

УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, Л.В. ВАВРИВ, И.В. ЯКОВЕНКО**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ НА НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИКА**

Визначено спектр власних електромагнітних коливань неоднорідного плазмового шару, що виникає на межі провідних твердих тіл, малі нерівності яких мають періодичний (статистичний) характер. Показано, що наявність поверхневих електронних станів призводить до появи поверхневих поляритонів, закон дисперсії яких відрізняється від закону дисперсії поляритонів, що розповсюджуються подовж гладкої поверхні плазми. Неоднорідність плазми поблизу поверхні призводить до появи просторової дисперсії поверхневих електростатичних коливань, їх фазова швидкість менше фазової швидкості поляритонів, що розповсюджуються подовж гладкої поверхні напівпровідникової плазми.

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

Определен спектр собственных электромагнитных колебаний неоднородного плазменного слоя, возникающего на границе проводящих твердых тел, малые неровности которых имеют периодический (статистический) характер. Показано, что наличие поверхностных электронных состояний приводит к появлению поверхностных поляритонов, закон дисперсии которых отличается от закона дисперсии поляритонов, распространяющихся вдоль гладкой поверхности плазмы. Неоднородность плазмы вблизи поверхности приводит к появлению пространственной дисперсии поверхностных электростатических колебаний, их фазовая скорость меньше фазовой скорости поляритонов, распространяющихся вдоль гладкой поверхности полупроводниковой плазмы.

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

Spectrum of natural electromagnetic oscillations of heterogeneous plasma layer arising at the boundary of conducting solid bodies, small asperities of those have periodic (statistical) character, was determined. It was shown that presence of surface electronic states causes emergence of surface polaritons that have the dispersion law which is different from the dispersion law of polaritons propagating along smooth plasma surface. Plasma inhomogeneity near the surface causes emergence of spatial dispersion of surface electrostatic oscillations, their phase velocity is less than phase velocity of the polaritons propagating along a smooth surface of semiconductor plasma.

Keywords: electromagnetic fields, oscillations, plasma, semiconductor, instability, generation, radiation, charged particles, surface waves.

Введение. Исследованиям поверхностных электронных состояний посвящено большое количество работ в которых основное внимание уделялось исследованию электронных состояний, возникающих на поверхности кристалла и обусловленных ограниченностью кристаллической решетки или, другими словами, обрывом периодического потенциала. При этом, в зависимости от выбора физической модели различают состояния Тамма, возникающие вследствие изменения хода потенциала на границе кристалл – вакуум, и состояние Шюкли, обусловленное обрывом связей атомов на границе [1].

Однако упомянутые выше две модели не исчерпывают всех задач о поверхностных состояниях. Вызывает интерес иная ситуация, когда частица движется в поле постоянного, а не периодического потенциала, но ее движение ограничено в одном направлении неровной стенкой, представляющей собой бесконечно высокий потенциальный барьер.

Известно, что если стенка гладкая, то поверхностные состояния не возникают. В случае же неровной поверхности стенки вопрос о квантовых поверхностных состояниях изучен недостаточно полно. В настоящей работе исследовались возможности влияния поверхностных электронных состояний, обусловленных наличием малых периодических, либо случайных неровностей границы твердого тела на спектр собст-

венных колебаний полупроводниковых структур. Наличие поверхностных электронных состояний может приводить к появлению неоднородного плазменного слоя.

В работе получены и исследованы дисперсионные характеристики поверхностных колебаний плазмopodobных структур такого рода. Задача решалась в условиях, когда масштабы неровностей малы по сравнению с длинами волн, существующих в структуре. При этом использовался математический аппарат, основанный на представлениях о неровностях поверхности как о малых возмущениях, влияние которых учитывалось в граничных условиях.

Основные результаты. Исследованиям влияния неоднородностей структуры проводящих твердых тел на спектральные характеристики носителей и электромагнитных колебаний уделяется определенный интерес при решении ряда прикладных задач современной радиофизики [2 - 3].

Определим закон дисперсии поверхностных поляритонов в неоднородной плазме образованной поверхностными электронными состояниями на периодически (статистически) неровной границе твердого тела в условиях, когда размеры неоднородностей малы по сравнению с ее периодом

Как показано в работах [2-3], неровности грани-

цы раздела сред приводят к возникновению поверхностных электронных состояний, волновая функция которых имеет вид:

$$\Psi_k = a_0 \exp[-\delta k_y y + i(k_x x + k_z z - \omega_k t)] \quad (1)$$

Из условия нормировки $\iiint \Psi_k \Psi_k^* dx dy dz = 1$ определяется амплитуда a_0 , $a_0 = \sqrt{\frac{2|\delta|k_y}{S}}$; $S = L_x L_z$; L_x, L_z – размеры образца в направлении X и Z соответственно.

