

столкновений и описывается методом вторичного квантования системы (представление чисел заполнения).

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 ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 Print. 2. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svyazi. 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) 03.04.2015

УДК 621.318

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 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Разработан новый механизм появления поверхностных электронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. 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. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих

© В.И. Кравченко, А.А.Серков, В.С. Бреславец, И. В. Яковенко, 2015

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, черенковские и переходное излучение, геликоны, заряженные частицы, поверхностные волны.

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.

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.

1. Основные результаты. В данной работе показано, что затухание плазмонов вызвано их преобразованием в волны Ван-Кампена, сформулированы граничные условия для функции распределения частиц в потоке, получены выражения для декремента колебаний и построена кинетическая теория взаимодействия поверхностных плазмонов с электронным потоком, пересекающим границу раздела сред

В дальнейшем, зависимость всех переменных величин, входящих в уравнения (1)-(4), от координат и времени выбираем в виде $\vec{E}(x, y, t) = \vec{E}(\omega, q_x, y) \exp[i(q_x x - \omega t)]$, $\omega > 0$; $q_x > 0$. Пусть область $y < 0$ занимает вакуум (среда 1), а область $y > 0$ – плазма полупроводника (среда 2). При этом границу раздела сред пересекает поток заряженных частиц, движущихся вдоль положительного направления оси y со скоростью v_0 . Кинетическая энергия частицы значительно превосходит высоту потенциального

барьера на границе. В случае, когда эффектом запаздывания можно пренебречь, свойства среды и электромагнитных колебаний описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial f}{\partial \bar{r}} + e\bar{E} \frac{\partial f_0}{\partial \bar{p}} = -\nu f; \quad (1)$$

$$\text{rot } \bar{E}(x, y, t) = 0; \quad \text{div } \bar{D} = 4\pi en; \quad e \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \bar{j} = 0; \quad (2)$$

$$\bar{D}(x, y, t) = \int_{-\infty}^t \hat{\varepsilon}(t-t') \bar{E}(x, y, t') dt';$$

$$\bar{j}(x, y, t) = e \int \bar{v} f(x, y, t, \bar{p}) d\bar{p}, \quad (3)$$

где $\hat{\varepsilon}(t-t')$ – функция отклика, характеризующая электромагнитные свойства среды, $f_0(\bar{p}) = n_0 \delta(p_x) \delta(p_z) \delta(p_y - p_0)$ – равновесная функция распределения электронов пучка с квадратичным законом дисперсии, f – малая добавка к функции распределения в возмущенном состоянии, ν – эффективная частота столкновения электронов, n, \bar{v} – их концентрация и скорость, \bar{E} – напряженность электрического поля.

Тогда

$$\bar{D}(\omega, q_x, y) = \varepsilon(\omega) \bar{E}(\omega, q_x, y), \quad (4)$$

$\varepsilon(\omega) = \int_0^\infty \hat{\varepsilon}(t) \exp(i\omega t) dt$ – диэлектрическая проницаемость среды. Предпола-

гая, что $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, где ε_0 – диэлектрическая постоянная решетки, ω_0 – ленгмюровская частота электронов проводимости среды, а $\omega > 0$, $q_x > 0$.

Решение кинетического уравнения (1) можно представить в виде:

$$f = -\frac{e}{v_y} \int_C^y \bar{E} \frac{\partial f_0}{\partial \bar{p}} \exp\left[\frac{i\tilde{\omega}}{v_y}(y-y')\right] dy'; \quad \tilde{\omega} = \omega - q_x v_x + i\nu, \quad v_y > 0. \quad (5)$$

Неопределенная константа C находится из граничных условий. Поскольку при $y \rightarrow -\infty$ функция распределения должна быть ограничена, то $C = -\infty$. Поэтому в области $y \leq 0$ получим:

$$f_1 = -\frac{e}{v_y} \int_{-\infty}^y \bar{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial \bar{p}} \exp\left[\frac{i\tilde{\omega}}{v_y}(y-y')\right] dy'. \quad (6)$$

В случае слабой пространственной дисперсии выражение (6) можно упростить, воспользовавшись неравенством $\omega \gg q_x v_x$, $l\omega/v_0 \gg 1$, l – глубина проникновения поля в среду. Произведя замену переменных $y' = y = z$ и

разлагая $\vec{E}(y+z)$ в ряд по z , получим:

$$f_1(y) = \frac{e\vec{E}_1(y)}{i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}; \quad \omega \gg \nu. \quad (7)$$

Чтобы найти C в области $y > 0$, сформулируем условие на поверхности $y = 0$. Полагая, что число частиц, падающих на границу, равно числу частиц, прошедших в среду 2, можно записать:

$$f_1(y=0) = f_2(y=0). \quad (8)$$

Отсюда находим:

$$f_2(y) = \frac{e}{i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \left[\vec{E}_2(y) + \vec{F}(y) \exp\left(\frac{i\omega^*}{\nu_y} y\right) \right], \quad \omega^* = \omega + i\nu, \quad (9)$$

где $\vec{F}(y) = \vec{E}_1(0) - \vec{E}_2(y)$.

