

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Випромінювання наведених струмів з неоднорідним потенціалом на межі / В.І. Кравченко, В.С. Бреславець, В.В. Князев, І.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 15 (1237). – С. 62-67. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Излучение наведенных токов с неоднородным потенциалом на границе / В.И. Кравченко, В.С. Бреславец, В.В. Князев, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 15 (1237). – С. 62-67. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Radiation of induced currents with inhomogeneous potential of the border / V.I. Kravchenko, V.S. Breslavets, V.V. Knyazev, I.V. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 15 (1237). – С. 62-67. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2079-0740.

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: kw47@mail.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Бреславець Віталій Сергійович – кандидат технічних наук, доцент, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Бреславец Виталий Сергеевич – кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Breslavets Vitaliy Sergeevich – Candidate of Technical Sciences, Docent, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Князев Володимир Володимирович – провідний науковий співробітник, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. : (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Князев Владимир Владимирович – ведущий научный сотрудник, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, НИПКИ «Молния» НТУ «ХПІ», тел.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Knyaziev Volodymyr Volodymyrovych – Candidate of Technical Sciences (Ph. D.), senior staff scientist, principal scientist, NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

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

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

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@mail.ru

УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, В.С. БРЕСЛАВЕЦ, В.В. КНЯЗЕВ, И.В. ЯКОВЕНКО

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТОКОВ, НАВЕДЕННЫХ ВНЕШНИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, НА НЕОДНОРОДНЫХ ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА СРЕД

Встановлено, що наявність малого просторова періодична нерівностей на кордоні вакууму – ідеальний провідник призводить до резонансного взаємодії просторових гармонік, що поширюються уздовж поверхні, що зумовлює появу смуги непропускання коливань. Для частоти, що лежить нижче смуги непропускання електромагнітних коливання носить поверхневий характер. В роботі визначено закон дисперсії такого роду коливань і кінетичні механізми їх збудження електронним потоком, які перетинають кордон розділу середовищ. Отримано кінетичне рівняння, що визначає зміна числа поверхневих коливань, наведено вираз для інкремента.

Ключові слова: електромагнітні поля, коливання, плазма, напівпровідник, кінетичні нестійкості, потенційний бар'єр, потік заряджених частинок, генерація, черенковское і перехідне випромінювання, поверхневі хвилі, що проводить тверде тіло, енергія випромінювання.

Установлено, что наличие малых пространственных периодических неровностей на границе вакуум – идеальный проводник приводит к резонансному взаимодействию пространственных гармоник, распространяющихся вдоль поверхности, что обуславливает появление полосы непропускания колебаний. Для частот, лежащих ниже полосы непропускания электромагнитные колебания носят поверхностный характер. В работе определен закон дисперсии такого рода колебаний и кинетические механизмы их возбуждения электронным потоком, пересекающим границу раздела сред. Получено кинетическое уравнение,

определяющее изменение числа поверхностных колебаний, приведено выражение для инкремента.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, кинетические неустойчивости, потенциальный барьер, поток заряженных частиц, генерация, черенковское и переходное излучение, поверхностные волны, проводящее твердое тело, энергия излучения.

The mechanisms of the influence of the surface properties of the leading solids on the spectral characteristics of the transition radiation were investigated. The processes of transition radiation of charged particles moving along the normal to the boundary of a periodically inhomogeneous surface of an ideal conductor were considered. The purpose of the study was to determine the law of dispersion of electromagnetic oscillations of such a system and the conditions for their excitation, when the size of surface irregularities is much shorter than the period. The problem was solved by the method of successive approximations with respect to a small parameter. From the condition that the tangential component of the electric field at the boundary of the conductor equals zero, a dispersion relation was obtained for three spatial harmonics of the electromagnetic field.

The solution of the dispersion equation determined the band of non-penetration of vibrations, the region of existence of surface and volume oscillations. The law of dispersion of surface electromagnetic waves is determined and the energy losses of a charged particle are found for their excitation. Due to the use of the expression for energy losses, the probabilities of electronic transitions of polaritons are determined and a kinetic equation for oscillations of this kind is obtained. Its solution allows one to find the increment of instability of surface polaritons under conditions when the monoenergetic electron flux moves along the normal to an ideally conducting surface with regular irregularities.

