

ГЕНЕРАТОР ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЧ-ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ СВЕРХСВЕТОВОГО ИСТОЧНИКА

Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров

Российский федеральный ядерный центр, Всероссийский институт технической физики
456770, Снежинск, Челябинская обл., Россия

Поступила в редакцию 30 июня 1998 г.

Мощность современных источников СВЧ-излучения падает с уменьшением длины волны испускаемого излучения. Для решения указанной проблемы предлагается новая концепция генератора электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, в основу которой положен сверхсветовой источник, образующийся при эмиссии электронов с пограничной поверхности между вакуумом и средой, когда фронт эмиссии распространяется вдоль поверхности со скоростью больше скорости света. Показано, что такие генераторы обладают рядом совершенно уникальных свойств. Испускаемое ими излучение имеет очень малую длительность импульса, вплоть до пикосекундного масштаба. Направленность излучения и формирование пучка обеспечиваются формой излучающей поверхности. Их мощность на порядок превосходит мощность существующих источников и, в отличие от них, растет с уменьшением характерной длины волны излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Монотонное падение мощности с уменьшением длины волны (длительности импульса) — неотъемлемое свойство существующих СВЧ-технологий [1–4]. Разумеется, уровень мощности СВЧ-приборов непрерывно растет, но одновременно растет и уровень сложности тех задач, которые необходимо решить, чтобы добиться желаемого результата. В то же время характер зависимости мощности от длины волны остается неизменным.

Для решения указанной выше проблемы предлагается новая концепция генерации электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, в основу которой положен один из возможных вариантов сверхсветового источника, а именно, сверхсветовой источник, образующийся при эмиссии электронов с пограничной поверхности между вакуумом и средой, когда фронт эмиссии распространяется вдоль поверхности со скоростью больше скорости света c [5, 6]. В этом случае удачно сочетаются вакуумные условия распространения электромагнитного излучения с высокими плотностями токов, эмитируемых с твердотельных поверхностей, отсутствует проблема вывода излучения.

Любой сверхсветовой источник излучает когерентно и направленно [5–8]. Но сверхсветовой источник, возникающий при эмиссии, может иметь, кроме всего прочего, еще и очень малую длительность импульса T_0 , поскольку в этом случае длительность импульса излучения определяется плотностью эмитированных электронов n_e и уменьшается при ее увеличении [7, 9, 10]:

$$T_0 \sim \frac{2\pi}{\omega_{Le}} \sim \frac{10^{-4}}{\sqrt{n_e}}, \quad \omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}. \quad (1)$$

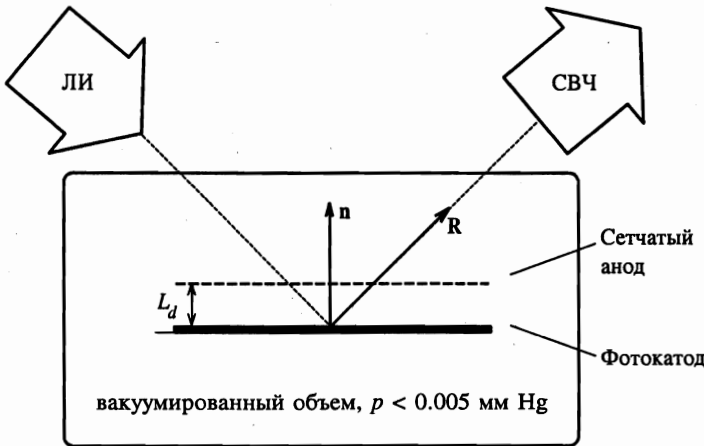


Рис. 1. Элементарный источник СВЧ-излучения

Здесь m_e — масса электрона, ω_{Le} — ленгмюровская частота.

Плотность электронов растет вместе с ростом интенсивности ионизирующего излучения и может быть порядка 10^{12} см $^{-3}$ и более. В результате длительность импульса СВЧ-излучения может быть порядка 10^{-10} с и менее.

Амплитуда излучаемого электромагнитного поля пропорциональна первой или второй производной по времени от поверхностной плотности дипольного момента. А поверхностная плотность дипольного момента зависит, как известно, лишь от энергии выбиваемых электронов $P_0 \propto \epsilon$. Поэтому неудивительно, что интенсивность и полная энергия испускаемого электромагнитного излучения растут с ростом энергии эмитированных электронов. Оценки показывают, что для того чтобы получить представляющие практический интерес энергии и интенсивности электромагнитного излучения, необходимо, чтобы эмитируемые электроны имели энергию порядка десятков килоэлектронвольт и более. Если ориентироваться на доступные источники излучения, способного вызывать электронную эмиссию, такие, например, как оптические лазеры, то решить эту задачу можно путем разъединения процессов образования электронов и формирования излучающего дипольного слоя. Лазерный свет используется только для выбивания электронов с минимально возможной энергией, а свою окончательную энергию порядка сотен — тысяч килоэлектронвольт образующие излучающий слой электроны получают в результате ускорения во внешнем электрическом поле.

Из сказанного следует, что типичный элемент устройства, испускающего электромагнитное излучение СВЧ-диапазона, схематично имеет вид, изображенный на рис. 1.

Использование сверхсветового источника электромагнитного излучения позволяет на порядки повысить мощность источников излучения, сократить до пикосекундных масштабов длительность импульса. Мощность сверхсветового источника растет с уменьшением характерной длины волны излучения и может быть увеличена простым увеличением его размеров [11–13]. Крупномасштабный, с большой излучаемой энергией источник может строиться из небольших «элементарных» источников, подобно тому, как дом строится из кирпичей.

Целью данной работы было изучение свойств «элементарного» источника, разра-

ботка основ теории и создание необходимого программного обеспечения, на базе которых выполнено расчетно-теоретическое обоснование новой концепции и ее конкретных применений.

2. ПРОСТЕЙШИЕ СВЕРХСВЕТОВЫЕ ИСТОЧНИКИ

Сверхсветовыми источниками, вообще говоря, называются источники, движущиеся со скоростью больше фазовой скорости света

$$v > v_{ph} = c/n,$$

где n — показатель преломления среды. То, что такие источники существуют в средах с $n > 1$, общеизвестно. Гораздо менее известно то, что такие источники существуют и в вакууме [8].

