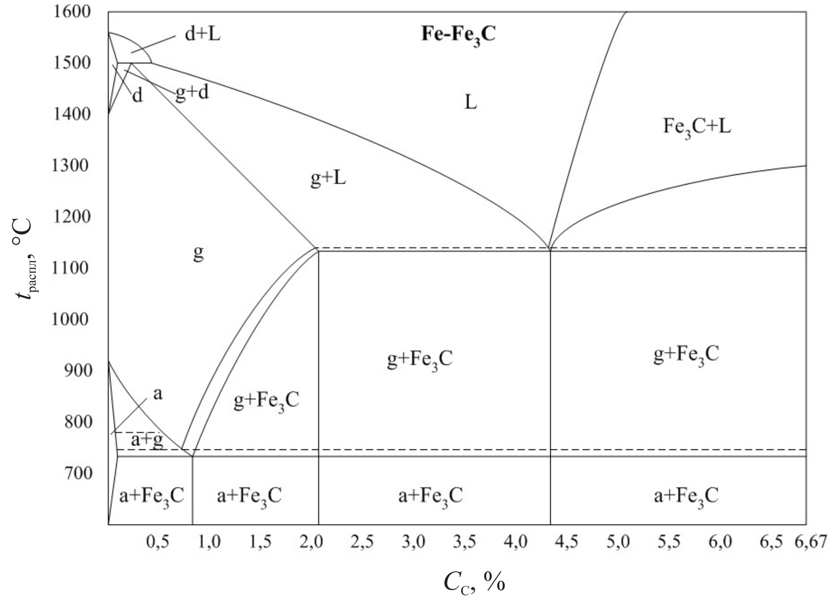


*УДК 533.537*

*С.В. АНИЩЕНКО, В.Г. БАРЫШЕВСКИЙ*

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

Transition radiation, formed by relativistic electron bunches crossing the border between two media, is investigated. The bunches are ectons – fractions of electrons injected from metal surface into the vacuum during explosive electron emission. The influence of the multi-particle scattering and energy ionization losses on the radiation is studied.

Прогресс в создании новых импульсных источников электромагнитных колебаний приводит к развитию многих отраслей науки и техники [1]. Во многих областях, таких как физика плазмы, ускорительная техника, радиолокация, решающее значение имеет максимальная выходная мощность.

Одним из источников мощного излучения длительностью в сотни наносекунд может служить вакуумный диод, состоящий из двух проводящих пластин (катода и анода), расположенных друг против друга и находящихся под разными электростатическими потенциалами. Под действием электрического поля электроны инжектируются с поверхности катода в межэлектродный промежуток и ускоряются в сторону анода. В релятивистских диодах энергия частиц может достигать нескольких мегаэлектрон-вольт.

К настоящему времени в литературе рассмотрен ряд механизмов генерации излучения в диоде. Один из них обусловлен развитием пирсовской неустойчивости в потоке электронов при токе пучка выше определенного порогового значения. Следствием неустойчивости является возникновение осциллирующего виртуального катода, образованного пространственным зарядом электронов [2]. Так как виртуальный катод представляет собой не что иное, как колеблющийся сгусток электронов, то в этой системе становится возможным тормозное излучение электромагнитных волн. Кроме того, согласно [3] при пересечении сетчатого анода (катода) электроны, двигаясь в режиме виртуального катода, образуют и переходное излучение. Еще один тип излучения в диоде возникает из-за осцилляций тока искры в направлении, перпендикулярном движению носителей заряда [4].

В настоящей работе показано, что вследствие взрывной электронной эмиссии [1], приводящей к образованию эктонов – компактных сгустков электронов, излучение пучка, сформированного в релятивистском диоде, состоит из суммы когерентных импульсов переходного излучения. Рассмотрено также влияние многократного рассеяния и ионизационных потерь энергии на интенсивность излучения в случае вывода электронного пучка из диода во внешнее пространство.

