

Эксперименты по монохроматизации пучка наглядно показали преимущества использования активных монохроматоров. При использовании такого монохроматора наблюдалось увеличение интенсивности в 5,3 раза по сравнению с монохроматором без акустического воздействия.

Проведенные оценки освещенности позволяют говорить о перспективности создания источника монохроматического рентгеновского излучения

на основе монохроматизации тормозного излучения с достаточной интенсивностью при использовании микротрона или линейного ускорителя электронов.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы «Разработка адаптивной рентгеновской оптики нового поколения для устройств исследования биологических объектов и быстротекущих процессов» ГК № 11.519.11.2030.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Украинцев Ю.Г. Сканирующий метод получения рентгеновских изображений на цифровом аппарате «Сибирь-Н», // Медафарм. 2011. URL: <http://medafarm.ru/php/content.php?id=17250> (дата обращения: 31.05.2011).
2. Autier A. Dynamical theory of X-Ray diffraction. – N.Y.: Oxford University Press inc., 2008. – 678 p.
3. Гоголев А.С., Попов Ю.А., Вагнер А.Р., Потылицин А.П., Коcharян В.Р., Мовсян А.Е., Мкртчян А.Г. Рассеяние рентгенов-

- ского излучения в деформированных кристаллах // Известия вузов. Сер. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 11/2. – С. 33–38.
4. РАП 160–5 аппарат рентгеновский переносной сильноточный // TSNK Laboratory. 2011. URL: <http://www.tsnk-lab.ru/work/equipment/form/portable/rap1605> (дата обращения: 17.06.2011).
5. Sanchez del Rio M., Dejus R.J. XOP. Recent Developments // ESRF. 2011. URL: <http://www.esrf.eu/computing/scientific/people/srio/publications/> (дата обращения: 17.06.2011).

Поступила 02.06.2011 г.

УДК 537.862

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ ТРИОДЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

Т.В. Коваль, А.Л. Марченко

Томский политехнический университет
E-mail: tvkoval@mail.ru

Рассматривается взаимодействие колебаний виртуального катода с электромагнитным полем резонансной неоднородной структуры отражательного триода с радиально расходящимся пучком. Проводится исследование зависимости уровня спонтанного излучения от геометрии системы и пучка, от типа возбуждаемой волны. Определены условия наиболее эффективного взаимодействия с низшим типом волны.

Ключевые слова:

Спонтанное излучение, виртуальный катод, отражательный триод, мощность излучения.

Key words:

Spontaneous radiation, virtual cathode, reflex triode, radiation power.

Введение

Отражательные триоды привлекают к себе внимание, прежде всего как источники мощного микроволнового излучения, способные работать без внешнего магнитного поля [1, 2]. Принцип работы основан на формировании в вакуумной электродинамической системе виртуального катода (ВК), осцилляции которого вызывают СВЧ-генерацию.

В работе [3] построена одномерная модель вынужденного излучения электронного пучка с ВК, в основу которой положено монотонное накопление пространственного заряда за счет отраженных от ВК электронов и «запирание электронного пучка». Основной идеей отличной от [3], в нашем рассмотрении является то, что динамика виртуального катода характеризуется пространственно-временными колебаниями [4–6]. При этом усредненная координата ВК осциллирует относительно средне-

го положения с частотой, определяемой плотностью заряда в области ВК, которая в 1,2...1,5 выше, чем в области реального катода. В отражательном триоде имеет место квазистационарный режим колебаний ВК, при котором происходит параметрическое самосогласованное взаимодействие осциллирующих электронов с колебаниями края потенциальной ямы, обуславливающее модуляцию электронов по фазе [7, 8]. Как показали аналитические исследования [9, 10], генерация в системах с ВК происходит при токах выше критических, определяемых параметрами системы и пучка, т. е. при критическом значении плотности электронов в области ВК. Мощность и эффективность излучения в системах с ВК определяется уровнем взаимодействия волны с электронным пучком, который в свою очередь зависит от параметров и геометрии системы и пучка.