Ниже будут рассмотрены два простейших сверхсветовых источника, для которых существуют аналитические решения. Такие решения помогут понять специфику задачи и увидеть, к чему приводят те или иные приближения.

Во всех случаях предполагается, что $T\omega_{Le} > 1$ (T — длительность импульса ионизирующего излучения).

2.1. Сверхсветовой источник в свободном пространстве

Простейший сверхсветовой источник представляет собой импульс тока, распространяющийся со сверхсветовой скоростью вдоль некоторой проводящей поверхности. Подобный импульс тока возникает, в частности, тогда, когда плоский поток ионизирующего излучения облучает плоскую металлическую поверхность (см. рис. 2) [6, 7, 9]. Пространственное распределение тока эмитированных электронов создает вблизи поверхности антенну, сфазированно возбуждаемую таким образом, что излучаемая элек-

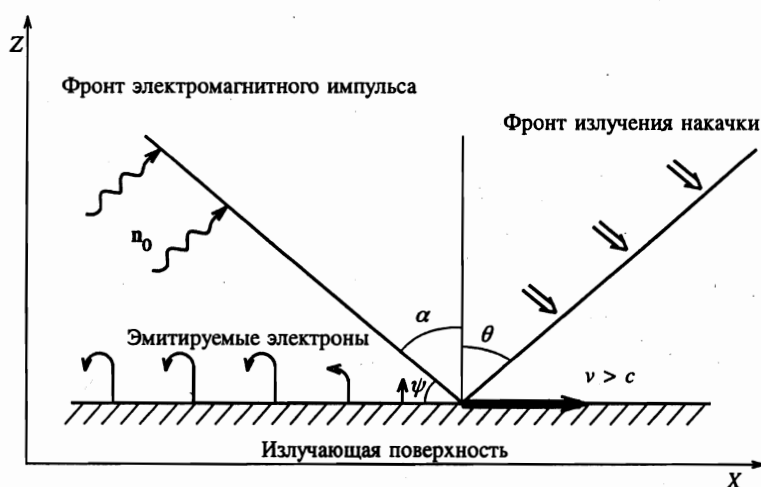


Рис. 2. Принципиальная схема генерации электромагнитного импульса сверхсветовым импульсом тока

ромагнитная волна распространяется в направлении, зеркальном направлению распространения ионизирующего излучения.

Пусть по бесконечной плоской поверхности, расположенной в плоскости xy , распространяется сверхсветовой импульс тока

$$j_z = j_z \left(z, t - \frac{x}{v} \right), \quad v > c,$$

образованный эмитированными поверхностью электронами. Уравнения Максвелла для отличных от нуля компонент электромагнитного поля имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= -\frac{4\pi}{c} j_z - \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ \frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$E_x = E_z = H_y|_{t-x/v=0} = 0, \quad E_x|_{z=0} = 0, \quad (3)$$

при $z \rightarrow \infty$ имеем уходящую волну.

Так как ток j_z , являющийся единственной причиной возникновения поля, и граничные условия зависят от x и t только в комбинации $t - x/v$, то и все другие величины должны зависеть от x и t аналогично. Это позволяет снизить размерность системы уравнений (2), перейдя от переменных t, x, z к переменным $\tau = t - x/v, z$. В этих переменных для E_x получается следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2} \right) \frac{\partial^2 E_x}{\partial \tau^2} = \frac{4\pi}{v} \frac{\partial j_z}{\partial z}. \quad (4)$$

Решение задачи (3), (4) (в чем нетрудно убедиться подстановкой) можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_x(\tau, z) &= \frac{2\pi}{v} \left\{ \int_0^z dz_1 j_z \left(\tau - \frac{z-z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z_1 \right) + \int_0^\infty dz_1 j_z \left(\tau - \frac{z+z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z_1 \right) - \right. \\ &\quad \left. - \int_z^\infty dz_1 j_z \left(\tau + \frac{z-z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z_1 \right) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если ток локализован внутри некоторого интервала Δz , то при $z > \Delta z$

$$E_x(\tau, z) = \frac{2\pi}{v} \left\{ \int_0^\infty dz_1 j_z \left(\tau - \frac{z-z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z_1 \right) + \int_0^\infty dz_1 j_z \left(\tau - \frac{z+z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z_1 \right) \right\}. \quad (6)$$

Если к тому же

$$\frac{\Delta z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} < T_p, \quad (7)$$

где T_p — характерное время изменения тока, то

$$E_x(\tau, z) \simeq \frac{4\pi}{v} \int_0^{\infty} dz_1 j_z \left(\tau - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z_1 \right). \quad (8)$$

Очевидно, что $\Delta z \sim \bar{v}T_p$, где \bar{v} — средняя скорость эмитированных электронов, и поскольку $v < c$, неравенство (7) выполняется всегда.

Интеграл

$$-e \int_0^{\infty} dz_1 z_1 n_e(t, z_1)$$

есть ни что иное, как поверхностная плотность дипольного момента. Тогда

$$\dot{P} \equiv \frac{dP}{dt} = -e \int_0^{\infty} dz_1 z_1 \frac{\partial n_e}{\partial t} = - \int_0^{\infty} dz_1 z_1 \frac{\partial j_z}{\partial z_1} = \int_0^{\infty} dz_1 j_z(t, z_1). \quad (9)$$

Отсюда, возвращаясь к (8), получим

$$E_x(\tau, z) \simeq \frac{4\pi}{v} \dot{P} \left(\tau - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) = \dot{P} \left(t - \frac{x}{v} - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right). \quad (10)$$

Соответственно,

$$H_y = \frac{4\pi}{\sqrt{v^2 - c^2}} \dot{P} \left(t - \frac{x}{v} - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right). \quad (11)$$

Таким образом, излучаемая электромагнитная волна распространяется в направлении, зеркальном к направлению падающего излучения (рис. 2):

$$\cos \alpha = \frac{c}{v}, \quad \alpha = \frac{\pi}{2} - \psi, \quad \alpha = \theta. \quad (12)$$

Из полученного решения следует, что поле излучения на достаточно больших расстояниях ($z > \Delta z$) определяется только поверхностной плотностью дипольного момента, точнее, ее первой производной по времени. Для нахождения этой величины необходимо решить задачу о формировании пограничного электронного слоя, возникающего в ходе эмиссии электронов поверхностью. Оказывается, что для достаточно широкой области углов θ при решении этой задачи можно не принимать во внимание излучаемое поле E_w .