Under resonance conditions, when the length of the half-wave coincides with the lattice period, the increment reaches its maximum values. This mechanism can be used to generate electromagnetic waves of the submillimeter range approximations.

Keywords: electromagnetic fields, oscillations, plasma, semiconductor superlattices, collisionless extinction, kinetic and hydrodynamic instability, generation, cherenkov and transition radiation, helicon, charged particles, surface waves.

Введение. Традиционно процессы переходного излучения рассматривались как возможный механизм генерации и усиления электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. При этом в качестве объекта исследований выступали ограниченные твердотельные структуры, используемые в современной радиоэлектронике. Вместе с тем, задачи преобразования энергии источников электромагнитного излучения (токов, наведенных внешним электромагнитным полем) в колебания среды в открытых излучающих структурах приобретают другой аспект. Речь идет о влиянии свойств поверхности на законы дисперсии и спектральную плотность излучения. В частности, возможность изменения пространственных и электромагнитных характеристик границы раздела сред находит свое применение в акустооптике для управления оптическим излучением [1] и в пьезоэлектронике для взаимного преобразования энергии электромагнитных и звуковых колебаний [2]. В настоящей работе исследуется влияние свойств поверхности полугограниченных твердых тел на процессы преобразования поступательного движения заряженных частиц в энергию электромагнитных колебаний в рамках теории переходного излучения, т.е. в более широком частотном диапазоне

Основные результаты. Пусть частица с зарядом e , движущаяся со скоростью v_0 вдоль оси y из бесконечно удаленной области $y \rightarrow -\infty$, в момент времени $t = 0$ пересекает границу раздела вакуум - идеальный проводник. Относительно границы раздела сред предполагается, что она меняется по гармоническому закону

$$y = \xi(t) = \xi_0 \sin qx,$$

где ξ_0 - высота неровностей, $q = 2\pi/d$ - волновое число, характеризующее их период d . Область $y \leq \xi(y)$ занимает вакуум, $y > \xi(y)$ - идеальный проводник. В направлении осей x и y система предполагается безграничной.

Предполагается далее, что потери энергии части-

цы в единицу времени настолько малы по сравнению с ее кинетической энергией, что скорость частицы можно считать неизменной. Тогда электромагнитное поле, создаваемое частицей, описывается уравнениями Максвелла следующего вида:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi e \delta(\vec{r} - \vec{v}_0 t); \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} e v_0 \delta(\vec{r} - \vec{v}_0 t); \quad \text{div } \vec{H} = 0.$$

Решение неоднородной системы уравнений представим в виде разложения в трехкратные интегралы Фурье:

$$\vec{E}^i(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{q}) e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} d\vec{q}_\perp d\omega \quad (2)$$

и т.д., где

$$\vec{E}(\vec{q}) = \frac{ie}{2\pi^2 v_0} \frac{(\omega \vec{v}_0 - c^2 \vec{q})}{q^2 c^2 - \omega^2},$$

$$\vec{q} = \left(\vec{q}_\perp, \frac{\omega}{v_0} \right); \quad \vec{q}_\perp = (q_x, q_z).$$

Эти выражения описывают поля в безграничной среде (вакууме). Для нахождения полей, возбуждаемых частицей при взаимодействии с границей, к выражениям (1) необходимо добавить решения однородных уравнений Максвелла с произвольными константами, которые находятся из условий равенства нулю тангенциальных составляющих электрического поля на границе. Решение однородной системы уравнений подставим в виде набора пространственных гармоник

$$E_{1x}^h = \int \sum A_n \exp i(\vec{q}_n \vec{r} - \omega t) d\vec{q}_\perp d\omega; \quad (3)$$

$$E_{1z}^h = \int q_z \sum \frac{A_n}{q_{xn}} \exp i(\vec{q}_n \vec{r} - \omega t) d\vec{q}_\perp d\omega;$$

