

*Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors*

**Князев Володимир Володимирович (Князев Владимир Владимирович, Knyaziev Volodymyr)** – кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», провідний науковий співробітник; м. Харків, Україна; ORCID 0000-0002-7119-7790; e-mail: knyaz2@i.ua.

**Кравченко Володимир Іванович (Кравченко Владимир Иванович, Kravchenko Volodymyr Ivanovych)** - доктор технічних наук, професор, Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», головний науковий співробітник; м. Харків, Україна; e-mail: tc22@i.ua.

**Яковенко Ігор Володимирович (Яковенко Игорь Владимирович, Yakovenko Igor Vladimirovich)** – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри Системи інформації Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», головний науковий співробітник; м. Харків, Україна; тел. (057) 707 66 18; e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

**Ваврив Людмила Владиславівна (Ваврив Людмила Владиславовна, Vavriv Ljudmila Vladislavovna)** – кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», старший науковий співробітник; м. Харків, Україна, тел.: (057) 707-63-09; e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

УДК 621.318

**В.В. КНЯЗЕВ, В.И. КРАВЧЕНКО, Л.В. ВАВРИВ, И.В. ЯКОВЕНКО****ФИЗИКА ОБРАТИМЫХ ОТКАЗОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОМЕХ**

Определены механизмы появления неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых структур, 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. Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностных поляритонов в квантовом и классическом приближениях. Изучены механизмы затухания поверхностных плазмонов в условиях, когда температура носителей проводящих твердых тел много меньше энергии плазмона (квантовое приближение). Получены выражения для декрементов поверхностных плазмонов при наличии бесконечно высокого и бесконечно малого потенциального барьера на границе раздела сред. Исследованы процессы затухания поверхностных колебаний, когда взаимодействие волн и частиц носит характер случайных столкновений и описывается методом вторичного квантования системы (представление чисел заполнения). Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов в результате их взаимодействия с электронами проводимости; приведены его решения, определяющие декремент колебаний и мощность спонтанного излучения частиц. Обоснована физическая модель возникновения обратимых отказов (влияния наведенных электромагнитным излучением токов на вольт - амперные характеристики полупроводниковых приборов). Определены области параметров внешнего электромагнитного излучения, при которых реализуется данная физическая модель.

**Ключевые слова:** электромагнитные поля колебания плазма полупроводник неустойчивость генерация излучение заряженные частицы поверхностные волны

**В.В. КНЯЗЕВ, В.И. КРАВЧЕНКО, Л.В. ВАВРИВ, И.В. ЯКОВЕНКО****ФІЗИКА ЗВОРОТНИХ ВІДМОВ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР ПРИ ДІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ЗАВАД**

Визначено механізми появи нестійкостей власних коливань напівпровідникових структур, обумовлених їх взаємодією з потоками заряджених частинок в умовах впливу зовнішнього електромагнітного випромінювання. Показано, що вплив імпульсного електромагнітного випромінювання супроводжується виникненням струмів в провідних елементах виробів і виникненням їх внутрішніх полів. Розроблено теорію беззітківального загасання поверхневих поляритонів в квантовому і класичному наближеннях. Вивчено механізми загасання поверхневих плазмонів в умовах, коли температура носіїв провідних твердих тіл багато менше енергії плазмона (квантове наближення). Отримані вирази для декрементів поверхневих плазмонів при наявності нескінченно високого і нескінченно малого потенційного бар'єру на межі поділу середовищ. Досліджено процеси загасання поверхневих коливань, коли взаємодія хвиль і частинок носить характер випадкових зіткнень і описується методом вторинного квантування системи (подання чисел заповнення). Отримано кінетичне рівняння, що описує зміну числа поверхневих плазмонів в результаті їх взаємодії з електронами провідності; наведені його рішення, що визначають декремент коливань і потужність спонтанного випромінювання частинок. Обґрунтована фізична модель виникнення зворотних

© В.В.Князев, В.И. Кравченко, Л.В. Ваврив, И.В. Яковенко, 2019

відмов (впливу наведених електромагнітним випромінюванням струмів на вольт-амперні характеристики напівпровідникових приладів). Визначено області параметрів зовнішнього електромагнітного випромінювання, при яких реалізується дана фізична модель.