**Эктоны.** При подаче напряжения на электроды релятивистского диода с поверхности катода начинает испускаться автоэмиссионный ток, представляющий собой поток электронов, туннелирующих из металла в вакуум под действием электрического поля. Двигаясь внутри металла, электроны разогревают поверхность катода. Из-за поверхностных дефектов проводника микроскопическое электрическое поле вблизи катода неоднородно. В частности, у микроострий поле существенно увеличено по сравнению с его средним значением, что приводит к быстрому разогреву кончика острия и его взрыву при достижении удельной плотности энергии ~ $10^4$ Дж/г [1]. Если макрополе порядка 1 МВ/см, то задержка взрыва составляет менее 1 нс. Каждый микровзрыв сопровождается термоэлектронной эмиссией с поверхности катодного факела, расширяющейся со скоростью $v \sim 10^4$ м/с проводящей плазмы с нулевой работой выхода.

В ходе эмиссии испускается сгусток электронов (эктон). Количество частиц в эктоне, существующем в течение нескольких наносекунд (время функционирования эктона ограничено быстрым охлаждением взрывного центра за счет теплопроводности, выброса нагретых атомов и ионов металла [1]), зависит от формы микроострия и лежит в диапазоне $10^{11}\div10^{12}$. В сильноточных вакуумных диодах число одновременно функционирующих эктонов может доходить до нескольких тысяч [1]. Таким образом, образованный в результате взрывоэлектронной эмиссии пучок состоит из отдельных сгустков и имеет, как следствие, существенно неоднородное распределение плотности в продольном направлении.

**Излучение электронных сгустков.** Рассмотрим теперь, как влияет подобная неоднородность на спектрально-угловое распределение энергии $\dfrac{d^2W}{d\omega d\Omega}$ электромагнитного излучения (переходного, тормозного и т. д.), образуемого таким пучком. Согласно [5, 6]

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}=\frac{cR^2}{4\pi^2}<|\mathbf{H}(\omega,\mathbf{R})|^2>=\frac{cR^2}{4\pi^2}\Big(\sum_{i,\alpha}<\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})\mathbf{H}^*_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})>+$$
$$+\sum_{i\neq j,\alpha}<\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})\mathbf{H}^*_{j\alpha}(\omega,\mathbf{R})>+\sum_{i,j,\alpha\neq\beta}<\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})\mathbf{H}^*_{i\beta}(\omega,\mathbf{R})>\Big).$$

Здесь скобки $<...>$ означают усреднение по распределению координат $\mathbf{r}_{i\alpha}$, скоростей $\mathbf{v}_{i\alpha}$ и моментов появления $t_{i\alpha}$ частиц в пучке, $\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})$ соответствует Фурье-образу напряженности магнитного поля $i$-го электрона в сгустке $\alpha$.

Выраженный через функцию Грина $\hat{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}_0,t-t_0)$ [7] волнового уравнения для векторного потенциала $\mathbf{A}(t,\mathbf{R})$ Фурье-образ $\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})=\nabla_{\mathbf{R}}\times\mathbf{A}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})$ представим в виде

$$\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R}) = \nabla_{\mathbf{R}} \times \int q_e \hat{G}(\mathbf{R},\mathbf{r}_{i\alpha}(t),\omega)\mathbf{v}_{i\alpha}(t)e^{i\omega t}dt,$$

где $q_e$ – заряд электрона.

В выражении для $\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}$ очевиден смысл отдельных слагаемых, стоящих в скобках. Так, первое из них соответствует некогерентному излучению частиц, второе обусловлено когерентным излучением отдельных сгустков, третье связано с когерентным излучением всего электронного потока.