$$E_{1y}^h = -\int \sum \frac{q_z^2 + q_{xn}^2}{q_{xn} q_{yn}} A_n \exp i(\vec{q}_n \vec{r} - \omega t) d\vec{q}_\perp d\omega; \quad (4)$$

$$E_{2x}^h = \int \sum B_n \exp i(\vec{q}_n \vec{r} - \omega t) d\vec{q}_\perp d\omega;$$

$$E_{2z}^h = - \int \sum \frac{q_{xn}}{q_z} B_n \exp i(\vec{q}_n \vec{r} - \omega t) d\vec{q}_\perp d\omega,$$

где:

$$\vec{q}_n = (q_{xn}, q_{yn}, q_z), \quad q_{xn} = q_x + nq;$$

$$q_{yn} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2 - q_{xn}^2 - q_z^2}}; \quad \text{Im} q_{yn} < 0.$$

Граничные условия на поверхности принимают вид:

$$[\vec{E}\vec{N}]_z = 0; \quad E_z|_{y=\xi(x)} = 0, \quad (5)$$

где \vec{N} – вектор нормали к поверхности $y = \xi(x)$.

$$N_x = - \frac{\partial \xi}{\partial x} \left[1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1/2};$$

$$N_y = \left[1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1/2}; \quad N_z = 0. \quad (6)$$

Для малых неровностей $q\xi_0 \ll 1$ граничные условия (5) можно перенести на поверхность $y = 0$, разложив поля в ряд по $\xi(x) = \xi_0 \sin qx$. Удерживая при этом величины первого порядка малости, получим из условий (5) и (6) следующую бесконечную систему алгебраических уравнений [4]:

$$\sum (A_n + B_n) e^{inqx} + \frac{\xi_0 q}{2} \sum (a_n A_n + \frac{q_{yn}}{q} B_n) e^{i(n+1)qx} -$$

$$- \frac{\xi_0 q}{2} \sum (b_n A_n + \frac{q_{yn}}{q} B_n) e^{i(n-1)qx} + E_x(\vec{q}) +$$

$$+ i\xi_0 q \left[\frac{\omega}{qv_0} E_x(q) \sin qx + E_y(q) \cos qx \right] = 0;$$

$$\sum \left(\frac{q_z}{q_{xn}} A_n - \frac{q_{xn}}{q_z} B_n \right) e^{inqx} + E_z(\vec{q}) = 0, \quad (8)$$

где $a_n = \begin{cases} \frac{q_{yn}}{q} \mp \frac{q_{\perp n}^2}{q_{xn} q_{yn}}; & q_{\perp n}^2 = q_z^2 + q_{xn}^2. \end{cases}$

Поскольку $q\xi_0 \ll 1$, можно ограничиться рассмотрением трех гармоник: $n = -1, 0, 1$. В этом случае система уравнений (7), (8) приобретает следующий вид:

$$A_0 + B_0 + \frac{\xi_0 q}{2} \left(a_{-1} A_{-1} + \frac{q_{y-1}}{q} B_{-1} \right) -$$

$$- \frac{\xi_0 q}{2} \left(b_1 A_1 + \frac{q_{y1}}{q} B_1 \right) + E_x(q) = 0;$$

$$A_1 + B_1 + \frac{\xi_0 q}{2} \left(a_0 A_0 + \frac{q_{y0}}{q} B_0 \right) +$$

$$+ \frac{i\xi_0 q}{2} \left[\frac{\omega}{qv_0} E_x(q) + E_x(q) \right] = 0;$$

$$A_{-1} + B_{-1} - \frac{\xi_0 q}{2} \left(b_0 A_0 + \frac{q_{y0}}{q} B_0 \right) +$$

$$+ \frac{i\xi_0 q}{2} \left[E_y(q) - \frac{\omega}{qv_0} E_x(q) \right] = 0; \quad (9)$$

$$B_0 = \frac{q_z^2 A_0}{q_x^2} - \frac{q_z}{q_x} E_z(q); \quad B_1 = \frac{q_z^2}{q_{x1}^2} A_1; \quad B_{-1} = \frac{q_z^2}{q_{x-1}^2} A_{-1}.$$