**Ключові слова:** електромагнітні поля, коливання, плазма, напівпровідник, нестійкість, генерація, випромінювання, заряджені частинки, поверхневі хвилі.

*V.V. KNYAZEV, V.I. KRAVCHENKO, L.V. VAVRIV, V.V. YAKOVENKO*

## PHYSICS OF REVERSIBLE FAILURES OF SEMICONDUCTOR STRUCTURES UNDER ACTION OF ELECTROMAGNETIC INTERFERENCE

Mechanisms of occurrence of instabilities of natural oscillations of semiconductor structures, caused by their interaction with fluxes of charged particles in conditions of influence of external electromagnetic radiation are determined. It is shown that influence of pulsed electromagnetic radiation is accompanied by occurrence of currents in conducting elements of articles and by advent of their internal fields. The theory of collisionless damping of surface polaritons in quantum and classic approximations has been developed. Mechanisms of damping of surface plasmons have been studied in conditions when temperature of carriers of conducting rigid body is much lower than plasmon energy (quantum approximation). Expressions for decrements of surface plasmons in presence of infinitely high and infinitely low potential barrier at interface were obtained. The processes of damping of surface oscillations when interaction of waves and particles has character of random collisions and is described by method of secondary quantization of system (occupation number representation) were investigated. Kinetic equation describing change of the number of surface plasmons as a result of their interaction with conduction electrons was obtained; its solutions determining decrement of oscillations and power of spontaneous radiation of particles are presented. Physical model of origin of reversible failures (of influence of currents induced by electromagnetic radiation on volt-ampere characteristics of semiconductor devices) was substantiated. Domains of parameters of external electromagnetic radiation, for those this physical model is realized, were determined.

**Key words:** electromagnetic fields, oscillations, plasma, semiconductor, instability, generation, radiation, charged particles, surface waves.

**Введение.** Одним из важным требований электромагнитной совместимости технических средств является оценка уровня устойчивости к действию сторонних электромагнитных помех, которые могут распространяться по гальваническим связям в виде токов и напряжений, а также, в окружающем пространстве в виде электромагнитных полей [1,2]. Для технических средств, предназначенных выполнять особо ответственные функции (например, систем управления безопасностью реакторов на АЭС; бортового оборудования летательных аппаратов; систем управления ракетными комплексами), устанавливается критерий функционирования А, который означает, что техническое средство должно функционировать без отклонения в том числе при действии электромагнитной помехи. Результаты большого числа проведенных в нашем институте испытаний уровня устойчивости технических средств, показывают, что наиболее частым является отклонение качества функционирования по критерию В, когда в процессе воздействия характеристики технического средства выходят за допустимые пределы, но при завершении процесса воздействия возвращаются к нормальному функционированию. Такой вид несоответствия относится к обратимым отказам [3-5]. Причины возникновения обратимых отказов чаще всего связаны с отклонением параметров электронных компонент. Принципиально важно для устранения этих отказов понимать физические основы их появления. Некоторые аспекты проблемы рассмотрены в рамках данной статьи.

Современная технология позволяет создавать проводящие твердотельные структуры: пленки, полупроводники со сверхрешеткой и двумерным (2D) электронным газом, а также структуры типа металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) и т.п. При определении механизмов формирования ультратонких слоев

является важным изучение их электронных свойств и плазменных колебаний, обусловленных коллективным поведением зарядов. Достаточно важным также для диагностики и практического использования ультратонких слоев (например, микро- и наноэлектроника) являются вопросы взаимодействия плазменных колебаний с потоками заряженных частиц [ 6 ].

Электромагнитные колебания субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов могут оказывать существенное влияние на работоспособность полупроводниковых приборов при воздействии внешних электромагнитных полей, поскольку режим генерации искажает вольт-амперные характеристики электронных элементов [7].