В работах [11, 12] впервые рассмотрены коаксиальные отражательные триоды с расходящимся пучком. В работе [11] проведено исследование возбуждения неустойчивости электронного пучка в коаксиальном отражательном триоде, методом кинетического уравнения получены инкременты неустойчивости осциллирующих электронов в потенциальной яме. В работе [12] представлена модель планарно-коаксиального отражательного триода, с планарными электродами (катодом и анодом) и методом крупных частиц проведено численное исследование формирования виртуального катода.

Так как виртуальный катод – это область повышенной плотности заряда, то представляет интерес рассмотреть виртуальный катод как пространственно распределенный осциллятор, совершающий колебания относительно среднего положения с частотой, равной когерентным колебаниям электронов, и зависящей только от плотности пространственного заряда. В настоящей работе рассмотрено спонтанное излучение виртуального катода и проведено исследование уровня взаимодействия виртуального катода с электромагнитным полем резонансной системы отражательного триода в зависимости от геометрии системы и пучка, от типа возбуждаемой волны. Рассматриваются планарно-коаксиальный (рис. 1, а) и коаксиальный отражательные триоды с расходящимся электронным пучком (рис. 1, б).

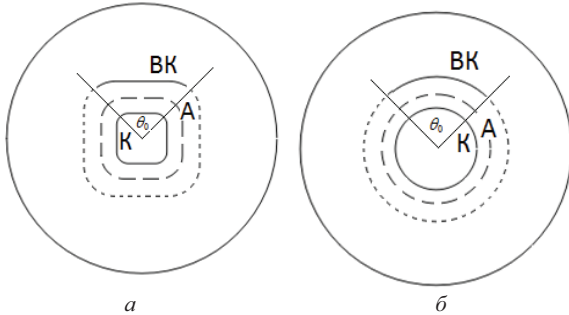


Рис. 1. Схемы сечения планарно-коаксиального (а) и коаксиального отражательного триода (б); А – анод, К – катод

Мощность спонтанного излучения

Исследуем в цилиндрической системе координат (r, θ, z) мощность спонтанного излучения осциллятора в гладком цилиндрическом резонаторе высотой H и радиусом R . Считаем, что движение осциллятора одномерно вдоль оси r , в этом случае, выражение для плотности тока, наведенного N зарядами, запишем в виде

$$j(\vec{r}, t) = -en_b a \omega \cos \psi \rho(\theta) \rho(z) \frac{\delta(r - r(t))}{r}, \quad (1)$$

где $n_b \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{z_1}^{z_2} \rho(\theta) \rho(z) d\theta dz = N$, $r'(t) = \bar{r} + a \sin \psi$ и

$r'(t) = a \omega \cos \psi$ – координата и скорость осциллятора; \bar{r} – средняя координата виртуального катода; $h = z_2 - z_1$ – ширина ВК вдоль продольной координаты z ; $\theta_0 = \theta_2 - \theta_1$ – центральный угол (рис. 1).

Для определения поля, наведенного в резонаторе, используем метод собственных функций [13], электрическая составляющая определяется суммой по трем индексам собственных функций $E_v(r, \theta, z)$ резонатора:

$$E(r, \theta, z, t) = \sum_v e_v(t) E_v(r, \theta, z),$$

при выполнении условия нормировки

$$\int_V \vec{E}_v(r, \theta, z) \vec{E}_v^*(r, \theta, z) dV = 1, \quad v = \{n, s, m\}; \quad n, s, m = 0, 1, \dots$$

Амплитуда электрического поля $e_v(t)$ определяется из дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 e_v}{dt^2} + 2\lambda_v \frac{de_v}{dt} + \omega_v^2 e_v = -4\pi \frac{dj_v}{dt},$$

где $\omega_v/c = (k_\perp^2 + k_z^2)^{1/2}$; $\lambda_v = 2\omega_v/Q_v$; Q_v – добротность резонатора; k_\perp и $k_z = \pi m/H$ – поперечное и продольное волновые числа.