Предположим что в области $y > y_0(x, z)$ создана неоднородная плазма. Такую плазму можно создать, например, путем ионизации примесных атомов, удерживаемых неровной поверхностью диэлектрика или на поверхности полупроводника. Выразим основные параметры такой плазмы через характеристики неровной поверхности. Концентрацию электронов определим $n_0(y)$ следующим образом:

$$n_0(y) = \sum_{k_x, k_z} \Psi_k \Psi_k^* n_k = \frac{2}{S} \sum_{k_x, k_z} n_k [\delta k_y] \exp[-2[\delta k_y] y], \quad (2)$$

где n_k – число электронов в состоянии с волновым вектором k ; суммирование ведется по всем значениям волновых чисел. При этом минимальные значения k определяются размерами образца в направлениях x, z , а максимальные – Ферми импульсом $\hbar k_F$ и параметрами решетки – $q_x q_z$.

Полное число частиц в области $y > 0$ равно $\sum_k n_k$,

$$\text{а поверхностная плотность } n_S = \frac{\sum_k n_k}{S} = \int_0^\infty n_0(y) dy.$$

Приведем значения n_S и $n_0(0)$ для вырожденного электронного газа $n_k = 0, 1$. Если поверхность является периодически неровной только в направлении оси

$z \left(k_{z \max} = \frac{G_z}{2}, k_{z \min} = \frac{2\pi}{L_z} \right)$, то при $k_F \ll \frac{G_z}{2}$ имеем:

$$n_S = \frac{k_F^2}{4\pi}; \quad n_0(0) = \frac{\zeta_0^2 k_F^2 G_z n_S}{4} \quad (3)$$

при $k_F \gg \frac{G_z}{2}$

$$n_S = \frac{k_F q_z}{2\pi^2}; \quad n_0(0) = \frac{\zeta_0^2 G_z^3 z n_S}{12}. \quad (4)$$

Для двумерной периодической неровности при $G_z; G_x \approx G; k_F \ll G$:

$$n_S = \frac{k_F^2}{4\pi}; \quad n_0(0) = \frac{\zeta_0^2 k_F^2 G n_S}{2}. \quad (5)$$

Заметим, что плазма заряженных частиц остается нейтральной т.к. мы предполагаем, что заряд создаваемый электронной концентрацией $n_0(y)$ полностью компенсируется фоном положительно заряженных частиц.

Определим спектр поверхностных электромагнитных колебаний на границе такой плазмы ($y > 0$) и диэлектрика ($y < 0$). Система уравнений, описываю-

щая электромагнитные колебания в плазме, имеет вид:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E}_1 &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}_1}{\partial t}; & \text{rot } \vec{H}_1 &= \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}; \\ \text{div } \vec{E}_1 &= 4\pi e n(r, t); & e \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \vec{j} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $n(r, t)$ – отклонение концентрации электронов от равновесного значения $n_0(y)$; \vec{j} – ток, который в отсутствие пространственной дисперсии среды выражается через векторный потенциал \vec{A} следующим образом:

$$\vec{j} = -\frac{e^2 n_0(y)}{mc} \vec{A}(r, t) \quad (7)$$

(калибровка выбрана таким образом, что $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$; $\varepsilon_0 = \text{const}$ в диэлектрике и $\varepsilon_0 = \varepsilon_0(\omega)$ в полупроводнике.

В диэлектрике:

$$\text{rot } \vec{E}_2 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}_2}{\partial t}; \quad \text{rot } \vec{H}_2 = \frac{\varepsilon_2}{c} \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t}. \quad (8)$$

Предположим, что длина электромагнитной волны превосходит высоту и период неровностей поверхности. В этом случае граничные условия для электромагнитных полей такие же, как и на гладкой поверхности, т.е. на плоскости $y=0$ непрерывны тангенциальные составляющие электрических и магнитных полей.

Зависимость всех переменных величин в уравнениях (6) – (8) от координат и времени зададим в виде $A(r, t) = A(y) \exp[i(q_x x - \omega t)]$, где q_x, ω – волновой вектор и частота электромагнитного поля. Вектор \vec{A} имеет компоненты A_x, A_y , а у магнитного поля есть только компонента H_z .