Усреднение $\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}$ по $\mathbf{r}_{i\alpha}$ и $\mathbf{v}_{i\alpha}$ осуществляется с помощью двухчастичной функции распределения $w(\mathbf{r}_{i\alpha},\mathbf{v}_{i\alpha},t_1;\mathbf{r}_{j\beta},\mathbf{v}_{j\beta},t_2)$ [5]. Она означает плотность совместной вероятности обнаружения у частицы $i\alpha$ координаты $\mathbf{r}_{i\alpha}$ и скорости $\mathbf{v}_{i\alpha}$ в момент времени $t_1$ и у частицы $j\beta$ координаты $\mathbf{r}_{j\beta}$ и скорости $\mathbf{v}_{j\beta}$ в момент времени $t_2$. Если корреляциями в положениях и скоростях разных частиц можно пренебречь, то

$$w = w_1(\mathbf{r}_{i\alpha},\mathbf{v}_{i\alpha},t_1 - t_{i\alpha})w_1(\mathbf{r}_{j\beta},\mathbf{v}_{j\beta},t_2 - t_{j\beta}),$$

где $w_1(\mathbf{r}_{i\alpha},\mathbf{v}_{i\alpha},t - t_{i\alpha})$ – плотность вероятности обнаружения у частицы, появившейся в электронном потоке в момент времени $t_{i\alpha}$, координаты $\mathbf{r}_{i\alpha}$ и скорости $\mathbf{v}_{i\alpha}$. Очевидно, что функция $w_1(\mathbf{r}_{i\alpha},\mathbf{v}_{i\alpha},t - t_{i\alpha})$ должна удовлетворять условию $w_1(\mathbf{r}_{i\alpha},\mathbf{v}_{i\alpha},\ t - t_{i\alpha}) = 0$ при $t - t_{i\alpha} < 0$.

Выражение для поля излучения $\mathbf{H}_{i\alpha}(\omega,\mathbf{R})$ на больших расстояниях от системы содержит множитель $\exp(-i\mathbf{k}_\perp\mathbf{R}_{i\alpha\perp})$ [5] ($\mathbf{k}_\perp$ – компонента волнового вектора фотона, перпендикулярная направлению движения пучка, $\mathbf{R}_{i\alpha\perp}$ – поперечная координата электрона). Учет разброса по поперечным координатам $\mathbf{R}_{i\alpha\perp}$ приводит к появлению в выражении для спектрально-углового распределения форм-фактора $\Phi = <\sum_{i\alpha,j\beta} \exp(i\mathbf{k}_\perp\mathbf{R}_{i\alpha\perp} - i\mathbf{k}_\perp\mathbf{R}_{j\beta\perp})>$. Однако в рассматриваемом нами случае характерные длины волн излучения много больше поперечного размера пучка, который в сильноточных диодах равен нескольким сантиметрам [1]. Поэтому форм-фактор Φ в конечном выражении для спектрально-углового распределения можно опустить.

Введем функцию распределения частиц в эктоне $f(t_{i\alpha})$ и нормированный на единицу ток пучка $g(t)$, усредненный по микроскопическим флуктуациям. С помощью $f$ и $g$ после ряда математических преобразований найдем когерентную составляющую спектрально-углового распределения:

$$\frac{d^2W_{\text{coh}}}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{4\pi^2}|<\mathbf{H}_e(\omega,\mathbf{R})>|^2\ R^2(N_f^2N_g\,|\,f(\omega)|^2 + N_f^2N_g^2\,|\,f(\omega)|^2|\,g(\omega)\,|^2), \tag{1}$$

где $<H_e(\omega,\mathbf{R})> = \nabla_{\mathbf{R}} \times \int q_e\hat{G}(\mathbf{R},\mathbf{r}_{i\alpha},\omega)w_1(\mathbf{r}_{i\alpha},\mathbf{v}_{i\alpha},t)\mathbf{v}_{i\alpha}e^{i\omega t}d^3\mathbf{v}_{i\alpha}d^3\mathbf{r}_{i\alpha}dt$ – усредненный Фурье-образ напряженности магнитного поля частицы, появившейся в момент времени $t_{i\alpha} = 0,$ $N_f \gg 1$ – количество электронов в эктоне, а $N_g \gg 1$ – число эктонов.

**Переходное излучение.** Из формулы (1) следует, что для расчета переходного излучения эктонов нужно знать распределение моментов появления электронов в пучке и величину $<H_e(\omega,\mathbf{R})>$.

Для определения среднего $<H_e(\omega,\mathbf{R})>$ рассмотрим процесс возникновения переходного излучения от одной частицы.