Мощность когерентного излучения определяется

$$P = -\text{Re} \int_V \vec{j}(r, \theta, z, t) \vec{E}_v^*(r, \theta, z, t) dV,$$

где V – объем резонатора. Учитывая возбуждение электромагнитных колебаний на кратных частотах $l\omega$ ($l=1, 2, \dots$), близких к собственным частотам резонатора $\omega_v \approx l\omega$, среднюю за период $T=2\pi/l\omega$ мощность излучения осциллятора представим в виде:

$$P_l = -2\pi P_0 \frac{\omega a}{c} (n_b r_{кл.} d)^2 \sum_v Q_v G_l(k_z, k_\perp). \quad (2)$$

Здесь $P_0 = 8,687$ ГВт; $r_{кл.} = e^2/c^2 m$; d – диодный зазор; c – скорость света; $n_b [R_A^2 - (R_A - d)^2]/2 = n_b$; $G_l(k_\perp, k_z)$ – геометрические функции, характеризующие уровень взаимодействия колебаний ВК с электромагнитным полем резонатора в условиях спонтанного излучения $l^2 \lambda_v^2 \gg (\omega_v - l\omega)^2$.

Геометрическая функция

В неодносвязной электродинамической структуре отражательного триода (рис. 1) могут возбуждаться волны типа Н, Е, и ТЕМ. Поскольку у волны ТЕМ критическая частота равна нулю, то она является низшим типом колебаний. Первым высшим типом волны в коаксиальной линии при любом диаметре и конфигурации внутреннего проводника является волна H_{11} .

Численные исследования структуры собственных полей и критических частот, проведенные численно в пакете COMSOL, показали, что критические частоты планарно-коаксиального (рис. 1, а) и коаксиального (рис. 1, б) отражательных триодов отличаются незначительно. Эта разница, естественно, уменьшается с увеличением угла скругления внутреннего электрода (анода), а деформация радиальных силовых линий электрического поля происходит только вблизи плоских границ внутреннего электрода. Поэтому будем полагать, что в планарно-коаксиальном триоде электромагнитное поле может быть описано такими же цилиндрическими функциями, как и в коаксиальном триоде.

Считаем, что колебания ВК имеют только радиальную компоненту: $r(t) = a \sin \psi$, поэтому достаточно рассмотреть электрические радиальные компоненты соответственно для Н, Е, и ТЕМ типов волн:

$$E_{rv}^E(r_{\perp}, r) = k_{\perp} k_z D_E Z_n^E(k_{\perp} r) e^{in\theta} \sin k_z z,$$

$$E_{rv}^H(r_{\perp}, r) = \frac{kn}{r} D_H Z_n^H(k_{\perp} r) e^{in\theta} \sin k_z z,$$

$$E_{rv}^{\text{ТЕМ}}(r_{\perp}, r) = \frac{k}{r} D_{\text{ТЕМ}} \sin k_z z.$$

Здесь амплитуды волн определяются соответственно выражениями

$$D_E^2 = \frac{2\varepsilon_m}{\pi R^2 H k^2 k_{\perp}^2 [Z_n^E(k_{\perp} R)]^2},$$

$$D_H^2 = \frac{2\varepsilon_m}{\pi H k^2 [k_{\perp}^2 R^2 - n^2] [Z_n^H(k_{\perp} R)]^2},$$

$$D_{\text{ТЕМ}}^2 = \frac{1}{\pi H k^2 \ln(R/r)},$$

$Z_n^E(k_{\perp} r) = J'_n(k_{\perp} r) + P^E N'_n(k_{\perp} r)$, k_{\perp} – корни дисперсионного уравнения $Z_n^E(k_{\perp} R) = 0$;