Относительно компоненты H_{z1} система уравнений (6.65) сводится к уравнению:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(y) - q_x^2 \right] H_{z1} + \varepsilon_1(y) \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\varepsilon_1(y)} \frac{\partial H_{z1}}{\partial y} \right] &= 0; \\ \varepsilon_1(y) &= \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2(y)}{\omega^2}; \quad \omega_0^2(y) = \frac{4\pi e^2 n_0(y)}{m}. \end{aligned} \quad (9)$$

решение которого ищем в виде:

$$H_{z1}(y) = C_1 \exp \left[-\int_0^y q(y') dy' \right]. \quad (10)$$

Для определения $q(y')$ из (9) получим уравнение:

$$q^2 + \frac{1}{\varepsilon_1(y)} \frac{\partial \varepsilon_1(y)}{\partial y} q + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(y) - q_x^2 = 0, \quad (11)$$

если выполняется условие $\frac{1}{q} \frac{dq}{dy} \ll q$. Это условие

означает что относительное изменение глубины проникновения волны в среду $y > 0$, ($\lambda = 1/q$) является малым на расстояниях порядка λ . Из двух решений уравнения выбираем то, которое удовлетворяет условию убывания электромагнитного поля при $y \rightarrow \infty$:

$$q_1 = -\frac{1}{\varepsilon_1(y)} \frac{\partial \varepsilon_1(y)}{\partial y} + \left(q_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(y) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Здесь $q_x^2 > \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(y)$ и

$$\left(q_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(y) \right) > \left(\frac{1}{\varepsilon_1(y)} \frac{\partial \varepsilon_1(y)}{\partial y} \right)^2.$$

Второе неравенство означает, что глубина проникновения электромагнитного поля в плазму меньше области локализации волновой функции электрона:

$$q_1 \approx q_x \gg \left| \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} \right|_{\max}.$$

В случае одномерной периодической решетки это условие легко выполняется:

$$\left| \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} \right|_{\max} \approx \frac{\varepsilon_0^2 q^3}{8}.$$

Компоненты электрического поля в плазме легко выражаются через компоненту H_{z1} следующим образом:

$$E_{x1} = i \frac{q_1 c}{\omega \varepsilon_1(y)} H_{z1}. \tag{13}$$

В диэлектрике:

$$H_{x2} = C_2 \exp(q_2 y); \quad E_{x2} = -i \frac{q_2 c}{\omega \varepsilon_2} H_{z2}, \tag{14}$$

где:

$$q_2 = \left(q_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \right)^{\frac{1}{2}} > 0.$$

Из граничных условий на плоскости $y = 0$ следует:

$$q_1(0) = -q_2 \frac{\varepsilon_1(0)}{\varepsilon_2}. \tag{15}$$

Это равенство выполняется, если $\varepsilon_1(0) < 0$. Подставляя в (15) значения q_1 ; q_2 , получим дисперсионное уравнение для поперечных поверхностных электромагнитных волн (поверхностных поляритонов):

$$q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1(0) \varepsilon_2}{\varepsilon_1(0) + \varepsilon_2} - \frac{\varepsilon_1'(0) \varepsilon_2^2 \left(q_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(0) \right)^{\frac{1}{2}}}{\varepsilon_1(0) [\varepsilon_1^2(0) - \varepsilon_2^2]}; \tag{16}$$

$$\varepsilon_1'(0) = \left. \frac{4\pi e^2}{m \omega^2} \frac{\partial n_0(y)}{\partial y} \right|_{y=0}.$$

Уравнение (15) решаем относительно q_x методом последовательных приближений по малому параметру

$$\frac{\varepsilon_1'(0)}{q_x \varepsilon_1(0)} \ll 1.$$

В результате получим:

$$q_x = q_{x0} + \delta q_x. \tag{17}$$

$$q_{x0}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1(0) \varepsilon_2}{\varepsilon_1(0) + \varepsilon_2}; \quad \delta q_{x0} = \frac{\varepsilon_1'(0) \varepsilon_2^{\frac{3}{2}}}{2[\varepsilon_1(0)]^{\frac{1}{2}} [\varepsilon_1^2(0) - \varepsilon_2^2]}.$$

Величина δq_x положительна, т.к. значение $\varepsilon_1'(0)$ всегда положительно.

Действительно:

$$\varepsilon_1'(0) = \frac{16\pi e^2}{m \omega^2 S} \sum_{k_x, k_z} n_k \left| \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} \right|^2 > 0.$$

Например, в случае неровной границы периодической в одном направлении:

$$\varepsilon_1'(0) = \frac{e^2}{m \omega^2} \frac{\varepsilon_0^4 k_F^2 G_z^4}{4}; \quad k_F \ll \frac{G_z}{2}.$$

Таким образом, наличие поверхностных электронных состояний приводит к появлению поверхностных поляритонов, закон дисперсии которых отличается от закона дисперсии поляритонов, распространяющихся вдоль гладкой поверхности однородной плазмы. Фазовая скорость полученных волн меньше в результате зависимости концентрации электронов от нормальной координаты.