Пусть начальная скорость электрона, пересекающего поверхность анода под прямым углом в момент времени $t_{i\alpha} = 0,$ равна $v_0 = \beta c.$

Согласно [6] напряженность магнитного поля, создаваемого движущимся электроном в отсутствие металлических экранов, определяется следующим равенством:

$$\mathbf{H}_a(\omega) = q_e\frac{e^{ikR}}{cR}\int e^{i(\omega t - \mathbf{kr})}\mathbf{n}\times\mathbf{v}dt,$$

где $\omega$ и $\mathbf{k} = \frac{\omega\mathbf{n}}{c}$ – циклическая частота и волновой вектор квантов, излученных в направлении $\mathbf{n}$, $q_e$ – заряд электрона, $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t)$ и $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ – скорость и радиус-вектор электрона.

Наличие металлического анода можно учесть с помощью поля заряда-изображения [9]. Введем систему координат, в которой начало отсчета помещено в точку пересечения частицей границы металл-воздух. Ось $OZ$ направим вдоль первоначальной скорости заряда $\mathbf{v}_0$. В этой системе координат поле заряда-изображения $\mathbf{H}_b(\omega)$ отличается от $\mathbf{H}_a(\omega)$ лишь направлением $z$-компоненты векторов $\mathbf{v}$, $\mathbf{r}$ и знаком $q_e$.

Разложим векторы $\mathbf{v}$, $\mathbf{r}$ на две составляющие, одна из которых параллельна $(\|)$, а другая перпендикулярна $(\perp)$ оси $OZ$:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\|} + \mathbf{v}_{\perp},$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\|} + \rho = \int_0^t \mathbf{v}_{\|}(\tau)d\tau + \int_0^t \mathbf{v}_{\perp}(\tau)d\tau.$$

При этом будем считать, что угол многократного рассеяния на атомах воздуха мал и $v_{\perp} \ll v_{\|}$.

В результате суммарное поле электрона и его изображения запишется следующим образом:

$$\mathbf{H}_e(\omega) = q_e \frac{e^{ikR}}{cR} \int_0^{+\infty} (e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}_{\|})}\mathbf{n} \times (\mathbf{v}_{\|} + \mathbf{v}_{\perp}) + e^{i(\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r}_{\|})}\mathbf{n} \times (\mathbf{v}_{\|} - \mathbf{v}_{\perp}))e^{-i\mathbf{k}\rho(t)}dt.$$

Пренебрегая в предэкспоненциальных множителях $\mathbf{v}_{\perp}$, малым по сравнению с $\mathbf{v}_{\|}$, найдем

$$\frac{c|<\mathbf{H}_e(\omega)>|^2 R^2}{4\pi^2} =$$

$$= \frac{q_e^2\omega^2 \sin^2\theta}{\pi^2 c^3} = \int_0^{+\infty}\int_0^{+\infty} v_{\|}(t_1)v_{\|}(t_2)\cos(\mathbf{k}\mathbf{r}_{\|}(t_2))\cos(\mathbf{k}\mathbf{r}_{\|}(t_1))e^{i\omega(t_2-t_1)} < e^{-i\omega\sin\theta(\rho_x(t_2)-\rho_x(t_1))/c} > dt_2 dt_1.$$

Здесь $\theta$ – угол между векторами $\mathbf{n}$ и $\mathbf{v}_{\|}$, а ось $OX$ лежит в плоскости, образованной векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{v}_0$.

Многократное рассеяние, приводящее к случайному изменению скорости частицы, обусловливает появление в формуле для $\frac{c|<\mathbf{H}_e(\omega)>|^2 R^2}{4\pi^2}$ случайных величин $\rho_x(t_2)$ и $\rho_x(t_1)$, по которым следует произвести усреднение. Его можно осуществить при помощи плотности вероятности $h(v_x, \rho_x, t)$, удовлетворяющей в отсутствие начального разброса по поперечным скоростям и координатам условию

$$h(v_x, \rho_x, 0) = \delta(v_x)\delta(\rho_x)$$

и являющейся решением кинетического уравнения следующего вида:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + v_x \frac{\partial h}{\partial \rho_x} - A^2(t)\frac{\partial^2 h}{\partial v_x^2} = 0,$$
$$A^2(t) = \frac{1}{2}\pi N v_{\|}^3 \int \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}\vartheta^2 d\vartheta, \tag{2}$$

где $N$ – концентрация атомов среды, $\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния, $\vartheta$ – полярный угол рассеяния.