Совершенно ясно, что пренебречь полем излучаемой волны E_w можно тогда, когда оно меньше поля пространственного заряда E_{sch} :

$$E_w < E_{sch}.$$

По порядку величины

$$E_w \sim \frac{\varepsilon}{\lambda \operatorname{tg} \theta}, \quad E_{sch} \sim \frac{\varepsilon}{\lambda_D}.$$

Здесь $\varepsilon = m_e \bar{v}^2 / 2$ — средняя энергия эмитируемых электронов, $\lambda = cT_p$, $\lambda = \bar{v}T_p$. По своему физическому смыслу $2\pi\lambda$ — характерная длина волны излучения, λ_D — электронный дебаевский радиус. Следовательно, если

$$\cos \theta < \frac{1}{\sqrt{1 + \bar{v}^2/c^2}},$$

то при расчете поверхностной плотности дипольного момента полем излучения можно пренебречь.

Но это далеко не единственное упрощение. В подавляющем большинстве случаев, которые могли бы представлять практический интерес, при расчете формирования электронного дипольного слоя можно ограничиться решением одномерной задачи в переменных z, τ .

Таким образом, на основе анализа полученного аналитического решения можно сделать следующие выводы.

1. Расчет излучательных характеристик сверхсветового источника требует знания лишь распределения по поверхности источника первой производной по времени от поверхностной плотности дипольного момента и может быть осуществлен с помощью электродинамического кода с заданными источниками.

2. Динамика формирования пограничного электронного слоя может исследоваться в рамках одномерного подхода.

3. При достаточно больших θ можно пренебречь полем излучения и из трех уравнений Максвелла решать только одно для поляризованного поля E_x .

Как уже было отмечено выше, все эмитированные электроны излучают когерентно. Следовательно, на достаточно больших расстояниях R (в волновой зоне) в направлении распространения электромагнитного импульса облучаемая поверхность будет излучать как точечный диполь с дипольным моментом, равным сумме дипольных моментов, создаваемых отдельными электронами. Отсюда сразу же следует, что

$$E_w \sim H_w \sim \frac{\dot{P}S}{c^2 R} \sim \frac{PS}{c^2 T_p^2 R}. \quad (13)$$

Здесь $\dot{P} \sim P/T_p^2$ — вторая производная по времени от поверхностной плотности дипольного момента, $P = \varepsilon/2\pi e$, S — площадь поверхности, e — заряд электрона.

Используя (13), нетрудно получить оценку излучаемой мощности Q и энергии U :

$$Q \sim 2 \cdot 10^{12} (\gamma - 1)^2 \frac{S}{\lambda^2} \text{ Вт}, \quad (14)$$

$$U \sim 70 (\gamma - 1)^2 \frac{S}{\lambda} \text{ Дж}, \quad (15)$$

где $2\pi\lambda = cT_0$, $\gamma = 1 + \varepsilon/m_e c^2$, m_e — масса электрона, $[S] = \text{м}^2$, $[\lambda] = \text{см}$. Для $S = 10^{-1} \text{ м}^2$, $\lambda = 0.1 \text{ см}$, $\gamma - 1 = 0.7$ из формул (14), (15) следует $Q \sim 10^{13} \text{ Вт}$, $U \sim 350 \text{ Дж}$.

2.2. Сверхсветовой источник в волноводе

Другой интересный и простой пример сверхсветового источника можно наблюдать при распространении со сверхсветовой скоростью электронного импульса тока вдоль одной из поверхностей плоского волновода [13] (см. рис. 3).

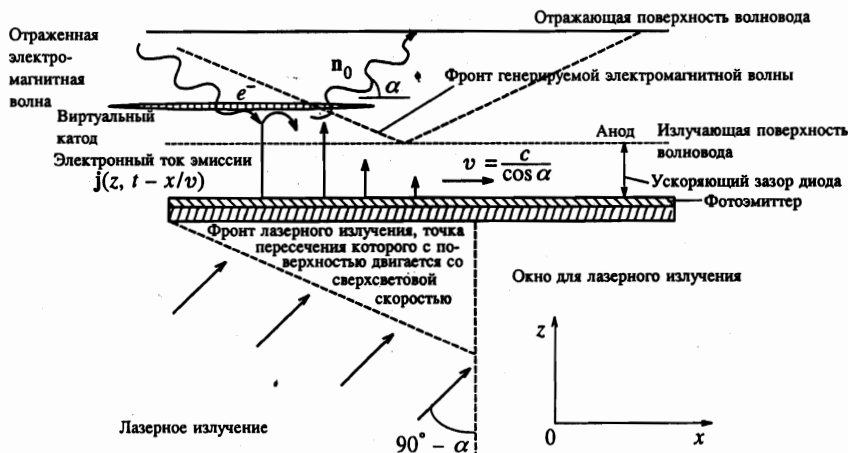


Рис. 3. Принципиальная схема СВЧ-генератора на основе сверхсветового источника в волноводе

Как известно, амплитуда поля излучения вблизи излучающей поверхности пропорциональна первой производной по времени поверхностной плотности дипольного момента (см. (10), (11)). Например, в случае плоского сверхсветового источника

$$H_w = \frac{4\pi}{c} \dot{P} \operatorname{tg} \alpha, \quad E_{wz} = \frac{4\pi}{c} \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \alpha} \dot{P}. \tag{16}$$

Если поверхностная плотность дипольного момента осциллирует с частотой ω_0 , которая кратна собственной частоте волновода:

$$\omega_0 = \frac{\pi c}{a \sin \alpha} k, \quad k = 1, 2, \dots, \tag{17}$$

то возникают условия, при которых излучаемое поле может быть многократно усилено. Легко видеть, что принципиально возможная длина усиления L определяется длительностью осцилляций дипольного момента T_{os} :

$$L = c T_{os} \frac{\cos \alpha}{\sin^2 \alpha}. \tag{18}$$

Однако, поскольку в процессе усиления поле электромагнитной волны увеличивается, условия, в которых формируется пространственный заряд, а значит и дипольный момент, изменяются. Поэтому равенство (18), строго говоря, справедливо, лишь пока поле электромагнитной волны меньше поля пространственного заряда.