Настоящая работа относится к области исследований обратимых отказов. В ней исследуются процессы затухания поверхностных колебаний, когда взаимодействие волн и заряженных частиц, наведенных внешним излучением, носит характер случайных столкновений и описывается методом вторичного квантования системы. Подобное взаимодействие волн и частиц является одним из механизмов возникновения обратимых отказов.

**Постановка задачи.** Для нахождения спектра и декрементов затухания поверхностных колебаний на границе двух полубесконечных сред в условиях пренебрежения эффектом запаздывания электромагнитного поля воспользуемся следующими уравнениями [6].

**(Расчеты проводились в системе единиц СГСМ)**

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E}(x, y, t) &= 0; \quad \vec{E}(x, y, t) = \vec{E}(\omega, q_x, y) e^{i(q_x x - \omega t)}; \\ \vec{E}(\omega, q_x, y) &= (E_x, E_y, 0); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D}(\omega, x, y) &= 0; \\ \vec{D}(\omega, x, y) &= \varepsilon_0(y) \vec{E}(\omega, x, y) + \frac{4\pi i}{\omega} \vec{j}(\omega, x, y); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\varepsilon_0(y) = \begin{cases} \varepsilon_{01}, & y > 0; \\ \varepsilon_{02}, & y < 0; \end{cases} \quad \vec{E} = \begin{cases} \vec{E}_1, & y > 0; \\ \vec{E}_2, & y < 0; \end{cases}$$

$$\vec{j} = \begin{cases} \vec{j}_1, & y > 0; \\ \vec{j}_2, & y < 0 \end{cases}$$

с граничными условиями при  $y = 0$ : непрерывностью тангенциальных составляющих электрического поля  $E_x$  и нормальных составляющих электрической индукции  $D_y$ .

Объектом исследования является поверхностные колебания полупроводниковых структур, входящих в состав электронных изделий и механизмы их взаимодействия с электронами проводимости, приводящие к затуханию колебаний в условиях воздействия внешнего электромагнитного поля.

**Основные результаты.** Рассмотрим затухание поверхностных плазмонов на границе двух сред, которые при  $T = 0$  характеризуются диэлектрическими проницаемостями [7]

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}.$$

Если среды разделены бесконечно высоким потенциальным барьером  $\omega_{01} \neq \omega_{02}$ , то частицы испытывают с обеих сторон упругое (зеркальное) отражение от барьера, а электромагнитные свойства такой полуграниченной среды, как известно, идентичны свойствам безграничной. При этом результаты, полученные в [8] в классическом приближении для границы плазма-диэлектрик (непоглощающая среда), могут быть перенесены на случай двух плазмopodobных сред, разделенных слоем диэлектрика, толщина которого мала по сравнению с длиной волны.

Мы будем исходить из модели однородной среды. Иными словами, будем считать, как и в случае холодной плазмы, обе среды безграничными, а поля и токи в каждой из них удовлетворяют граничным условиям на плоскости  $y = 0$  и убывают при  $y \rightarrow \pm\infty$ . Очевидно, что такая модель вполне оправдана, если граница является прозрачной для частиц, т.е. высота потенциального барьера мала по сравнению с энергией частиц. При этом  $\omega_{01} = \omega_{02}$ ;  $\varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{02}$ .

Тогда материальное уравнение можно записать:

$$\vec{j}(\omega, \vec{r}) = -\frac{e^2 n_0}{mc} \vec{A}(\omega, r) + \vec{j}'(\omega, r). \quad (3)$$

Здесь  $\vec{A}(\omega, \vec{r}) = \frac{c}{i\omega} \vec{E}(\omega, \vec{r})$  – вектор-потенциал,  $n_0 = \sum \rho_k^0 \psi_k^*(\vec{r}) \psi_k(\vec{r})$  – равновесная концентрация носителей заряда,  $\rho_k^0$  их равновесная функция распределения,  $\psi_k(\vec{r}) = V^{-1/2} \exp(ik\vec{r})$  – волновая функция

