

В. И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, профессор, НТУ «ХПИ»;
И. В. ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат. наук, профессор, НТУ «ХПИ»

МЕХАНИЗМЫ ОТКАЗОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих элементах изделий и возникновением их внутренних полей. Определены механизмы генерации колебаний полупроводниковых структур, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения.

Ключевые слова: электромагнитное излучение, полупроводниковые структуры.

Введение. Настоящая работа в определенной степени компенсирует существующий пробел в области исследований обратимых отказов, характеризующих временной потерей работоспособности изделия. В ней рассматривается влияние токов, наведенных внешним электромагнитным излучением на волновые процессы, приводящие к искажению рабочих характеристик полупроводниковых структур, используемых в современной СВЧ – электронике.

Используемые модели механизмов возникновения отказов полупроводниковых приборов в большинстве своем, относятся к области необратимых отказов, характеризующихся полной потерей работоспособности и обычно ограничены рамками теории цепей с распределенными параметрами. Этот подход позволяет оценить критерии работоспособности в целом (например оценить критическую энергию, характеризующую тепловой пробой), но не дают возможность определять искажения рабочих характеристик при сохранении работоспособности изделия в целом.

1. Основные результаты. Объектом исследования является (полупроводниковая сверхрешетка). Предполагается, что в результате воздействия ЭМИ, в периодической структуре, состоящей из полупроводниковых пластин, возникает поток заряженных частиц, который теряет часть своей энергии на возбуждение ее собственных электромагнитных колебаний. В настоящей работе исследуются механизмы взаимодействия наведенных внешним излучением токов с электростатическими колебаниями подобных структур. Получены выражения для собственных частот и механизмы их генерации, т.е. определены энергетические потери наведенных ЭМИ токов на их возбуждение

© В. И. Кравченко, И. В. Яковенко, 2014

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

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

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 слой диэлектрик впервые рассматривались в работе [3].

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):

$$\begin{aligned} J_i &= \frac{\varepsilon_{0i}}{4\pi} \frac{\partial E_{iz}}{\partial t} + e(N_{0i} u_{iz} + n_0 v_{iz} + v_0 n_i); \quad i = 1, 2. \\ \varphi_1(0) &= \varphi_2(0); \\ J_1(0) &= J_2(0). \end{aligned} \quad (2)$$

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. 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:

$$\begin{aligned} \varphi_1(d_1) &= \varphi_2(-d_2) \exp(ikd); \quad J_1(d_1) = J_2(d_2) \exp(ikd); \\ n_1(d_1) &= n_2(-d_2) \exp(ikd); \quad v_{1z}(d_1) = v_{2z}(-d_2) \exp(ikd). \end{aligned} \quad (3)$$

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 – ω , $q_{x,y}$, k и параметры среды.

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)d = \cos \lambda_1 d_1 \cos \lambda_2 d_2 - \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2\lambda_1 \lambda_2} \sin \lambda_1 d_1 \sin \lambda_2 d_2. \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$; $\lambda_i = \frac{\omega_0}{v_0 \sqrt{\varepsilon_i}}$; ω_{0i} ; ω_0 – ленгмюровские частоты

электронов неподвижной плазм.

Это уравнение впервые было получено в работе [4], где была показана возможность возникновения неустойчивых состояний. При этом в [4] 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 (4) преобразуется к виду:

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)d = 1 - \frac{\omega_0^2 d^2}{2v_0^2 \varepsilon_{zz}}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{zz}(\omega) = d\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1)$ – компонента тензора диэлектрической проницаемости мелкодисперсной среды. 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 (5) в приближении малой плотности пучка полагая получим:

$$\Delta\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_{zz}(\omega = kv_0)}; \quad \Delta\omega \ll kv_0. \quad (6)$$

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.

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.

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 ре-

зонанса с инкрементом, который в $\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^{\frac{1}{3}}$ раз меньше чем в однородной

плазме. В случае $\omega_p = \frac{2\pi\nu_0}{d}l$ неустойчивость связана с черенковским параметрическим излучением заряженной частицы [3]. Из выражения (6) 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 комплекующих ЭРИ является достаточно универсальной и позволяет рассмотреть ряд частных случаев наиболее интересных при проведении экспериментов по определению критериев стойкости в области обратимых отказов.

Выводы. Количественные оценки показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувствительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона ($\frac{\partial W}{\partial t} \approx 10^{-11}$ Вт).

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 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) 11.03.2014