Когда электрическое поле E_{wz} волны вдоль оси z становится порядка поля пространственного заряда E_{sch} :

$$E_{wz} \sim E_{sch} \sim 4\pi n_e \lambda_D \cong \frac{2\epsilon}{e\lambda_D}, \tag{19}$$

его влиянием на формирование дипольного слоя пренебрегать уже нельзя.

Торможение эмитированных поверхностью электронов в поле волны, с одной стороны, должно приводить к уменьшению поверхностной плотности дипольного момента,

а с другой — к увеличению частоты осцилляций и, следовательно, к нарушению условия (17). Линейная стадия процесса усиления должна смениться нелинейной.

Все полученные оценки ограничены рамками линейного подхода. Кроме того, следует отметить, что рассматривается лишь случай $E_{wz} > E_{wx}$ ($\cos \alpha \sim 1$). Это позволяет при оценках пренебречь существованием x -компоненты поля волны и, тем самым, избежать излишних трудностей.

Условие $E_{wz} \leq E_{sch}$ приводит к ограничению на длину усиления:

$$\frac{L}{\lambda} \leq \frac{4}{\sin \alpha} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}, \quad \lambda = 2\pi\lambda. \quad (20)$$

При длине волновода L на выходе из волновода поле волны возрастет в N раз:

$$N = \frac{L \operatorname{tg} \alpha}{2a}. \quad (21)$$

Соответственно, плотность потока энергии возрастет в N^2 раз:

$$J_x = \frac{4\pi}{c} \frac{\cos^3 \alpha}{\sin^2 \alpha} \dot{P}^2 N^2. \quad (22)$$

Во столько же раз возрастет поток энергии на единицу длины поперечного сечения волновода:

$$\int dz \cdot J_x \sim \frac{2\pi}{c} \frac{\cos^3 \alpha}{\sin^2 \alpha} \dot{P}^2 N^2 a. \quad (23)$$

Используя полученные результаты, можно показать, что для мощности Q и энергии U излучения, приходящихся на единицу длины поперечного сечения волновода, справедлива следующая оценка:

$$Q \sim \frac{\pi}{4} \sin \alpha \cos \alpha \frac{m_e^2 c^5}{e^2} \frac{(\gamma - 1)^2}{\lambda} \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \sim 2 \cdot 10^9 \frac{(\gamma - 1)^2}{\lambda} \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \frac{\text{Вт}}{\text{см}}, \quad (24)$$

$$U \sim \frac{\pi}{6} \sin \alpha \cos \alpha \frac{m_e^2 c^4}{e^2} (\gamma - 1)^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \sim 4.8 \cdot 10^{-2} (\gamma - 1)^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^3 \frac{\text{Дж}}{\text{см}}.$$

Для $\lambda = 0.1$ см, $\gamma - 1 = 0.25$, $L/\lambda = 10$ получаем $Q \sim 10^{11}$ Вт/см, $U \sim 3$ Дж/см.

Убедиться в справедливости полученных оценок можно, рассмотрев аналитическое решение задачи. Пусть импульс тока с плотностью тока $j_z = j_z(\tau)$, $\tau = t - x/v$, распространяется вдоль оси x по внутренней поверхности плоского металлического волновода ($z = 0$, см. рис. 3) шириной a . Электромагнитное поле в волноводе будет описываться системой уравнений (2) со следующими начальными и граничными условиями:

$$E_x = E_z = H_y|_{\tau=0} = 0, \quad E_x|_{z=0} = E_x|_{z=a} = 0. \quad (25)$$

Эта задача имеет аналитическое решение, которое в дипольном приближении может быть представлено в следующем виде:

$$H_y(z, \tau) \xrightarrow{z > \lambda_d} \frac{4\pi}{\sqrt{v^2 - c^2}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\dot{P} \left(\tau - \frac{2na+z}{c} \sin \alpha \right) + \dot{P} \left(\tau - \frac{2(n+1)a-z}{c} \sin \alpha \right) \right), \quad (26)$$

$$E_z(z, \tau) \xrightarrow{z > \lambda_d} -\frac{c}{v} H_y.$$

Из полученных выражений следует, что усиление электромагнитного поля будет наблюдаться в том случае, когда частота осцилляций поверхностной плотности дипольного момента коррелирует с собственной частотой волновода в соответствии с (17). Если соотношения (17), (20) выполняются для волновода длиной L , то на выходе из волновода электромагнитное поле будет иметь следующие характеристики:

$$\begin{aligned} H_y &\approx NH_0, & H_0 &= \frac{4\pi}{c \operatorname{tg} \alpha} \left(\dot{P} \left(\tau - \frac{z}{c} \sin \alpha \right) + \dot{P} \left(\tau - \frac{2a - z}{c} \sin \alpha \right) \right), \\ E_x &\approx NE_0, & E_0 &= \frac{4\pi}{c} \sin \alpha \left(\dot{P} \left(\tau - \frac{z}{c} \sin \alpha \right) - \dot{P} \left(\tau - \frac{2a - z}{c} \sin \alpha \right) \right), \\ J_x &= \frac{c}{4\pi} H_y E_z \approx J_0 N^2, & J_0 &= \frac{c}{4\pi} H_0^2 \sin \alpha. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь $N = [(L/2a) \operatorname{tg} \alpha]$, $[]$ означает, что берется только целая часть числа. Выражения (27) полностью соответствуют полученным ранее оценкам.

Таким образом, сверхсветовые источники излучения открывают новые, совершенно уникальные возможности для генерации мощного СВЧ-излучения. Полученные оценки (14), (15), (24) показывают, что сверхсветовые источники способны генерировать короткие и мощные импульсы СВЧ-излучения. Мощность и энергия этих импульсов растут с уменьшением характерной длины волны излучения.