частицы с законом дисперсии  $E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ,  $V$  – объем среды,  $\vec{j}'(\omega, \vec{r}) = \sum \rho_{kk'}(\omega) \vec{j}_{kk'}(\vec{r})$  – ток проводимости, обусловленный переходами электронов между состояниями  $k$  и  $k'$  ( $k_z = k'_z$ ) вследствие их неупругого рассеяния на потенциале  $\vec{A}(\omega, \vec{r}) = \vec{A}(\omega, q_x, y) e^{i(q_x x - \omega t)}$  (далее полагаем для определенности  $q_x > 0$ ;  $\omega > 0$ ),  $\rho_{kk'}^0(\omega)$  – возмущенная недиагональная поправка к равновесной функции распределения частиц, определяемая из уравнения движения для матрицы плотности [9]:

$$\rho_{kk'}(\omega) = \frac{\rho_k^0 - \rho_{k'}^0}{\hbar(\omega_{kk'} - \omega^*)} H_{kk'}(\omega); \quad \omega_{kk'} = \frac{\hbar(k^2 - k'^2)}{2m}; \quad (4)$$

$$\omega^* = \omega + i\nu; \quad \nu \rightarrow 0,$$

$$H_{kk'} = \frac{ie\hbar}{2mc} \int \psi_k^*(\vec{r}) (\vec{A} \nabla + \nabla \vec{A}) \psi_{k'}(\vec{r}) d\vec{r}$$

– матричный элемент гамильтониана взаимодействия носителей заряда с электромагнитным полем

$$\vec{j}_{kk'} = \frac{ie\hbar}{2m} \left\{ \nabla \psi_{k'}^*(r) \psi_k(\vec{r}) - \psi_k^*(r) \nabla \psi_{k'}(\vec{r}) \right\} \quad (5)$$

– матричный элемент оператора плотности тока частицы. Окончательно  $\vec{j}'(\omega, \vec{r})$  можно преобразовать к следующему виду:

$$\begin{aligned} \vec{j}'(\omega, \vec{r}) &= -\frac{1}{\hbar c} \sum \vec{j}_{kk'}(\vec{r}) \frac{(\rho_k^0 - \rho_{k'}^0)}{\omega_{kk'} - \omega^*} \times \\ &\times \left[ H_{kk'}^s(\omega) + \int \vec{j}_{kk'}(\vec{r}) \vec{A}(\omega, \vec{r}) d\vec{r} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } H_{kk'}^s = \frac{ie\hbar}{2mc} \int dx dz \psi_k^*(x, 0, z) \psi_{k'}(x, 0, z) [A_y(\omega, x, +0) - A_y(\omega, x, -0)].$$

Таким образом, в выражении (3) для полного тока первое слагаемое определяет частоту поверхностных плазмонов, второе слагаемое должно определять их затухание.

Подставляя далее  $\vec{j}(\omega, \vec{r})$  в уравнение (2) и принимая во внимание уравнение (3), получим:

$$\frac{\partial^2 A_x(\omega, x, y)}{\partial y^2} - q_x^2 A_x(\omega, x, y) = -\frac{4\pi i q_x c}{\omega^2 \varepsilon(\omega)} \operatorname{div} \vec{j}'(\omega, x, y), \quad (7)$$

где

$$\varepsilon(\omega) = \begin{cases} \varepsilon_1(\omega), & y > 0; \\ \varepsilon_2(\omega), & y < 0. \end{cases}$$

Поскольку декремент затухания мал по сравнению с частотой колебаний, то решение уравнения (7) будем искать методом последовательных приближений. Полагая в первом приближении правую часть равной нулю, находим при  $\varepsilon(\omega) \neq 0$  следующие выражения для потенциала в каждой из сред

$$\begin{aligned} y > 0, \quad A_{1x}(y) &= A_1 e^{-q_x y}, \quad A_{1y} = iA_{1x}(y); \\ y < 0, \quad A_{2x}(y) &= A_2 e^{-q_x y}, \quad A_{2y} = -iA_{2x}(y). \end{aligned} \quad (8)$$

Продолжим потенциалы соответственно на полу-пространства

$$y < 0 \text{ и } y > 0: A_x(-y) = A_x(y); \quad A_y(-y) = -A_y(y).$$

При этом нормальная составляющая  $\vec{A}(y)$  испыты-вает разрыв на плоскости  $y = 0$ . Подставляя значе-ния  $\vec{A}(\omega, \vec{r})$  в формулу (3) и интегрируя по всему про-странству  $\vec{r}$ , получаем после замены суммирования  $\Sigma_k$  на интегрирование  $\frac{V}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}$ .

