

В.И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, НТУ «ХПИ»;
А.А. СЕРКОВ, д-р техн. наук, НТУ «ХПИ»;
В.С. БРЕСЛАВЕЦ, канд. техн. наук, НТУ «ХПИ»;
И. В. ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат. наук, НТУ «ХПИ»

ВОЛНОВОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В УСЛОВИЯХ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

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. Разработан новый механизм появления поверхностных электронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих структурах на спектральные характеристики переходного и черенковского излучения. Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностных поляритонов в квантовом и классическом приближениях.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, сверхрешетка, кинетическая и гидродинамическая неустойчивости, генерирование, черенковское и переходное излучение, геликоны, заряженные частицы, поверхностные волны.

Введение. 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).

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 пробоа комплектующих).

В тоже время, для обратимых отказов, характеризуемых временной ут-

ратой 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 волновыми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ – электронике.

1. Основные результаты. Предполагается, что в результате воздействия ЭМИ, в периодической структуре, состоящей из полупроводниковых пластин (полупроводниковая сверхрешетка), 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.

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].

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} .

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

$$\varphi_1(0) = \varphi_2(0); \quad J_1(0) = J_2(0), \quad (1)$$

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

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

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot} \vec{E} &= 0, \quad \operatorname{div}[\varepsilon_0(z)\vec{E}] = 4\pi e(N+n); \\
\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}[N_0(z)\vec{u}] &= 0; \quad m \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = e\vec{E}; \\
\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n_0\vec{v} + \vec{v}_0 n) &; \quad m\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) = e\vec{E}.
\end{aligned} \tag{2}$$

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 $\varphi(r,t)$; ($\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi$).

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:

$$n_1(0) = n_2(0); \quad v_{1z}(0) = v_{2z}(0). \tag{3}$$

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:

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

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: $q_x = 0$. Решение системы уравнений (1) в i -м слое имеет вид:

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

$$v_i = -\frac{4\pi e^2}{m\lambda_i \varepsilon_i} \left[\frac{C_i \exp(i\lambda_i z)}{\omega + v_0 \lambda_i} - \frac{F_i \exp(-i\lambda_i z)}{\omega - v_0 \lambda_i} \right] \exp\left(i \frac{\omega}{v_0} z\right) + \frac{eA_i}{im\omega}.$$

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 $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$, 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 $\tau = \frac{d}{v_0}$. Целое число l равно отношению времени пролета к периоду колебаний

Инкремент неустойчивости равен:

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

где $\omega_{p1} = \frac{\omega_{01}}{\sqrt{\varepsilon_{01}}}$.

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.

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.

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:

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

Выводы. Приведенные количественные оценки инкремента неустойчивостей показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувств-

вительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона

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.

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 svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 Print. 2. *Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A.* Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz', 1979. 225 Print. 3. *Stil M., Vjural' B.* Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 Print. 4. *Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M.* Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka, 1991. 216 Print. 5. *Zi C.* Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

Поступила (received) 02.04.2015