями полупроводниковой сверхрешетки, основанная на реализации резонансного (черенковского) взаимодействия движущихся зарядов и электромагнитных колебаний в условиях, когда совпадают фазовая скорость волны и скорость заряженной частицы.

Получены расчетные соотношения, связывающие величину инкремента неустойчивостей с величиной наведенных токов и параметрами МДП – структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, размерами структуры.

Приведенные количественные оценки показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувствительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона

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 14.05.2013.

УДК 621.318

Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковой сверхрешетки / В.И. Кравченко, Ф.В. Лосев, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2013. – № 27 (1000). – С. 89-95. – Бібліогр.: 5 назв

Визначено механізми виникнення нестійкостей власних коливань напівпровідникових надграт, обумовлених їх взаємодією з потоками заряджених частинок в умовах дії стороннього електромагнітного випромінювання. Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання на електрорадіовироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах виробів та утворенням їх внутрішніх полів.

Ключові слова: імпульсне електромагнітне випромінювання, напівпровідникові надгратки, нестійкість власних коливань.

The power losses of the flow of charged particles caused by such an interaction due to excitation of surface polaritons in the semiconductor superstructure 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.

Keywords: pulsed electromagnetic radiation, semiconductor superstructure, the instability of natural oscillations.