В результате ее решения находим:

$$A_0 = \frac{q_x}{q_\perp^2 \Delta} [q_z E_z(\vec{q}) - q_x E_x(\vec{q})]; \quad (10)$$

$$\Delta = 1 + \left(\frac{\xi_0 q}{2} \right)^2 \frac{q_x^2}{q_\perp^2} \left[\frac{q_{x-1}^2}{q_{\perp-1}^2} a_{-1} b_0 + \frac{q_{x1}^2}{q_{\perp1}^2} a_0 b_1 \right]; \quad (11)$$

$$A_1 = - \frac{\xi_0 q}{2} \frac{q_x^2}{q_\perp^2} a_0 A_0; \quad A_{-1} = - \frac{\xi_0 q}{2} \frac{q_x^2}{q_\perp^2} b_0 A_0.$$

При этом поле нулевой гармоники приобретает вид:

$$E_y^h(\vec{r}, t) = \int \frac{d\vec{q}_\perp d\omega}{q_{y0} \Delta} [q_x E_x(\vec{q}) - q_z E_z(\vec{q})] \exp i(\vec{q}_0 \vec{r} - \omega t). \quad (12)$$

Перейдем к рассмотрению наиболее интересных и важных частных случаев. Заменяем интегрирование в формуле (12) по dq_x и dq_z суммированием по q_x и q_z , ($q_x = \frac{2\pi l_x}{L_x}$, $q_z = \frac{2\pi l_z}{L_z}$, l_x, l_z – целые числа, L_x и L_z – размеры системы соответственно в направлениях x и z) и ограничимся исследованием случая $q_z = 0$.

Тогда

$$E_y^h(\vec{r}, t) = \sum_{q_x, q_x} E_y^h(q_z, q_x, y, t), \quad (13)$$

$$E_y^h(q_x, q_z = 0, x, y, t) = - \frac{2ieq_x^2}{Sv_0} \times$$

$$\times \int \frac{d\omega \exp i(q_x x + q_{y0} y - \omega t)}{[q_x^2 v_0^2 + \omega^2 (1 - \beta^2)] D(\omega, q_x)}; \quad (14)$$

$$\beta^2 = \frac{v_0^2}{c^2}, \quad S = L_x L_z; \quad D(\omega, q_x) = q_{y0} \Delta,$$

$$\Delta = 1 + \frac{\xi_0^2}{4q_{y0}} \left\{ \frac{q_{y-1}^2 - q(q_x - q)}{q_{y-1}} (q_{y0}^2 + qq_x) + \right.$$

$$\left. \frac{q_{y1}^2 - q(q_x + q)}{q_{y1}} (q_{y0}^2 + qq_x) \right\}. \quad (15)$$

Очевидно, что вклад в интеграл (7.15) дадут корни уравнения $D(\omega, q_x) = 0$, определяющие спектр собственных электромагнитных колебаний данной системы. Решение этого уравнения ищем методом последовательных приближений по параметру $q\xi_0 \ll 1$. Если $\xi_0 \rightarrow \infty$, получаем $q_{y0} = 0$, т.е. $\omega_0 = \pm cq_x$. (Здесь и далее полагаем $q_x > 0$). Наличие неровностей приводит к возбуждению на частоте ω_0 пространственных гармоник с $n = -1, 1$ и изменению частоты ω_0 в результате взаимодействия между ними

$$\delta q_{y0} = \frac{\xi_0^2 q_x^2 q^{3/2}}{4} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2q_x - q}} - \frac{i}{\sqrt{2q_x + q}} \right\}; \quad (16)$$

$$\text{Im} \delta q_{y0} < 0.$$

В области $q_x < q/2$ величина δq_{y0} как и величины поперечных волновых векторов сопутствующих гар-