$$\begin{aligned} \vec{j}'(\omega, \vec{r}) &= \frac{e^2 \hbar A e^{iq_x x}}{2(2\pi)^4 m^2 c} \int \frac{d\vec{k} dk'_y}{\omega_{kk'} - \omega^*} (\rho_k^0 - \rho_{k'}^0) (\vec{k} + \vec{k}') \times \\ &\times \left[ 1 - \frac{k^2 - k'^2}{q_x^2 + (k_y - k'_y)^2} \right] e^{i(k_y - k'_y)y}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $k'_x = k_x - q_x, \quad k'_z = k_z$ .

Слагаемое, пропорциональное  $\rho_k^0$ , определяет ток, возникающий в результате перехода электрона из состояния  $k$  в состояние  $k'$  с излучением кванта  $\hbar\omega$  электромагнитного поля. При этом можно провести интегрирование по  $k'_y$ , учитывая при  $k_x \gg q_x, \quad \omega \gg q_x v_x$  вклады полюсов  $k_y'^2 = k_y^2 - \frac{2m(\omega + i\nu)}{\hbar}$ .

Слагаемое с  $\rho_{k'}^0$  обуславливает ток, связанный с переходами электронов из состояния  $k'$  в состояние  $k$  при поглощении энергии  $\hbar\omega$ . Этот ток определяется полюсами  $k_y'^2 = k_y^2 + \frac{2m(\omega + i\nu)}{\hbar}$  при интегрировании по  $k_y$ . В результате интегрирования получаем:

$$\begin{aligned} \vec{j}'(\omega, \vec{r}) &= \frac{-ie^2 \omega A e^{iq_x x}}{(2\pi)^3 \hbar c} \times \\ &\times \left\{ \int \frac{d\vec{k} (\vec{k} + \vec{k}_-)}{k_y^- (k_y - k_y^-)^2} \rho_k^0 \left[ 1 - \frac{\hbar(k_y - k_y^-)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i[k_y - k_y^- + i\delta_-]y\} - \right. \\ &\left. - \int \frac{d\vec{k} (\vec{k} + \vec{k}_+)}{k_y^+ (k_y - k_y^+)^2} \rho_{k'}^0 \left[ 1 - \frac{\hbar(k_y - k_y^+)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i[k_y^+ - k_y + i\delta_+]y\} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$y < 0, \quad k_y^\pm = \sqrt{k_x^2 \pm \frac{2m\omega}{\hbar}} > 0; \quad \vec{k}_\pm = (k_x, k_y^\pm, k_z), \quad \delta_\pm = \frac{m\nu}{\hbar k_y^\pm}.$$

Символ  $\int'$  означает, что интегрирование по  $k_y$  проводится в областях  $\left(-\infty, -\sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}}; \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}}, \infty\right)$ , где

возможен процесс излучения кванта энергии электро-ном. Аналогичное выражение для  $\vec{j}'$  легко получить в области  $y < 0$ .

Видно, что ток  $\vec{j}'(\omega, \vec{r})$ , возникающий в резуль-тате электронных переходов между состояниями  $k_y$  и  $k'_y$  представляет собой бесконечный набор простран-ственных гармоник с периодом  $\frac{2\pi}{|k_y - k_y^\pm|}$ , зависящим от частоты поля и импульса частицы, с амплитудой, убывающей от границы как  $\exp(-\delta_\pm |y|)$ . В классиче-ском пределе  $k_y^2, k_y'^2 \gg \frac{2m\omega}{\hbar}$  такого рода гармоники известны как «волны Ван-Кампена» [10, 11], фазовая скорость которых равна скорости частицы. Подстав-ляя (6) в уравнение (7), находим потенциал, возбуж-даемый током  $\vec{j}'(\omega, x, y)$ :