2.3. Оценка параметров излучающего элемента

Излучающий элемент (см. рис. 1) представляет собой диод с катодом из фотоэмиссионного материала и анодом в виде сетки. Выбиваемые световым излучением электроны ускоряются в межэлектродном электрическом поле и, пролетев через сетку, формируют в надсеточном пространстве излучающий дипольный слой. Процесс ускорения, вообще говоря, вносит изменения в пространственно-временное распределение плотности тока, и функциональный вид зависимости тока от времени на аноде и катоде может быть разным. Если межэлектродный зазор много меньше характерного размера электродов, то при возникновении сверхсветового импульса на катоде импульс ускоренных электронов на аноде будет также сверхсветовым. Таким образом, и над сеткой образуется сфазированно излучающий дипольный слой. Диод с разрядом, организованным таким образом, и есть сверхсветовой источник электромагнитного излучения, и, следовательно, он будет обладать всеми свойствами этих источников. Изменяя параметры излучающего элемента (диода), выбирая различные источники светового излучения и различные источники питания для диода, можно получить довольно широкий спектр устройств, генерирующих электромагнитный импульс СВЧ-диапазона.

Рассмотрим плоский диод с расстоянием между электродами L_d , заряженный до напряжения φ_0 , $e\varphi_0/mc^2 = \gamma - 1$. Разряд диода инициируется плоским потоком светового излучения, наклонно падающего через сетку-анод на катод, с интенсивностью

$$q = q_t t. \quad (28)$$

Кванты падающего излучения будут выбивать из материала катода электроны, формируя импульс тока с плотностью

$$j_e = j_t t, \quad j_e = \frac{eY}{\epsilon_k} q_t, \quad (29)$$

где ϵ_k — энергия кванта светового излучения, Y [электрон/фотон] — квантовый выход.
Пусть $\Delta\tau$ — время движения электрона между электродами:

$$\Delta\tau = \frac{L_d}{c} \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}. \quad (30)$$

Ясно, что если

$$\left| \frac{d\Delta\tau}{dt} \right| \ll 1, \quad (31)$$

то плотность тока можно считать сохраняющейся величиной, и плотность тока на аноде должна быть равна плотности тока на катоде. В этом случае плотность тока в надсеточном пространстве определяется также выражением (29) и можно оценить характерное время формирования дипольного слоя T_p , которое, очевидно, должно быть связано с ленгмюровской частотой электронов

$$\omega_e T_p = 1, \quad (32)$$

и характерную длину волны излучаемого слоем широкополосного электромагнитного импульса, $\lambda = cT_p$. Из (32) следует, что

$$T_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e \gamma} = \frac{4\pi e^2 j_t T_p}{m_e c \sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (33)$$

и, следовательно,

$$\lambda = \left(\frac{m_e c^4}{4\pi e} \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{j_t} \right)^{1/3}. \quad (34)$$

В процессе разряда диода напряжение между его электродами изменяется. Соответственно изменяется и время пролета через разрядный промежуток. Если рассматривать γ как переменную во времени величину ($\gamma = e\varphi/m_e c^2 + 1$, $\varphi = EL_d$, E — электрическое поле в межэлектродном промежутке), то из (30) следует, что

$$\frac{d\Delta\tau}{dt} = -\frac{L_d}{c} \frac{1}{(\gamma-1)\sqrt{\gamma^2-1}} \frac{d\gamma}{dt}.$$

Поскольку

$$\frac{dE}{dt} = -4\pi j_e,$$

окончательно получаем

$$j_e \ll \frac{1}{4\pi} \frac{m_e c^3}{e} \frac{\gamma-1}{L_d^2} \sqrt{\gamma^2-1}, \quad (35)$$

и, следовательно,

$$j_e \ll \frac{1}{4\pi} \frac{m_e c^4}{e\lambda} \frac{\gamma-1}{L_d^2} \sqrt{\gamma^2-1}. \quad (36)$$

После подстановки выражения для λ вместо (36) получится

$$j_e \ll \frac{1}{4\pi} \frac{m_e c^4}{e\lambda} \frac{(\gamma - 1)^2}{L_d^2} \sqrt{\gamma + 1}. \quad (37)$$

Случай $\gamma \gg 1$ в дальнейшем не рассматривается, поскольку предполагается, что чем выше ускоряющее напряжение, тем больше будет трудностей в создании и поддержании такого напряжения и, кроме того, в создании работоспособной конструкции излучающего элемента в целом.

Если предположить, что реализуемое значение j_t составляет одну восьмую от предельного, задаваемого неравенством (37), то испускаемое в этом случае излучение будет иметь следующее значение характерной длины волны:

$$\lambda \simeq \frac{2L_d}{\sqrt{\gamma - 1}}. \quad (38)$$

Поскольку $\lambda \propto j_t^{-1/3}$, в случае предельного значения j_t величина λ будет вдвое меньше:

$$\lambda_{lim} = \frac{L_d}{\sqrt{\gamma - 1}}. \quad (39)$$

Электромагнитное поле, создаваемое в волновой зоне рассматриваемым излучателем, можно оценить, используя запаздывающие потенциалы. Наиболее просто получается выражение для магнитного поля:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c^2 R} \int dv \left[\mathbf{r} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \right], \quad H \sim \frac{S \ddot{\mathbf{P}}}{c^2 R}. \quad (40)$$

Здесь

$$\ddot{\mathbf{P}} = \frac{m_e c^2}{2\pi e T_p^2} (\gamma - 1)$$

— вторая производная по времени от поверхностной плотности дипольного момента, S — площадь поверхности излучателя, R — расстояние от излучателя до точки наблюдения.

Используя (40), можно, очевидно, получить те же самые, что и ранее, оценки параметров излучения. Приведем некоторые из них: интенсивность электромагнитного излучения:

$$J = \frac{c}{4\pi} H^2 \sim 1.8 \cdot 10^{11} \frac{S^2}{R^2} \frac{(\gamma - 1)^2}{\lambda^4} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}; \quad (41)$$

плотность потока энергии:

$$V = J T_p \sim 5.9 \frac{S^2}{R^2} \frac{(\gamma - 1)^2}{\lambda^3} \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}; \quad (42)$$

расходимость (дифракционная):

$$\vartheta_R = \frac{2\lambda}{D}, \quad (43)$$

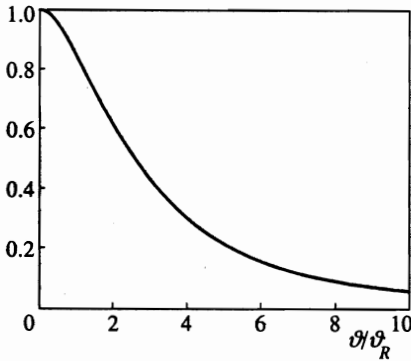


Рис. 4. Угловое распределение электромагнитного излучения от плоского квадратного излучателя

где D — характерный линейный размер излучателя.