$Z_n^H(k_{\perp} r) = J_n(k_{\perp} r) + P^H N_n(k_{\perp} r)$, k_{\perp} – корни дисперсионного уравнения $Z_n^H(k_{\perp} R) = 0$,

$$P^E = \frac{J_n(k_{\perp} R_A)}{N_n(k_{\perp} R_A)}, \quad P^H = \frac{J'_n(k_{\perp} R_A)}{N'_n(k_{\perp} R_A)},$$

$\varepsilon_m = 1/2$ при $m=0$ и $\varepsilon_m = 1$ при $m \neq 0$, R_A – радиус анода, $J_n(k_{\perp} r)$ и $N_n(k_{\perp} r)$ – функции Бесселя и Неймана. Для бездисперсной волны ТЕМ $k_{\perp} = 0$. Геометрические функции, входящие в выражение мощности (2), имеют вид

$$G_{l,\alpha}(k_z, k_{\perp}) = a \{ [R_A^2 - (R_A - d)^2] d^{-2} D_{\alpha} \zeta_{\alpha}(\rho_{\theta} \rho_z \rho_r)_{\alpha} \}^2. \quad (3)$$

Здесь $\rho_{\theta} = \theta_0^{-1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \rho(\theta) \cos n\theta d\theta$, $\rho_z = h^{-1} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \sin k_z z dz$,

$\alpha = \{E, H, \text{ТЕМ}\}$, $\zeta_E = k_{\perp} k$, $\zeta_{H, \text{ТЕМ}} = k/r$, функция ρ_r убывает с возрастанием l , для первой гармоники колебаний ВК ($l=1$): $\rho_r = Z_n^{\alpha} S^{\alpha}$:

$$S^{H,E} = 1 - \frac{(k_{\perp} a)^2}{2!} \left(\frac{1}{4} \right) + \frac{(k_{\perp} a)^4}{4!} \left(\frac{2}{16} \right) - \dots,$$

$$S^{\text{ТЕМ}} = 1 + \left(\frac{a}{r} \right)^2 \frac{1}{4} - \left(\frac{a}{r} \right)^4 \frac{1}{8} + \dots$$

Учитывая, что наибольший вклад вносит первая гармоника колебаний, для распределения $\rho(\theta, z) = \text{const}$, опуская индекс l , запишем геометрические функции (3)

$$G_E(k_z, k_{\perp}) = \frac{8}{\pi} \frac{ah^2}{d^2 H} \frac{1}{k_{\perp}^2 R^2} \left[\frac{Z_n^E(k_{\perp} \bar{r}) S^E}{Z_n^E(k_{\perp} R)} \rho_{\theta} \rho_z \right]^2, \quad (4)$$

$$G_H(k_z, k_{\perp}) =$$

$$= \frac{8}{\pi} \frac{ah^2}{d^2 H} \frac{1}{[k_{\perp}^2 R^2 - n^2]} \left[\frac{Z_n^H(k_{\perp} \bar{r}) S^H}{Z_n^H(k_{\perp} R)} \rho_{\theta} \rho_z \right]^2, \quad (5)$$

$$G_{\text{ТЕМ}}(k_z, k_{\perp}) = \frac{4}{\pi} \frac{ah^2}{d^2 H} \frac{1}{\ln(R/R_A)} [S^{\text{ТЕМ}} \theta_0 \rho_z]^2. \quad (6)$$

Здесь $\rho_z = 2 \sin(k_z h/2) \sin[k_z(z_1 + h/2)] / k_z h$, $\rho_{\theta} = 2 \sin(\theta_0/2) / n$.