Для электростатических колебаний ($c \rightarrow \infty$) из (16) следует соотношение:

$$\varepsilon_1(0) + \varepsilon_2 = - \frac{\varepsilon_1'(0) \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1(0) [\varepsilon_1(0) - \varepsilon_2] q_x}. \tag{18}$$

В этом случае:

$$\omega = \omega' + \delta \omega; \quad \omega'^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_2}; \quad \delta \omega = - \frac{\omega' \varepsilon_1'(0)}{4 q_x}. \tag{19}$$

т.е. возникает дисперсия частоты, а групповая скорость волны – положительна.

Заметим, что формулы (18)–(19) применимы и в случае, когда система состоит из полупроводника и диэлектрика. При этом ε_0 обладает частотной дисперсией. В однородной плазме с неровной поверхностью изменение частоты поверхностного плазмона зависит от параметров решетки и не содержит волновых чисел; при этом масштабы неровностей иные (длина волны порядка периода неровностей).

Аналогичные результаты можно получить, если граница раздела сред имеет случайные неровности. В этом случае форма границы описывается случайной функцией координат $y_0 = \zeta(x, y) = \zeta(r)$ относительно свойств которой предполагаем следующее: $\zeta(r)$ – однозначная и достаточно гладкая функция, т.е. дифференцируемая необходимое число раз по всем аргументам. При этом $\frac{\partial \zeta}{\partial x} \ll 1$; $\frac{\partial \zeta}{\partial y} \ll 1$ (неровности пологие).

При решении уравнения Шредингера с граничным условием используется стандартная процедура определения поля над статистически неровной поверхностью. Соотношение, определяющее спектр электронных состояний, приведены в предыдущем параграфе настоящего раздела.

При определении закона дисперсии поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль статистически неровной поверхности можно воспользоваться формулами (9) – (16).

При $k_F l \ll 1$; (l – корреляционная длина) получим:

$$n_s = \frac{k_F^2}{4\pi}; \quad \left. \frac{\partial n_0}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\pi \varepsilon_0^4 k_F^4 n_s}{12 l^2}; \quad n_0(0) = \frac{\sqrt{\pi} \varepsilon_0^2 k_F^2 n_s}{2 l \sqrt{2}}.$$

Таким образом, на границе твердого тела с регулярными или случайными неровностями, представляющими собой малые возмущения поверхности, можно создать неоднородную плазму, параметры которой определяются свойствами поверхности (высотой, периодом неровностей). На границе такой плазмы

с диэлектриком в области частот меньше ленгмюровской распространяются поверхностные электромагнитные волны, фазовая скорость которых определяется величиной электронной концентрации на границе раздела сред. Неоднородность плазмы приводит к дисперсии частоты, когда эффектом запаздывания можно пренебречь. Групповая скорость такой волны положительна, а ее величина определяется характером убывания электронной концентрации от границы.

Выводы

1. Полученные выше результаты указывают на то, что неровности границы раздела двух сред приводят к возникновению поверхностных электронных состояний, волновая функция которых экспоненциально убывает с расстоянием при удалении от границы.

2. Экспериментальное наблюдение указанных эффектов может быть осуществлено, например, на границе полупроводник-диэлектрик. Граница может иметь естественную шероховатость или периодическую структуру в виде дислокаций несоответствия, или же можно создать искусственный периодический рельеф. Согласно полученным результатам, электроны будут локализовываться вблизи границы в слое толщиной R , поскольку $\Psi \sim e^{-y/R}$. Если взять период поверхности $a = 10^{-5}$ см, величине, доступной при литографическом способе изготовления структуры, а соотношение между амплитудой неровностей ζ_0 и длиной волны ($\lambda = 1/k$) $\zeta_0 k \approx 0,1$, то электроны будут локализовываться в слое толщиной $R \approx 10^{-4}$ см в резонансном случае, а в длинноволновом пределе в слое, толщиной на порядок больше.

3. Следует отметить, что в предельных случаях – длинноволновом и коротковолновом – R имеет одинаковые порядки величин как для периодической поверхности, так и для случайной. В этих предельных случаях свойства поверхности слабо проявляются на длине волны. Наиболее эффективное взаимодействие возникает, когда длина волны де Бройля электрона сравнима с характерным размером неоднородности и выполняется условие отражения Брэгга.