На рис. 4 приведен график углового распределения излучения в волновой зоне относительно направления отражения лазерного света для плоского квадратного излучателя с функциональной зависимостью второй производной дипольного момента в виде

$$\ddot{P}(\tau) = \frac{d}{d\tau} \tau^2 \exp(-\tau), \quad (44)$$

характерной для линейной зависимости эмиссионного тока от времени.

Из графика видно, что практически вся энергия излучения сосредоточена в конусе с углом раствора примерно $3\vartheta_R$.

Энергия, запасенная в межэлектродном промежутке, приближенно равна

$$W_a \approx 116 \frac{(\gamma - 1)^2}{L_d} S \text{ Дж.} \quad (45)$$

В приведенных выше формулах $[R] = \text{м}$, $[S] = \text{м}^2$, $[L] = [\lambda] = \text{см}$.

Требуемую интенсивность светового излучения можно определить, подставляя используемое выражение для плотности тока в формулы (28), (29):

$$q(t = T_p) = \frac{1}{16\pi} \frac{m_e c^3}{e^2} \frac{\varepsilon_k}{Y} \frac{\gamma - 1}{L_d^2} \sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad (46)$$

отсюда следует, что

$$q \approx 3.4 \cdot 10^2 \frac{\varepsilon_k}{Y} \frac{\gamma - 1}{L_d^2} \sqrt{\gamma^2 - 1} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}. \quad (47)$$

В случае предельного значения j_t , определяемого неравенством (37), значения q будут в 4 раза больше:

$$q_{\text{lim}} \approx 4q. \quad (48)$$

Пусть $\gamma = 1.5$, $L = 0.1 \text{ см}$, $S = 0.02 \text{ м}^2$, тогда из приведенных выше формул следует, что в этом случае будет генерироваться электромагнитное излучение СВЧ-диапазона с характерной длиной волны $\lambda \approx 0.28 \text{ см}$, расходимостью $\vartheta_R \sim 4 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$, полной излученной энергией $\approx 1.3 \text{ Дж}$, полной мощностью излучения $1.4 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$. Запасенная

в межэлектродном промежутке энергия приближенно равна 5.8 Дж, а интенсивность светового излучения должна быть $\sim 2 \cdot 10^5$ Вт/см² ($\epsilon_k \approx 2$ эВ, $Y \approx 0.2$).

Чтобы проверить и подтвердить полученные выводы, были проведены численные расчеты, результаты которых представлены ниже.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Очевидно, что задачи, которые придется решать при изучении сверхсветовых источников, состоящих из излучающих элементов, устроенных так, как показано на рис. 1, можно разбить на следующие три группы.

1. Задачи, связанные с исследованием параметров электромагнитного излучения, испускаемого сверхсветовым источником. В этих задачах можно считать заданными характеристики приповерхностного (надсеточного) электронного слоя. Это — чисто электродинамические задачи с заданными источниками.

2. Задачи, связанные с расчетом характеристик приповерхностного (надсеточного) электронного слоя.

3. Третий тип задач — это задачи в полной постановке, когда процессы излучения и формирования пространственного и энергетического распределений электронов рассматриваются совместно.

Для решения подавляющего большинства подобных задач вполне достаточно создания двумерных по пространственным переменным численных программ. Поэтому программный комплекс, который был создан для численного изучения сверхсветовых источников, включает в себя одномерные и двумерные программы, как чисто электродинамические, решающие только уравнения Максвелла, так и комплексные, решающие совместно уравнения Максвелла для электромагнитных полей и уравнения Власова для электронов.

Численные расчеты были проведены для следующих случаев.

а) Для бесконечной плоскости с помощью одномерной программы, решающей совместно уравнения Максвелла и Власова (рис. 5–7).

б) Для бесконечной металлической полосы шириной $\Delta = 50$ см по трехмерной электродинамической программе с заданными источниками и двумерной программе, решающей совместно уравнения Максвелла и движения электронов методом частиц (рис. 8).

Ток эмитированных электронов задавался в виде

$$j_z(t) \propto \eta \left(t - \frac{x}{c} \cos \alpha \right), \quad \alpha = \frac{\pi}{4}, \quad (49)$$

где η — единичная функция Хевисайда.

Результаты расчетов демонстрируют генерацию направленного электромагнитного излучения и полностью подтверждают теоретические оценки.

Возможность усиления электромагнитного поля в волноводе связана с возможностью существования устойчивых колебаний поверхностной плотности дипольного момента.

Зависимость от времени поверхностной плотности дипольного момента определяется временной формой импульса тока эмиссии и энергетическим спектром эмитируемых электронов. В численных расчетах импульс тока эмиссии имел прямоугольную форму:

$$j_z(t) = \text{const} \quad \text{при} \quad 0 < t < T \gg \omega_{Le}^{-1}. \quad (50)$$

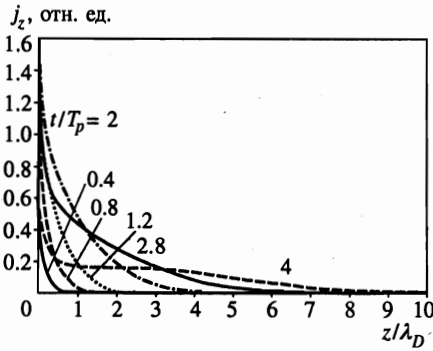


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость плотности электрического тока от расстояния до поверхности эмиссии в различные моменты времени

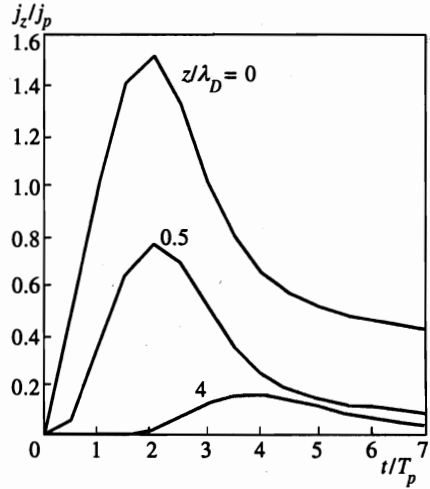


Рис. 6

Рис. 6. Плотность тока на различных расстояниях от поверхности эмиссии

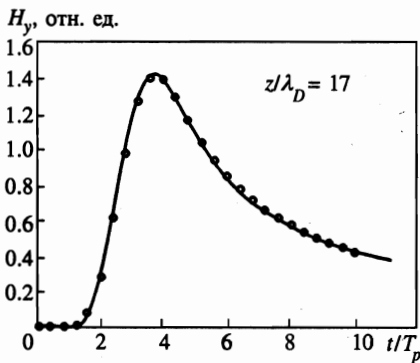


Рис. 7. Зависимость напряженности магнитного поля от времени. Точки — численное решение по одномерной модели, сплошная линия — аналитическое решение. $z/\lambda_D = 17$