Отметим, что при постоянстве параметра $A^2(t)$, пропорционального скорости изменения угла многократного рассеяния, уравнение (2) переходит в уравнение, описывающее многократное рассеяние в отсутствие ионизационных потерь энергии [8].

Соответствующее рассмотрение показывает, что решение (2) имеет вид

$$h(v_x, \rho_x, t) = \frac{1}{2\pi v_d(t)\rho_d(t)} \exp\left(-\frac{(v_x - \rho_x / \tau_d(t))^2}{2v_d^2(t)} - \frac{\rho_x^2}{2\rho_d^2(t)}\right),$$

где

$$\rho_d(t) = \frac{B}{v_d(t)} \exp(\int \frac{A^2(t)}{v_d^2(t)} dt),$$

$$\tau_d(t) = (\frac{A^2}{v_d^2} - \frac{\dot{v}_d}{v_d})^{-1}, \quad (3)$$

$$v_d^8 - B^2 e^{2\int \frac{A^2(t)}{v_d^2(t)} dt} (A^4 + 2Av_d^2 \dot{A} - 4A^2 v_d \dot{v}_d + v_d^2 (2\dot{v}_d^2 - v_d \ddot{v}_d)) = 0.$$

Постоянную $B$ следует выбрать так, чтобы функция $h(v_x, \rho_x, t)$ совпала с решением кинетического уравнения в отсутствие ионизационных потерь (это решение см., например, в [8]):

$$B = A^2(0)/\sqrt{3},$$

$$v_d(t) = A(0)\sqrt{t/2},$$

$$\rho_d(t) = \sqrt{\frac{2}{3}} A(0) t^{3/2}.$$

Потерю энергии электроном на ионизацию можно приближенно учесть, положив

$$A(t) = A(0)(1 + b_1 t + O(t^2)) \approx A(0)\sqrt{1 + 2b_1 t},$$

$$v_d(t) = A(0)\sqrt{t/2}(1 + b_2 t + O(t^2)) \approx A(0)\sqrt{t(1 + 2b_2 t)/2}.$$

В результате имеем

$$b_2 = 3b_1/2,$$

$$\rho_d(t) = \sqrt{\frac{2}{3}} A(0) t^{3/2} (1 + 3b_1 t/2)^{1/6}. \quad (4)$$

Усреднив далее экспоненту $e^{-i\omega \sin(\theta)\rho_x(t)/c}$ с помощью $h(v_x, \rho_x, t),$ имеем

$$\int h(v_x, \rho_x, t) e^{-i\omega \sin\theta \rho_x/c} d\rho_x dv_x = \exp(-\frac{\omega^2 \rho_d^2(t) \sin^2\theta}{2c^2}).$$

Как следствие, окончательно найдем

$$\frac{c\,|<\mathbf{H}_e(\omega)>|^2\, R^2}{4\pi^2} =$$

$$= \frac{q_e^2 \omega^2 \sin^2\theta}{\pi^2 c^3} \int_0^{+\infty}\int_0^{+\infty} v_{\|}(t_1) v_{\|}(t_2) \cos(\mathbf{k}\mathbf{r}_{\|}(t_2)) \cos(\mathbf{k}\mathbf{r}_{\|}(t_1)) e^{i\omega(t_1 - t_2)} e^{-\frac{\omega^2(\rho_d^2(t_1) + \rho_d^2(t_2))\sin^2 a}{2c^2}} dt_1 dt_2. \quad (5)$$

Таким образом, переходное излучение электронных сгустков, пересекающих границу металл-воздух, определяется формулами (1) и (5). Как видно из (5), многократное рассеяние приводит к подавлению переходного излучения в области высоких частот. Степень подавления полностью определяется среднеквадратичным отклонением $\rho_d(t)$. Функция $\rho_d(t)$ однозначно задается соотношениями (3) и при малых $t$ имеет вид (4).