4. Определен спектр собственных электромагнитных колебаний неоднородного плазменного слоя, возникающего на границе проводящих твердых тел, малые неровности которых имеют периодический (статистический) характер. Показано, что наличие поверхностных электронных состояний приводит к появлению поверхностных поляритонов, закон дисперсии которых отличается от закона дисперсии поляритонов, распространяющихся вдоль гладкой поверхности плазмы. Неоднородность плазмы вблизи поверхности приводит к появлению пространственной дисперсии поверхностных электростатических колебаний, их фазовая скорость меньше фазовой скорости поляритонов, распространяющихся вдоль гладкой поверхности полупроводниковой плазмы.

Список литературы:

1. Белецкий Н.Н. Электромагнитные явления СВЧ – диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах /

Н.Н. Белецкий, В.М. Светличный, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко. – Киев.: Наукова думка, 1991. – 216 с.

2. Михайлов М.И. Электромагнитные влияния на сооружения связи / М.И. Михайлов, Л.Д. Разумов, С.А. Соколов. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с.

3. Стил М. Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стил, Б. Вюраль. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с.

4. Мырова Л.О. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям / Л.О. Мырова, А.З. Чепиженко. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с.

5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

6. Кравченко В.И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковых комплектирующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, В.И. Яковенко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2009. – № 11. – С. 62–69.

7. Кравченко В.И. Возбуждение электромагнитных колебаний в 2-D электронных структурах токами, наведенными внешним излучением / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 154–161.

8. Кравченко В.И. Генерация электромагнитных колебаний полупроводниковой структуры в условиях стороннего электромагнитного воздействия / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 161–169.

9. Кравченко В.И. Влияние потока заряженных частиц. Наведенного внешним электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплектирующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 83–89.

10. Кравченко В.И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковой сверхрешетки / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 89–96.

11. Кравченко В.И. Затухание поверхностных колебаний полупроводниковых структур электрорадиоизделий в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 96–103.

12. Кравченко В.И. Кинетические механизмы взаимодействия поверхностных колебаний с электронами проводимости полупроводниковых структур в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 103–111.

References (transliterated)

1. Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M. Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p.

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

3. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p.

4. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.

5. Zi S. Fizika poluprovodnikovovyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p.

6. Kravchenko V.I., Jakovenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija

на волноводные характеристики полупроводниковых комплектов жидких электроразделителей. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2009. No 11. pp. 62–69.

7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Возбуждение электромагнитных колебаний в 2-D электронных структурах токми, наведенными внешним излучением. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2012. No 21. pp. 154–161.

8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Генерация электромагнитных колебаний полупроводниковой структуры в условиях стороннего электромагнитного воздействия. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2012. No 21. pp. 161–169.

9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Влияние потока зарождающихся частиц. Наведенного внешним электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплектов жидких электроразделителей. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2013. No 27. pp. 83–89.

10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковой сверхрешетки. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2013. No 27. pp. 89–96.

11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Затухание поверхностных колебаний полупроводниковых структур электроразделителей в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2013. No 27. pp. 96–103.

12. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Кинетические механизмы взаимодействия поверхностных колебаний с электронами проводимости полупроводниковых структур в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения. *Vestnik NTU "KhPI"*. 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 27.09.2017

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Поверхневі плазмові хвилі на неоднорідній межі напівпровідника / В.І. Кравченко, Л.В. Ваврив, І.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 38 (1260). – С. 45-49. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Поверхностные плазменные волны на неоднородной границе полупроводника / В.И. Кравченко, Л.В. Ваврив, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 38 (1260). – С. 45-49. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Surface Plasma Waves at Heterogeneous Boundary of Semiconductor / V.Kravchenko, L.Vavriv, I. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 38 (1260). – С. 45-49. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Кравченко Володимир Іванович – доктор технічних наук, професор, директор НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Ваврив Людмила Владиславівна – кандидат фізико-математичних наук, с.н.с., НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-63-09, тел. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Ваврив Людмила Владиславовна – кандидат физико-математических наук, с.н.с., НИПКИ «Молния» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-63-09, тел. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Vavriv Lyudmyla - Candidate of Physico-Matematic Sciences, Senior Researcher, NIPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Яковенко Ігор Володимирович – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ». тел. (057) 707 66 18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

Яковенко Игорь Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

Yakovenko Igor Vladimirovich – Doctor of Physico-Matematic Sciences, Professor, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net