Численные оценки

В отражательном триоде с ВК плотность тока электронов и частота колебаний ВК зависят от параметров диода. Так в одномерном нерелятивистском коаксиальном диоде плотность тока электронов J_d определяется выражением:

$$J_d = \frac{2,33 U^{3/2}}{d^2 f^2(s)} = J_{pl} \frac{1}{f^2(s)}, \quad (7)$$

$$f(s) = \frac{R_A}{d} (\ln(s) - \ln^2(s) + \dots),$$

где $s = R_A / (R_A - d)$ – параметр кривизны электродов, размерности J_d и J_{pl} – кА/см²; d – см; U – МВ. Полагая, что плотность электронов в диоде практически равна плотности в области ВК, и учитывая, что $(n_{\text{вк}} r_{\text{кв}} d^2)^2 = (J_d d^2 / \beta_0 I_A)^2$, мощность излучения (2) запишем в виде

$$P = -2\pi P_0 \frac{\omega a}{c} \left(\frac{J_{pl} d^2}{\beta_0 I_A} \right)^2 Q_v G_{\alpha} f^2(s), \quad (8)$$

где множитель в скобках определяется только ускоряющим напряжением.

Коэффициент полезного действия (КПД) можно определить как отношение мощности спонтанного излучения (8) к мощности источника UI :

$$\eta = \frac{P}{UI}. \quad (9)$$

Здесь $I = J_d (1 - \chi^2) / (1 + \chi^2)$ – ток отражательного триода, χ – прозрачность анода.

Из выражений (3) и (4)–(6) следует, что геометрические функции $G_{\alpha} f^2(s)$ и, следовательно, мощность излучения зависят от геометрии пучка и резонатора, а также от типа возбуждаемой волны. В отражательном триоде с при аксиальной симметрии пучка и ВК взаимодействие происходит с аксиально-симметричными волнами Е типа на модах с $k_{\perp} \gg k_z$, при этом наибольшее значение мощности при выполнении условия резонанса $\omega = \omega_c$ имеет волна E_{01} . При наличии внутреннего проводника критическая частота Е волн превышает в несколько раз значение критической частоты как Н волн, так и Е волн в односвязной области [14]. Это накладывает особенности при передаче энергии волны E_{01} при переходе от неодносвязной к односвязной области резонансной системы отражательного триода. Представляет интерес взаимодействие пучка с волной ТЕМ, которая имеет близкую конфигурацию поля с E_{01} , а также с волной Н типа на модах $k_{\perp} \ll k_z$.

Из выражений (5) и (6) видно, что геометрические функции существенно зависят от геометрии пучка и системы. На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов геометрических функций $G=G_{\omega}f^2(s)$ (5, 6) и коэффициента полезного действия (9) для параметров: $Q=100$; $R=17,5$ см; $R_1=7$ см; $d=1,5$ см; $h=5$ см; $H=40$ см; $\chi=0,7$; $z_1=20$ см; $\lambda=10$ см. На рис. 2 показана зависимость геометрической функции G от центрального угла для волн H_{11} , ТЕМ и H_{21} . Из рис. 2 видно, что при $\theta_0 < \pi/2$ наибольшее значение функции G имеет волна H_{11} .

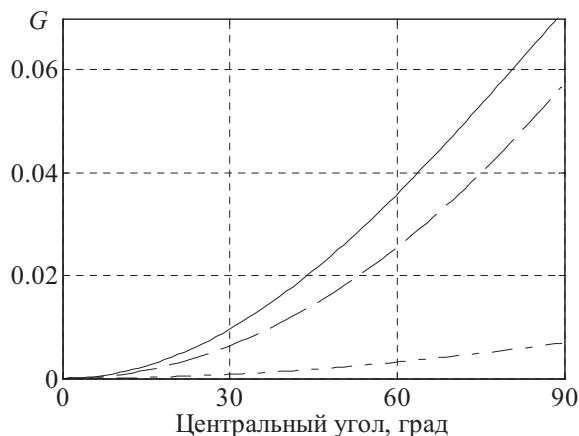


Рис. 2. Зависимость геометрической функции волн излучения волн H_{11} (—), ТЕМ (---) и H_{21} (- · -) от угла θ_0