моник $q_{y_1}(\omega_0)$ и $q_{y_{-1}}(\omega_0)$ являются чисто мнимыми. Это приводит к образованию так называемой истинно поверхностной волны с законом дисперсии:

$$\omega_S = cq_x \left[1 - \frac{\xi_0^4 q_x^2 q^3}{32} \left(\frac{1}{\sqrt{q-2q_x}} + \frac{1}{\sqrt{q+2q_x}} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

В области $q_x < q/2$ на частоте $\omega_0 = cq_x$ поперечное волновое число $q_{y_{-1}}(\omega_0)$ становится действительным, т.е. гармоника $n = -1$ «отрывается» от поверхности. В этом случае δq_{y_0} – комплексная величина и волна становится псевдоповерхностной. Ее закон дисперсии имеет вид:

$$\omega_y = cq_x \left[1 + \frac{\xi_0^4 q_x^2 q^3}{32} \left(\frac{1}{\sqrt{2q_x - q}} - \frac{i}{\sqrt{2q_x + q}} \right)^2 \right]. \quad (18)$$

Анализируя выражение для поля $E_y^h(q_x, y, \omega_{-1})$ гармоники с $n = -1$ на частоте $\omega_{-1} = -c(q_x - q)$, легко убедиться, что в области $0 < q_x < q/2$ волна является объемной, а при $q/2 < q_x < q$ – поверхностной. В точке $q_x = q/2$ (условие резонанса) частоты и волновые числа гармоник с $n = -1$ и $n = 0$ совпадают. В этом случае связь между гармониками максимальна и в результате взаимодействия гармоник, распространяющихся в противоположных направлениях, образуются связанные волны

$$\delta q_{y_{-1}} \delta q_{y_0} = -\frac{\xi_0^2 q^4}{16}. \quad (19)$$

Отсюда получаем:

$$\omega_{sr} = \frac{cq}{2} \left(1 - \frac{\xi_0^2 q^2}{8} \right). \quad (20)$$

При $\text{Im } \delta q_{y_0} = \text{Im } \delta q_{y_{-1}} < 0$;

$$\text{Re } \delta q_{y_0} = \text{Re } \delta q_{y_{-1}} = 0; \quad \omega_{vr} = \frac{cq}{2} \left(1 + \frac{\xi_0^2 q^2}{8} \right); \quad (21)$$

при $\text{Re } \delta q_{y_0} = \text{Re } \delta q_{y_{-1}} < 0$; $\text{Im } \delta q_{y_0} = \text{Im } \delta q_{y_{-1}} = 0$.

Таким образом, в точке резонанса, также как и во всем интервале волновых чисел $0 < q_x < q$, существуют поверхностная и объемная волны. При этом разность между частотами минимальна и равна $\Delta\omega = \omega_{vr} - \omega_{sr} = cq^3 \xi_0^2 / 8$. Иными словами, $\Delta\omega$ определяет ширину запрещенной полосы частот, разделяющей области существования поверхностных и объемных волн. Действительно, вблизи резонанса

$$q_x = q/2 + \delta q_x; \quad \omega = \omega_{Sz} + \Delta\omega/2,$$

волновые числа δq_{y_0} и $\delta q_{y_{-1}}$ различаются и из выражения (19) следует

$$\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \right)^2 - (\delta q_x)^2 = \left(\frac{\xi_0^2 q^3}{16} \right)^2. \quad (22)$$

Видно, что при $\Delta\omega < c \frac{\xi_0^2 q^3}{8}$ существует полоса непропускания волн, поскольку в этом случае δq_x –

мнимая величина. Естественно, аналогичные явления происходят и при взаимодействии гармоник с $n = 0$ и $n = -1$ в области отрицательных частот, когда $\omega_0 = -cq_x$, $\omega_{-1} = c(q_x - q)$.