**Оценки.** Для определения численных значений коэффициентов в (4) необходимо знать явный вид функции $A^2(t),$ что сводится к расчету дифференциального сечения упругого рассеяния электрона на атоме $\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}$ (3).

Дифференциальное сечение может быть вычислено в первом борновском приближении [10, 11]:

$$\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{4Z^{2/3}a^2}{1{,}8^4} \frac{1}{(\frac{4a^2k^2}{1{,}8^2 Z^{2/3}} \sin^2(\vartheta/2) + 1)^2} \frac{1 - \beta^2 \sin^2(\vartheta/2)}{1 - \beta^2},$$

где $Z$ – заряд ядра атома среды, $a = 0{,}523 \cdot 10^{-10}$ м – борновский радиус, величина $\frac{a}{1{,}8Z^{1/3}}$ – соответствует радиусу экранирования, рассчитанному по модели Томаса – Ферми [11], $k$ – модуль волнового вектора электрона.

Для воздуха, состоящего по массе примерно из 75 % азота и 25 % кислорода, имеющих соответственно концентрации $3\cdot10^{25}$ м $^{-3}$ и $9\cdot10^{24}$ м $^{-3}$, $A^2(0)$ дается суммой выражений вида $\frac{1}{2}\pi N v_0^3 \int \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}\vartheta^2 d\vartheta,$ в которых вместо $N$ – концентрации азота и кислорода. В случае электронов с энергией 1 МэВ величина $A^2(0)/c^2 \approx 5\cdot10^8$ с$^{-1}$.

Помимо упругого рассеяния на атомах среды, приводящего к изменению направления скорости, электроны участвуют и в неупругом процессе ионизации, в результате которого заряженные частицы теряют свою энергию. Формула для ионизационных потерь кинетической энергии $E$ заряженной частицей приведена в [9, 12]

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{\beta c}\frac{d}{dt}\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2\right) \approx -\frac{4\pi}{\beta^2} mc^2 n r_e^2 \left(\ln\left(\frac{2mc^2\beta^2}{U(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right). \tag{6}$$

Здесь $n$ – плотность электронов в среде, $U \sim 13{,}5Z$ эВ – характерное значение потенциала ионизации, $r_e = \frac{e^2}{mc^2} = 2{,}8\cdot10^{-15}$ м – классический радиус электрона.

Для проведения оценок нам вполне достаточно использовать простейший закон убывания скорости при торможении [13]

$$\dot\beta = -\lambda\beta,$$

где $\lambda \approx \mathrm{const}$.

Можно убедиться (см. (6)), что величина $\lambda = -\dot\beta/\beta$ связана с ионизационными потерями энергии тождеством

$$\lambda = \frac{(1-\beta^2)^{3/2}}{\beta mc}\frac{dE}{dz}. \tag{7}$$

Взяв значение $\lambda,$ отнесенное к моменту пересечения электроном границы двух сред, получим

$$\mathbf{kr}_0 \approx \beta\omega\cos\theta(1-e^{-\lambda t})/\lambda.$$

Для частиц с энергией 1 МэВ $\lambda \approx 3\cdot10^7$ с$^{-1}$. При этом константа $b_1$ в (4) равна $\approx 3\cdot10^7$с$^{-1}$. (Совпадение значений $b_1$ и $\lambda$ носит случайный характер.)

В формуле (5) верхние пределы интегрирования бесконечны, что соответствует неограниченному по времени движению зарядов. Однако в реальном эксперименте движение электронов ограничено поглотителем, расположенным на некотором расстоянии $l$ от анодной сетки диода. Поэтому верхний предел интегрирования в формуле (5) следует положить равным $t_{\text{макс}} \approx l/\beta c$ (в дальнейшем примем $l = 0{,}5$ м).