Второе слагаемое описывает волны Ван-Кампена, возбуждаемые вблизи границы в среде 2. Электрическая индукция

$\vec{D}(\omega, q_x, y) = \varepsilon(\omega)\vec{E}(\omega, q_x, y) + \frac{4\pi i}{\omega} \vec{j}(\omega, q_x, y)$ в средах 1, 2 приобретает следующий вид:

$$\vec{D}_1(\omega, q_x, y) = \varepsilon_1(\omega)\vec{E}_1(\omega, q_x, y); \quad (10)$$

$$\vec{D}_2(\omega, q_x, y) = \varepsilon_2(\omega)\vec{E}_2(\omega, q_x, y) + \frac{4\pi e^2}{\omega^2} \int v \left(\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \vec{F}(y) \right) \exp\left(\frac{i\omega^*}{\nu_y} y\right) d\vec{p}, \quad (11)$$

где $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \omega_b^2 / \omega^2$; $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon(\omega) - \omega_0^2 / \omega^2$; ω_b – ленгмюровская частота электронов пучка.

Система уравнений (1) – (4) для каждой из сред преобразуется к уравнениям:

$$\frac{\partial^2 E_{x1}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x1} = 0; \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 E_{x2}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x2} = \frac{4\pi e^2 q_x F_y}{\omega \varepsilon_2(\omega)} \int \frac{\partial f_0}{\partial p_y} \exp\left(\frac{i\omega^*}{\nu_y} y\right) dp_y. \quad (13)$$

В среде 1 выражения для полей приобретают вид:

$$E_{x1} = A_1 \exp(q_x y); \quad E_{y1} = -iE_{x1}. \quad (14)$$

Уравнение (13) решаем методом последовательных приближений, полагая, что концентрация электронов пучка много меньше концентрации электронов среды: $\omega_0 \gg \omega_b$. Тогда E_{x2} принимает вид:

$$E_{x2} = A_2 \exp(-q_x y) + \frac{4\pi e^2 q_x (A_1 + A_2 \exp(-q_x y))}{\omega^3 \varepsilon_2(\omega)} \int v_y^2 \frac{f_0}{\partial p_y} \exp\left(\frac{i\omega^*}{v_y} y\right) dp_y, \quad (15)$$

где $\varepsilon(\omega) \neq 0$.

Нормальная составляющая вектора электрической индукции оказывается равной:

$$D_y = i\varepsilon_2(\omega) A_2 \exp(-q_x y). \quad (16)$$

Воспользовавшись далее условием непрерывности нормальных составляющих \vec{D} и тангенциальных составляющих \vec{E} на границе раздела сред $y=0$, находим следующее дисперсионное уравнение для поверхностных плазмонов:

$$\frac{1 + \varepsilon(\omega)}{1 - \varepsilon(\omega)} = \frac{2i\omega_b^2 q_x v_0}{\omega^3 \varepsilon(\omega)}. \quad (17)$$

Принимая во внимание малость правой части выражения (17), определим собственную частоту поверхностных плазмонов и их декремент:

$$\omega_3 = \frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0 + 1}} - \frac{2i\omega_b^2}{\omega_0^2} q_x v_0. \quad (18)$$

Таким образом, затухание поверхностных плазмонов обусловлено их преобразованием в волны малой плотности частиц – волны Ван-Кампена, возбуждаемые вблизи границы раздела. Сравнение формулы (17) с результатами [3], показывают: что в гидродинамическом приближении для получения величины декремента необходимо в среде 2 учитывать в потоке частиц две волны пространственного заряда, убывающие и нарастающие при $y \rightarrow \infty$. При этом на границе, кроме обычных электродинамических условий для полей, должны выполняться два дополнительных условия: непрерывность потока частиц и потока импульса частицы через границу.