Найдем теперь амплитуду поверхностной волны, принимая во внимание полюса в выражении (13). В общем виде его можно представить следующим образом:

$$E_y^h = \frac{8\pi e q_x^2 v_0 \exp i[q_x x + q_{y_0}(\omega_s) y]}{S[q_x^2 v_0^2 + \omega_0^2(1 - \beta^2)] D'(\omega_s)} \sin \omega_0 t. \quad (23)$$

Здесь $D'(\omega_s) = \left. \frac{\partial D(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_s}$. При этом принято во

внимание:

$$q_{y_0}(-\omega_s) = q_{y_0}(\omega_s); \quad D(\omega_s) = D(-\omega_s);$$

$$D'(-\omega_s) = -D'(\omega_s).$$

В условиях резонанса $\omega_0 = -cq/2$, $1/D'(\omega_s) = -i\xi_0 qc/4$ и выражение (23) при $\beta^2 \ll 1$ принимает очень простой вид:

$$E_y^h = \frac{2i\pi e \xi_0 q v_0}{Sc} \exp i \left(q_x x - \frac{i\xi_0 q^2}{16} y \right) \sin \omega_0 t. \quad (24)$$

Потери заряда на возбуждение поверхностных колебаний за время его пролета пространства взаимодействия $L = 16/\xi_0 q^2$ равны:

$$\Delta W_q = ev_0 \int_{-\infty}^0 E_y^h(x=0, y=v_0 t) dt = -\frac{4\pi e^2 v_0}{Sc} \xi_0. \quad (25)$$

Принимая во внимание, что время пролета частицы τ через всю систему равно $\tau = L/v_0$, находим среднюю величину потерь энергии частицы в единицу времени:

$$\frac{dW_q}{dt} = \frac{\Delta W_q}{\tau} = -\frac{4\pi e^2 v_0^3 \xi_0}{Vc^2}, \quad V = LS. \quad (26)$$

Эту величину (с противоположным знаком) можно рассматривать как спонтанное излучение поверхностных фотонов в единицу времени

$$\hbar\omega_0 \frac{\partial N_q}{\partial t} = -\frac{dW_q}{dt}, \quad (27)$$

где N_q – число фотонов с энергией $\hbar\omega_0$. С другой стороны, для N_q можно составить кинетическое уравнение следующего вида:

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{kk'} |H_{kqk'}|^2 \delta(E_k - E_{k'} - \hbar\omega_0) \times \\ \times \left[(N_q + 1) \rho_k^0 (1 - \rho_{k'}^0) - N_q \rho_{k'}^0 (1 - \rho_k^0) \right], \quad (28)$$

где $H_{kqk'}$ – матричный элемент гамильтониана взаимодействия электронов и поверхностных фотонов; ρ_k^0 – число электронов в состоянии \vec{k} , $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ – энергия электрона с волновым вектором \vec{k} ; суммирование производится по волновым векторам \vec{k} и k'_y ; в направлении x и y выполняется закон сохранения импульсов: $k_x = k'_x - q_x$; $k_z = k'_z - q_z$. Из формулы (28) при $N_q \rightarrow \infty$, $\rho_k^0 = \delta_{kk_0}$, $\vec{k}_0 = (0, mv_0/\hbar, 0)$ получим:

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{L}{\hbar} \int_0^\infty |H_{k_0qk'}|^2 \delta(E_{k_0} - E_{k'} - \hbar\omega) dk'_y = \frac{L |H_{k_0qk'}|^2}{\hbar^2 v_0},$$

где $k' = k_- = \sqrt{k_0^2 - 2m\omega/\hbar} \approx k_0$ при $mv_0/2 \gg \hbar\omega_0$. Приравняв $-(1/\hbar\omega_0)(dW_d/dt)$ полученному выражению, находим величину матричного элемента

$$|H_{k_0qk'}| = \left(\frac{4\pi e^2 v_0^4 \xi_0 \hbar}{V L c^2 \omega_0} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Зная матричный элемент, можно из уравнения (28) найти при $N_q \gg 1$ инкремент неустойчивости поверхностных фотонов $\gamma = \frac{1}{2} N_q \frac{\partial N_q}{\partial t}$ в результате их взаимодействия с потоком заряженных частиц с $\rho_k^0 = (2\pi)^3 n_{0b} \delta(\vec{k} - \vec{k}_0)$, где n_{0b} – поверхностная плотность электронов