Для расчета средней мощности переходного излучения $P$ положим

$$|f(\omega)|^2 = \frac{1}{1+\omega^2 t_e^2}$$

и

$$|g(\omega)|^2 = \frac{4e^{-\omega^2 t_f^2}\sin^2(\omega t_c)}{\omega^2 t_c^2},$$

что соответствует $f(t) = e^{-t/t_e}/t_e$ и $g(t) = \frac{1}{2t_c}\left(\mathrm{Erf}\left(\frac{t+t_c/2}{\sqrt{2}t_f}\right) - \mathrm{Erf}\left(\frac{t-t_c/2}{\sqrt{2}t_f}\right)\right),$ где $t_e \approx 1$ нс – время функционирования эктона, $t_c = 80$ нс – ширина на полувысоте импульса тока, $\sqrt{2\pi}t_f = 30$ нс – время нарастания импульса, $\mathrm{Erf}(x)$ – функция ошибок. Пусть на катоде за одну наносекунду появляется 60 взрывоэмиссионных центров. Подставив в формулу (1) $N_e = 10^{11}$, $N_g = 60\cdot80 \approx 5\cdot10^3$, $\beta = 0{,}86$ – параметры, соответствующие току в 1 кА и ускоряющему напряжению в 0,5 МВ, получим

$P = W / t_c \approx 75$ кВт в диапазоне от 100 до 200 МГц, что на 25 % меньше значения, вычисленного без учета влияния среды. При этом основной вклад в подавление излучения вносит многократное рассеяние, а не ионизационные потери.

Помимо высокочастотной составляющей в спектре излучения присутствует и низкочастотная. Ее появление обусловлено когерентным излучением всего пучка. Среднюю мощность низкочастотного излучения $P_l$ можно оценить, разделив излученную в диапазоне от 1 до 10 МГц энергию $W_l$ на $t_c$. С помощью (1) находим $W_l \approx 4$ мДж и $P_l \sim 50$ кВт. Отметим, что в мегагерцовой области частот интенсивность некогерентного переходного излучения отличается от когерентной составляющей в число раз, совпадающее по порядку величины с количеством заряженных частиц в эктоне $N_f \sim 10^{11}$. (Мощность некогерентного переходного излучения равна долям микроватта.)

Таким образом, в данной работе найдено выражение, описывающее переходное излучение электронных сгустков с учетом многократного рассеяния и ионизационных потерь энергии. Показано, что многократное рассеяние и ионизационные потери приводят к обрезанию спектра переходного излучения в области высоких частот.

С помощью полученного выражения рассчитана мощность переходного излучения, генерируемого эктонами при пересечении ими анодной сетки релятивистского вакуумного диода. При этом оказалось, что средняя мощность излучения, состоящего из отдельных когерентных импульсов, в диапазоне от 100 до 200 МГц составляет 75 кВт для 1 кА пучка электронов, ускоренных в потенциале 0,5 МВ. Кроме того, произведена оценка мощности когерентного излучения всего пучка длительностью 80 нс в частотном диапазоне 1÷10 МГц. По порядку величины мощность оказалась равной 50 кВт.

1. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. М., 2004. С. 75.
2. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по высокочастотной электронике для физиков: в 2 т. М., 2004. Т. 2. С. 279.
3. Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A. // Submitted to Elsevier, LANL e-print arXiv: physics.acc-ph/0903.0300v1 (2009).
4. Фишер И. З., Барышевский В. Г. // Докл. АН БССР. 1962. Т. 6. С. 360.
5. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Мн., 1982. С. 104.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 2005. С. 238.
7. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики: в 2 т.: Пер. с англ. М., 1960. Т. 2. С. 702.
8. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969. С. 159.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 2005. С. 570.
10. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., 1981.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., 2005. С. 321.
12. Черняев А. П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. М., 2004.
13. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М., 1965. С. 341.

Поступила в редакцию 14.02.11.

***Сергей Владимирович Анищенко*** – младший научный сотрудник лаборатории ядерной оптики и космомикрофизики НИИ ядерных проблем БГУ.

***Владимир Григорьевич Барышевский*** – доктор физико-математических наук, профессор, директор НИИ ядерных проблем БГУ.