Рассматривались два варианта спектра электронов:

а) моноэнергетический спектр с $\epsilon = \bar{\epsilon}$; электроны испускаются перпендикулярно поверхности;

б) функция распределения электронов по энергии постоянна при $\epsilon \leq 2\bar{\epsilon}$ и равна 0 при $\epsilon > 2\bar{\epsilon}$; электроны эмитируются перпендикулярно поверхности.

Результаты расчетов представлены на рис. 9, 10.

Численные расчеты показывают, что устойчивые колебания поверхностной плотности дипольного момента возникают лишь в случае моноэнергетических электронов [14]. Такой спектр электронов может быть, в частности, получен при прохождении электро-

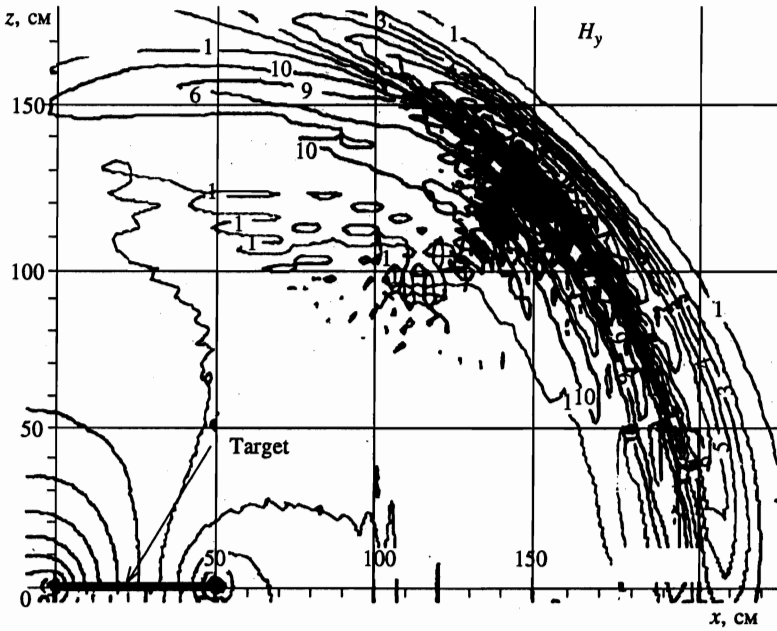


Рис. 8. Линии уровня магнитного поля, генерируемого импульсом тока электронов, распространяющимся со скоростью $v \equiv v_x = \sqrt{2}c$

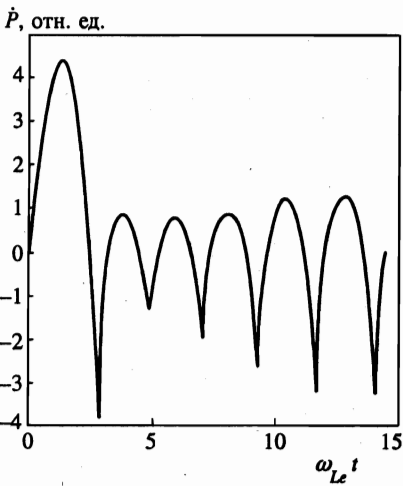


Рис. 9

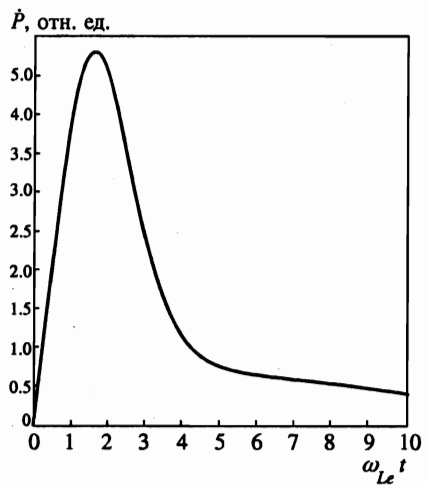


Рис. 10

Рис. 9. Первая производная дипольного момента электронного облака в случае моноэнергетического спектра электронов эмиссии

Рис. 10. Первая производная дипольного момента электронного облака в случае широкополосного спектра электронов эмиссии

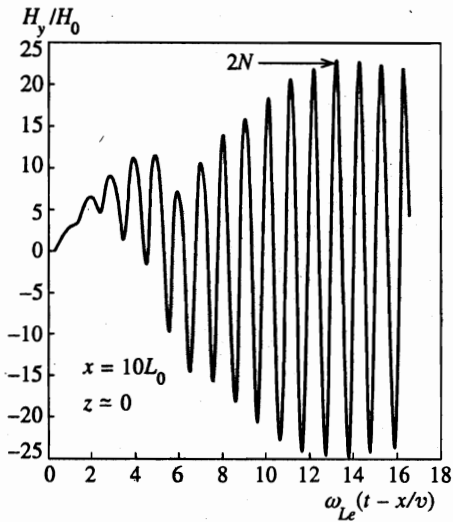


Рис. 11

Рис. 11. Зависимость магнитного поля в фиксированной точке волновода от времени

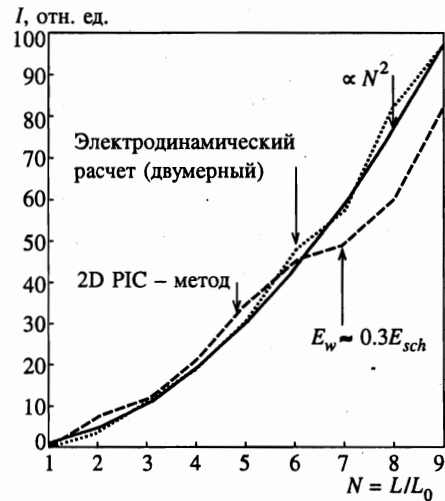


Рис. 12

Рис. 12. Зависимость интенсивности генерируемой электромагнитной волны от расстояния, пройденного вдоль волновода

нов эмиссии с малой начальной энергией через ускоряющий зазор, находящийся под постоянным напряжением. Наблюдаемые при моноэнергетическом электронном спектре колебания электронного потока аналогичны хорошо известным колебаниям виртуального катода [15]. Таким образом, усиление электромагнитного поля может быть получено в том случае, когда реализуются условия для возникновения колебаний виртуального катода.