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{4 |H_{k_0qk'}|^2 L V n_{0b} \omega_0}{\hbar m v_0^3} N_q; \quad (30)$$

$$\gamma = 2 \frac{\omega_b^2 v_0 \xi_0}{c^2} \equiv \frac{\omega_b^2}{2\omega_0^2} q^2 v_0 \xi_0.$$

Здесь ω_b – ленгмюровская частота электронного пучка. Таким образом, при взаимодействии направленного потока электронов с поверхностными колебаниями на периодически неровной границе при условии $mv_0/2 > \hbar\omega_0 \gg T$ (T – температура электронов) процессы индуцированного излучения преобладают над процессами поглощения и колебания – становятся неустойчивыми. Этот механизм может быть использован для генерирования электромагнитных волн на частотах $\omega_0 \sim (10^{13} \div 10^{14}) \text{ с}^{-1}$ при $q \sim (10^4 \div 10^3) \text{ см}^{-1}$.

Выводы

1 Установлено, что наличие малых пространственных периодических неровностей на границе вакуум – идеальный проводник приводит к резонансному взаимодействию пространственных гармоник, распространяющихся вдоль поверхности, что обуславливает появление полосы непропускания колебаний.

2 Для частот, лежащих ниже полосы непропускания электромагнитные колебания носят поверхностный характер. В работе определен закон дисперсии такого рода колебаний и кинетические механизмы их возбуждения электронным потоком, пересекающим границу раздела сред.

3 Получено кинетическое уравнение, определяющее изменение числа поверхностных колебаний, приведено выражение для инкремента. Показано, что поверхностные колебания на периодически неровной границе идеального проводника становятся неустойчивыми за счет энергии переходного излучения в случае, когда электронная система является неравновесной.

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

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

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

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

6. Кравченко В.И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковых комплектов электроаудиоизделий / В.И. Кравченко, 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 комплектов электроаудиоизделий / 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 электроаудиоизделий 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. Jeletromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p.

2. Zi S. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p.

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

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

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

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

na volnovodnye charakteristiki poluprovodnikovoyh kompleksujushhijh jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. pp. 62–69.

7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vozbuzhdenie jelektromagnitnyh kolebanij v 2-D jelektronnyh strukturah tokami, navedennymi vneshnim izlucheniem. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 154–161.

8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Generacija jelektromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoj struktury v uslovijah storonnego jelektromagnitnogo vozdejstvija. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 161–169.

9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjzhennyh chastic. Navedennogo vneshnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye charakteristiki poluprovodnikovoyh kompleksujushhijh jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89.

10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye charakteristiki poluprovodnikovoj sverhreshetki. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 89–96.

11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovoyh struktur jelektroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 96–103.

12. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodejstvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovoyh struktur v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 17.03.2017

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Перехідне випромінювання струмів, наведених зовнішнім випромінюванням на неоднорідній межі поділу середовищ / В.І. Кравченко, В.С. Бреславець, В.В. Князев, І.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 15 (1237). – С. 67-72. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Переходное излучение токов, наведенных внешним излучением, на неоднородной границе раздела сред / В.И. Кравченко, В.С. Бреславец, В.В. Князев, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 15 (1237). – С. 67-72. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Transition radian of currents inducted by external radiation on inhomogeneous border of surroundings separation / V.I. Kravchenko, V.S. Breslavets, V.V. Knyazev, I.V. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 15 (1237). – С. 67-72. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2079-0740.

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: kw47@mail.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Бреславець Віталій Сергійович – кандидат технічних наук, доцент, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Бреславец Виталий Сергеевич – кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Breslavets Vitaliy Sergeevich – Candidate of Technical Sciences, Docent, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

Князев Володимир Володимирович – провідний науковий співробітник, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. : (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Князев Владимир Владимирович – ведущий научный сотрудник, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Knyaziev Volodymyr Volodymyrovych – Candidate of Technical Sciences (Ph. D.), senior staff scientist, principal scientist, NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

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

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

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@mail.ru