$$\begin{aligned} A'_x(\omega, q_x, y) &= \frac{i\alpha(\omega, q_x, y)}{\varepsilon(\omega)} A; \\ A'_y(\omega, q_x, y) &= \frac{A}{q_x \varepsilon(\omega)} \frac{\partial \alpha}{\partial y}(\omega, q_x, y); \\ \alpha(\omega, q_x, y) &= \frac{e^2 q_x m}{\pi^2 \hbar^2} \times \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} &\times \left\{ \int' \frac{\rho_k^0 d\vec{k}}{k_y^- (k_y \mp k_y^-)^4} \left[ 1 - \frac{\hbar(k_y \mp k_y^-)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i(k_y \mp k_y^- \pm i\delta_-)y\} - \right. \\ &\left. \int' \frac{\rho_{k'}^0 d\vec{k}}{k_y^+ (k_y \mp k_y^+)^4} \left[ 1 - \frac{\hbar(k_y \mp k_y^+)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i(\pm k_y^+ - k_y \pm i\delta_+)y\} \right\} \end{aligned}$$

Здесь верхние знаки перед  $k_y^\mp$  и  $\delta_\mp$  относятся к полупространству  $y > 0$ , нижние, соответственно, к полупространству  $y < 0$ .

Посредством граничных условий теперь можно исключить неопределенные константы  $A_1$  и  $A_2$  и полу-чить дисперсионное уравнение:

$$\varepsilon_1(\omega) \left[ 1 + i \frac{\alpha_2(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon_2(\omega)} \right] + \varepsilon_2(\omega) \left[ 1 + i \frac{\alpha_1(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon_1(\omega)} \right] = 0. \quad (12)$$

Отсюда, при  $\left| \frac{\alpha(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon(\omega)} \right| \ll 1$  получаем:

$$\begin{aligned} \omega_s &= \left( \frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}} \right)^{1/2}; \\ \Delta\omega_s &= \frac{i\omega_s}{2} \frac{[\alpha_1(\omega, q_x, 0) + \alpha_2(\omega, q_x, 0)]}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}. \end{aligned}$$

Найдем теперь декременты затухания в различ-ных физических ситуациях. В случае максвелловского распределения электронов

$$\rho_k^0 = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_0}{(2\pi m T)^{3/2}} e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mT}},$$

выражение для  $\alpha(\omega, q_x, 0)$  можно преобразовать к следующему виду:

$$\alpha(\omega, q_x, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 q_x v_T}{\hbar \omega^4} \left( e^{\frac{\hbar \omega}{T}} - 1 \right) \int_{-\infty}^{\infty} \left( x^2 + \frac{\hbar \omega}{T} \right)^{\frac{1}{2}} x^2 e^{-x^2} dx.$$

Отсюда получаем :

$$\alpha = -2 \frac{\omega_0^2 q_x v_T}{\omega_s^3} \sqrt{\frac{T}{2\hbar \omega_s}}, \quad \frac{\hbar \omega_s}{T} \gg 1; \quad (13)$$

$$\alpha = -2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 q_x v_T}{\omega_s^3}, \quad \frac{\hbar \omega_s}{T} \ll 1.$$

На границе двух плазменных сред, разделенных бесконечно высоким потенциальным барьером, выражения для декремента приобретают вид:

$$\Delta \omega_s = -i \frac{q_x}{\sqrt{2\hbar \omega_s}} \frac{\sum \omega_{0i}^2 v_{Ti} T_i^{1/2}}{\sum \omega_{0i}^2}; \quad (14)$$

$$\Delta \omega_s = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} i q_x \frac{\sum \omega_{0i}^2 v_{Ti}}{\sum \omega_{0i}^2}, \quad i = 1, 2, \dots$$

В случае бесконечно малого барьера :

$$\omega_{01} = \omega_{02}, \quad \varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{02}, \quad \omega_s = \omega_0 \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}}.$$

– декременты колебаний соответственно равны:

$$\Delta \omega_s = -i q_x v_T \sqrt{\frac{T}{2\hbar \omega_s}}, \quad \hbar \omega_s \gg T; \quad (15)$$

$$\Delta \omega_s = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} i q_x v_T, \quad \hbar \omega_s \ll T.$$