Если же в гидродинамическом приближении учитывать только убывающие от границы волны пространственного заряда с условием непрерывности нормальной составляющей потока частиц на границе (поток импульса частиц разрывен), то декремент плазмонов оказывается в два раза меньше, чем в формуле (18).

Ясно, что кинетическое описание взаимодействия плазмонов с потоком частиц через волны Ван-Кампена является более рациональным и корректным, поскольку все величины являются конечными при $y \rightarrow \infty$ и используется только одно дополнительное граничное условие.

В заключение рассмотрим взаимодействие поверхностных плазмонов с потоком частиц при их упругом отражении от границы (бесконечно высокий потенциальный барьер).

Обозначим через $f_0^\pm(\vec{p}) = n_0 \delta(p_x) \delta(p_y \mp p_0) \delta(p_z)$ функции распределе-

ния частиц, падающих ($p_y > 0$) и отраженных ($p_y < 0$) от границы раздела и соответственно через f^\pm возмущенные добавки к ним. Каждая из этих функций, естественно, удовлетворяет кинетическому уравнению (3.4). В результате решения этих уравнений в приближении слабой пространственной дисперсии и выполнения граничных условий

$$f^+(p_x, p_y, p_z, y=0) = f^-(p_x, -p_y, p_z, y=0) \quad (19)$$

получим:

$$f^+(\bar{p}, y) = \frac{e\bar{E}_1(y)}{i\omega} \frac{\partial f_0^+(\bar{p})}{\partial \bar{p}}; \quad (20)$$

$$f^-(\bar{p}, y) = \frac{e}{i\omega} \bar{E}_1(y) \frac{\partial f_0^-(\bar{p})}{\partial \bar{p}} - C(\bar{p}, y) \exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right); \quad (21)$$

$$C(\bar{p}, y) = \frac{e}{i\omega} \times \left[\bar{E}_1(y) \frac{\partial f_0^-(\bar{p})}{\partial \bar{p}} + E_{y1}(0) \frac{\partial f_0^-(-p_y)}{\partial p_y} - E_{x1}(0) \frac{\partial f_0^-(-p_y)}{\partial p_x} \right].$$

Уравнение (12) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial^2 E_{x1}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x1} = \frac{4\pi e q_x}{\varepsilon_1(\omega)} \int_{v_y > 0} C(\bar{p}, y) \exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right) d\bar{p}. \quad (22)$$

Из уравнений (21)-(22) следует:

$$E_{x1}(\omega, q_x, y) = A_1 \left[\exp(q_x y) + \frac{8\pi e^2 q_x}{\omega^3 \varepsilon_1(\omega)} \int v_y^2 \frac{\partial f_0^-(\bar{p})}{\partial p_y} \exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right) dp_y \right]. \quad (23)$$

Электрическая индукция в среде 1: $D_{y1}(\omega, q_x, y) = \varepsilon_1(\omega) \times E_{y1}(\omega, q_x, y) + \frac{4\pi e}{\omega} \int v_y f^-(\bar{p}, y) d\bar{p}$ при $\omega^2 \gg \omega_b^2$ оказалась равной $-iA_1 \exp(q_x y)$. Правая часть уравнения (13) в этом случае равна нулю и поле в среде 2 запишется:

$$E_{x2} = A_2 \exp(-q_x y); \quad E_{y2} = iE_{x2}. \quad (24)$$

Видно, что декремент поверхностных плазмонов остается одним и тем же, как при бесконечно большом потенциальном барьере, так и бесконечно малом по сравнению с кинетической энергией частицы.

При воздействии стороннего ЭМИ над границей диэлектрик – полупроводник движется поток заряженных частиц, распределение которых в импульсном пространстве описывается функцией:

$$f(\bar{p}) = n_{0b} \delta(p_x - p_0) \delta(p_z) \delta(p_y); \quad p_0 = mv_0. \quad (25)$$

Чтобы оценить величину потерь энергии потока частиц на возбуждение поверхностных колебаний необходимо провести суммирование по всем скоростям частиц.

Воспользовавшись граничными условиями для поля и электрической

индукции, находим:

$$1 + \varepsilon(\omega) = -\frac{4i\omega_b^2 q_x v}{\omega^3}. \quad (26)$$

Выводы. Получены расчетные соотношения, связывающие величину декремента (инкремента) неустойчивости поверхностных колебаний в полупроводниковых структурах обусловленные наличием наведенных сторонним электромагнитным излучением токов с параметрами МДП –структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, размерами структуры.

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

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 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 S.* Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

Поступила (received) 10.04.2015