Из рис. 2 видно, что при $\theta_0 < \pi/2$ наиболее эффективно взаимодействие колебаний ВК происходит с волной H_{11} , при увеличении размеров $l=r-\theta_0$ наиболее эффективным становится взаимодействие с волной ТЕМ (при $\theta_0 > 2\pi/3$). На рис. 3 приведены зависимость коэффициента полезного действия излучения волн H_{11} и ТЕМ от радиуса анода для $\theta_0 = \pi/6$ и $\theta_0 = \pi$ (при $U=450$ кВ). Уровень взаимодействия ВК с электромагнитным полем увеличивается при увеличении радиуса анода (рис. 3), но при этом, соответственно, увеличиваются размеры пучка и ВК. Однако как следует из соотношений (5, 6), увеличение эффективности взаимодействия ВК с полем резонансной структуры можно получить при одновременном уменьшении размеров резонатора радиуса R и его длины H . Заметим, что КПД на рис. 3 определяется зависимостью геометрической функции G от радиуса анода. Функция G не зависит от ускоряющего напряжения U , поэтому относительное расположение кривых на рис. 3 не зависит от U .

Результаты теоретического исследования находятся в хорошем согласии с результатами работы [14], в которой экспериментально показано, что при ширине катода $l=4$ см планарно-коаксиальный триод является одномодовым генератором электромагнитного излучения на волне H_{11} .

Эксперименты были проведены также с 4 катодами, расположенными на одинаковых расстояниях друг от друга по азимуту, СВЧ излучение из триода отсутствовало. В этом случае излучение волны H_{11} не возможно, так как колебания двух

виртуальных катодов находятся в противофазе с волной. Что касается возбуждения неустойчивости на ТЕМ волне, то в эксперименте расстояние между катодами сравнимо с шириной катода, что обуславливает значительную составляющую азимутальной скорости электронов за счет краевых эффектов [12]. Это является одной из основных причин низкой эффективности взаимодействия пучка с полем волны ТЕМ и отсутствия излучения в эксперименте. Разброс электронов по скоростям можно исключить при замыкании катодов по азимуту. В этом случае, как показано выше, при выполнении резонансного условия $\omega = \omega_v$ возможно эффективное взаимодействие пучка с волной ТЕМ. Волна ТЕМ в цилиндрической области планарно-коаксиального триода трансформируется в волну E_{01} .

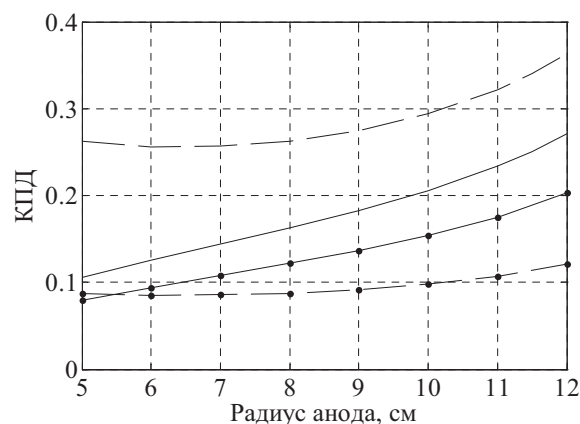


Рис. 3. Зависимость коэффициента полезного действия излучения волн H_{11} (—), ТЕМ (---) в коаксиальном отражательном триоде от радиуса анода для $\theta_0 = \pi/6$ (линии с точками) и $\theta_0 = \pi$

Теоретические значения мощности и эффективности излучения выше экспериментальных, так как они получены в приближении, что виртуальный катод – гармонический осциллятор, с зарядом, равным заряду N электронов. Численные расчеты, проведенные с помощью метода крупных частиц, показывают, что между колебаниями центральной части и краев виртуального катода может быть значительная разность фаз [8, 12], которая уменьшает эффективного взаимодействия колебаний ВК с полем волны. К уменьшению мощности излучения также приводят краевые эффекты пучка, обуславливающие появление азимутальной составляющей скорости колебаний электронов и ВК. В этом случае уменьшается глубина модуляции потока электронов по фазе и амплитуда колебаний ВК.