Сравнительный анализ экспериментальных [12] и расчетных данных, полученных с использованием величин декрементов затухания (14) – (15) показывает, что величина энергии излучения для большинства полупроводниковых приборов [7] (диодов) при наличии внешнего электромагнитного излучения (амплитуда напряженности электрического поля  $E < 100 \frac{\text{кВ}}{\text{м}}$ , длительность импульса  $\Delta t_{\text{имп}} \approx 10^2 - 10^3 \text{ нс}$ ) определяется одним порядком величины  $\Delta W_{\text{изл}} \approx 10^{-7} - 10^{-9} \text{ Дж}$  и имеет общие тенденции изменения в зависимости от величин физических параметров комплектующих материалов и воздействующего импульса напряжения.

### Выводы

Получены расчетные соотношения, связывающие параметры полупроводниковых структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, температурой носителей с величиной декремента колебаний в классическом и квантовом приближениях.

Получены выражения для декрементов поверхностных плазмонов при наличии бесконечно высокого

и бесконечно малого потенциального барьера на границе раздела сред.

Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов в результате их взаимодействия с электронами проводимости; приведены его решения, определяющие декремент колебаний и мощность спонтанного излучения частиц.

Предложена модель взаимодействия электронов проводимости полупроводящей среды с поверхностными колебаниями, когда взаимодействие волн и заряженных частиц, наведенных внешним излучением, носит характер случайных столкновений и описывается методом вторичного квантования системы.

Обоснована физическая модель возникновения обратимых отказов (влияния наведенных электромагнитным излучением токов на вольтамперные характеристики полупроводниковых приборов). Определены области параметров внешнего электромагнитного излучения, при которых реализуется данная физическая модель (амплитуда напряженности электрического

поля  $E < 100 \frac{\text{кВ}}{\text{м}}$ , длительность импульса  $\Delta t_{\text{имп}} \approx 10^2 - 10^3 \text{ нс}$ ).

### Список литературы

1. Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям. Москва: Радио и связь, 1988. 235 с.
2. Отт Г. Методы подавления шумов и помех в электронных системах: пер. с англ. / под ред. Гальперина М.В. Москва: Мир, 1979. 317 с.
3. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и непреднамеренные помехи. Вып.1. Общие вопросы ЭМС. Межсистемные помехи / составитель Уайт Д.Р.Ж.: Сокр. пер. с англ. / под ред. Сапгира А.И. Москва: Сов.радио, 1978. 352 с.
4. Рикетс Л.У., Бриджес Дж.Э., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты: пер. с англ. Москва: Атомиздат, 1979. 327 с.
5. Устойчивость радиоэлектронной аппаратуры к воздействию электромагнитного импульса при ядерном взрыве. Радиоэлектроника за рубежом. Вып. 10 (1008). Москва: 1984. С. 8-10.
6. Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда В.М., Яковенко В.М. Электромагнитные явления СВЧ – диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. Киев: Наукова думка, 1991. 216 с.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Москва: Мир, 1984. 456 с.
8. Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов С.А. Электромагнитные влияния на сооружения связи. Москва: Радио и связь, 1979. 225 с.
9. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. Москва: Атомиздат, 1973. 312 с.
10. Кравченко В.И., Яковенко И.В., Лосев Ф.В. Влияние потока заряженных частиц. Наведенного внешним электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий. Вестник НТУ «ХПИ». Сборник научных трудов. Серия: Техника и электрофизика высоких напряжений. 2013. № 27. С. 83-89.
11. Кравченко В.И., Яковенко И.В., Лосев Ф.В. Затухание поверхностных колебаний полупроводниковых структур

электрорадиоизделий в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения. Вестник НТУ «ХПИ». Сборник научных трудов. Серия: Техника и электрофизика высоких напряжений. 2013. № 27. С. 96 -103.

12. Кравченко В.И., Яковенко И.В., Лосев Ф.В. Кинетические механизмы взаимодействия поверхностных колебаний с электронами проводимости полупроводниковых структур в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения. Вестник НТУ «ХПИ». Сборник научных трудов. Серия: Техника и электрофизика высоких напряжений. 2013. № 27. С.103-111.

### References (transliterated)

1. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svyazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam [Ensuring the durability of communication equipment to ionizing electromagnetic radiation]. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.

2. Ott G. Metody podavlenija шумов i pomех v jelektronnyh sistemah: per. c angl. [Methods of noise and noise suppression in electronic systems ] / pod red. Gal'perina M.V. Moscow: Mir, 1979. 317 s.

3. Jelektromagnitnaja sovместimost' radiojelektronnyh sredstv i neprednamerennye pomехi. Vyp.1. Obshhie voprosy JeMS. Mezhsistemnye pomехi [Electromagnetic compatibility of radio electronic equipment and unintended interference] / sostavitel' Uajt D.R.Zh.: Sokr. per. s angl. / pod red. Sapgira A.I. Moscow: Sov. radio, 1978. 352 s.

4. Rikets L.U., Bridzhes Dzh.Je., Majletta Dzh. Jelektromagnitnyj impul's i metody zashhity: per. s angl. Moscow: Atomizdat, 1979. 327 s.

5. Ustojchivost' radiojelektronnoj apparatury k vozdejstvu jelektromagnitnogo impul'sa pri jadernom vzryve. Radiojelektronika za rubezhom [Sustainability of electronic equipment to the effects of electromagnetic impulse in a nuclear explosion]. Vyp. 10 (1008). Moscow: 1984. S. 8-10.

6. Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M. Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona

v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah [Electromagnetic phenomena of the microwave range in inhomogeneous semiconductor structures]. Kyiv: Naukova dumka. 1991. 216 p.

7. Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov [Physics of semiconductor devices]. Moscow: Mir. 1984. 456 p.

8. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svyazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p.

9. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela [Electromagnetic influences on communications structures]. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p.

10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjzhennyh chastic. Navedennogo vneshnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhij jelektroradioizdelij [Influence of the flow of charged particles. Induced by external electromagnetic radiation, on the waveguide characteristics of semiconductor components of electronic products]. Vestnik NTU "KhPI". Sbornik nauchnyh trudov. Seriya: Tehnika i elektrofizika vysokih napryazhenij. 2013. No 27. P. 83-89.

11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovyh struktur jelektroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija [Attenuation of surface oscillations of semiconductor structures of electronic products under conditions of exposure to external electromagnetic radiation]. Vestnik NTU "KhPI". Sbornik nauchnyh trudov. Seriya: Tehnika i elektrofizika vysokih napryazhenij. 2013. No 27. P. 96-103.

12. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodejstvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovyh struktur v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija [Kinetic mechanisms of interaction of surface oscillations with conduction electrons of semiconductor structures under the influence of external electromagnetic radiation]. Vestnik NTU "KhPI". Sbornik nauchnyh trudov. Seriya: Tehnika i elektrofizika vysokih napryazhenij. 2013. No 27. P. 103-111.

*Поступила (received) 27.04.2019.*

### Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

**Князєв Володимир Володимирович (Князєв Владимир Владимирович, Kniaziev Volodymyr)** – кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», провідний науковий співробітник; м. Харків, Україна; ORCID 0000-0002-7119-7790; e-mail: knyaz2@i.ua.

**Кравченко Володимир Іванович (Кравченко Владимир Иванович, Kravchenko Volodymyr Ivanovych)** - доктор технічних наук, професор, Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», головний науковий співробітник; м. Харків, Україна; e-mail: tc22@i.ua.

**Яковенко Ігор Володимирович (Яковенко Игорь Владимирович, Yakovenko Igor Vladimirovich)** – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри Системи інформації Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», головний науковий співробітник; м. Харків, Україна ; тел. (057) 707 66 18; e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

**Ваврєв Людмила Владиславівна (Ваврєв Людмила Владиславовна, Vavriv Ljudmila Vladislavovna)** – кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, Науково-дослідний та проектно-конструкторський інститут «Молнія» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», старший науковий співробітник; м. Харків, Україна, тел.: (057) 707-63-09; e-mail: l.v.vavriv@gmail.com