Заключение

Модель спонтанного излучения виртуального катода позволяет оценить уровень резонансного взаимодействия колебаний виртуального катода с собственными модами электродинамической структуры коаксиального и планарно-коаксиального триодов. Мощность и эффективность излучения в отражательном триоде с виртуальным катодом

дом определяются геометрической функцией G и ускоряющим напряжением.

Теоретически показано, что в широком диапазоне ускоряющих напряжений при выполнении резонансного условия $\omega = \omega_v$ в планарно-коаксиальном отражательном триоде с радиально-расходящимся пучком при $\theta_0 < \pi/2$ наиболее эффективное взаимодействие колебаний виртуального катода происходит с волной H_{11} . Это находится в хорошем согласии с экспериментом.

С увеличением азимутальных размеров пучка ($\theta_0 > 2\pi/3$) наиболее эффективным становится взаимодействие с бездисперсионной волной ТЕМ при выполнении для нее резонансного условия. Поэтому при возбуждении внутри вакуумной камеры электромагнитной волны низшего типа являются важными вопросы формирования виртуального катода и эффективного вывода электромагнитной энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Жерлицын А.Г. Плазменная электроника // Сб. научных трудов / под ред. В.И. Курилко. – Киев: Наукова думка, 1989. – 298 с.
2. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. Электронные приборы с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47. – № 6. – С. 645–672.
3. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. О спонтанном и вынужденном излучении в СВЧ генераторах с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. – № 4. – С. 41–46.
4. Григорьев В.П., Антошкин М.Ю., Коваль Т.В. Численное исследование излучения аксиально-симметричных электромагнитных волн в коаксиальных триодах с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. – 1995. – Т. 40. – № 4. – С. 628–634.
5. Григорьев В.П., Антошкин М.Ю., Коваль Т.В. Численное исследование возбуждения аксиально-несимметричных электромагнитных колебаний в коаксиальном триоде с виртуальным катодом // Журнал технической физики. – 1995. – Т. 65. – № 3. – С. 80–85.
6. Жерлицын А.Г., Коваль Т.В., Мельников Г.В., Марченко А.Л. Формирование электронного потока в виркаторе с положительным и отрицательным потенциалом // Известия вузов. Сер. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 11/2. – С. 96–100.
7. Коваль Т.В. Излучение потока осциллирующих электронов при возбуждении параметрических колебаний // Известия вузов. Сер. Физика. – 1997. – Т. 40. – № 10. – С. 103–106.
8. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Модуляция электронного потока со сверхпределным током в системах с пространством дрейфа // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309. – № 5. – С. 28–34.
9. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Теория генерации электромагнитных колебаний // Известия вузов. Сер. Физика. – 1998. – Т. 41. – № 4. – С. 169–182.
10. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Мельников Г.В. О возможности возбуждения ТЕМ-волны в триоде с виртуальным катодом // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 6. – С. 116–118.
11. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Мельников Г.В., Рахматуллин Р. Коаксиальный отражательный триод с радиально-расходящимся пучком // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 314. – № 4. – С. 123–127.
12. Melnikov G.V., Grigoriev V.P., Koval T.V., Marchenko A.L. Theoretical investigation of the flat-coaxial reflex triode with virtual cathode // 16th Intern. Symp. of High Current Electronics: Proc. – Tomsk, September 19–24, 2010. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2010. – P. 433–436.
13. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
14. Жерлицын А.Г., Канаев Г.Г., Коваль Т.В., Нгуен Т.М., Марченко А.Л. Исследование возбуждения электромагнитных колебаний в планарно-коаксиальном триоде с виртуальным катодом // Известия вузов. Сер. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 11/2. – С. 209–214.

Поступила 17.06.2011 г.