Закономерности процесса генерации электромагнитного поля в волноводе, возбуждаемом сверхсветовым импульсом тока, изучались

а) с помощью двумерного электродинамического кода с заданным пространственно-временным распределением плотности тока; волновод имел ширину $a \simeq 4$ см; сверхсветовой импульс тока распространялся в направлении оси x по плоскости $z = 0$ со скоростью $\sqrt{2}c$; плотность тока электронов была отлична от нуля лишь в узком слое толщиной 0.1λ у поверхности волновода ($z = 0$); временная зависимость плотности тока совпадала с зависимостью, показанной на рис. 9; зависимость от времени магнитного поля на некотором расстоянии от начала волновода показана на рис. 11;

б) с помощью двумерного PIC (particle-in-cell)-кода, в котором совместно решаются уравнения Максвелла и Власова; в этом случае на поверхности волновода $z = 0$ задавался спектр эмитированных электронов: электроны с энергией $\varepsilon = 500$ кэВ испускались поверхностью в течение некоторого достаточно длительного промежутка времени T , и фронт эмиссии распространялся вдоль поверхности со скоростью $\sqrt{2}c$.

На рис. 12 показан график зависимости интенсивности электромагнитной волны от расстояния, пройденного волной в волноводе.

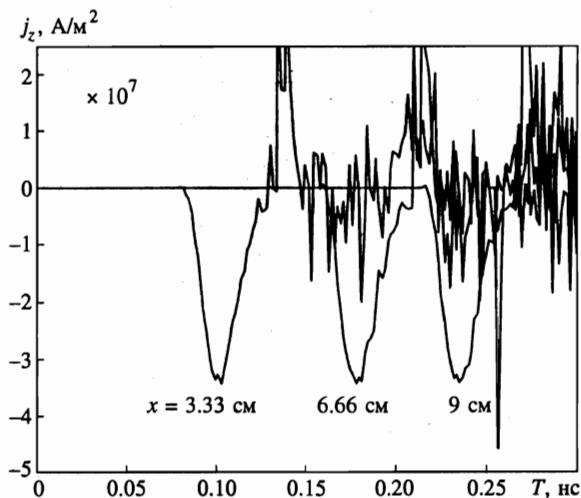


Рис. 13. Зависимость от времени тока электронов над поверхностью анода

Результаты численных расчетов полностью подтверждают теоретические оценки.

В излучающем элементе, изображенном на рис. 1, энергия электронов, формирующих импульс тока, распространяющийся со сверхсветовой скоростью вдоль поверхности катода, увеличивается за счет ускорения в некотором внешнем поле. Однако в процессе ускорения временная форма импульса может деформироваться и импульс тока на аноде может отличаться от импульса тока на катоде. Из теории следует, что при плотностях тока меньших предельной, определяемой, как известно, длиной ускоряющего зазора и напряжением на нем, плотность тока является сохраняющейся величиной, и, следовательно, временная форма токового импульса не искажается. То есть на аноде будет та же самая временная форма плотности потока вылетающих из поверхности электронов, что и на катоде, и если вдоль катода распространяется сверхсветовой импульс тока, то и вдоль поверхности анода также будет распространяться сверхсветовой токовый импульс.

Расчеты были проведены для двумерного плоского диода. Длина диода равнялась 10 см, межэлектродный зазор — 0.1 см, напряжение — 100 кВ. Электроны инжектировались перпендикулярно поверхности катода:

$$j_z(t, x, z = 0) = \eta \left(t - \frac{x}{v} \right) j_0 \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad j_0 = 2.75 \cdot 10^{33} t \frac{\text{электрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}, \quad v = \sqrt{2} c. \quad (51)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 13, 14. Согласно предыдущей главе, должно получиться $\lambda \approx 0.39$ см, $T_p \approx 1.3 \cdot 10^{-11}$ с, амплитуда $\dot{P} \sim 4 \cdot 10^{12}$ ед. СГС. В расчете плотность тока через анод достигает $3.5 \cdot 10^3$ А/см², что всего лишь в 2 раза меньше предельной плотности тока. Оцененное по формулам предыдущего раздела значение \dot{P} примерно в 1.4 раза больше полученного в расчете. Расчетные и оценочные значения λ и T_p практически совпадают. Импульс тока бежит по поверхности анода со скоростью $\sqrt{2}c$. Следует отметить, что предельная плотность тока через диод — примерно $7.4 \cdot 10^3$ А/см², $j_0(t = T_p) \approx 5 \cdot 10^3$ А/см².

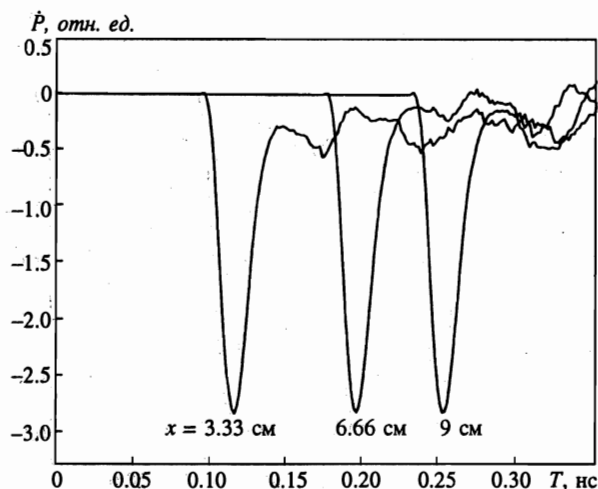


Рис. 14. Зависимость от времени первой производной дипольного момента электронов в различных точках над поверхностью анода

Таким образом, как и ожидалось, полученные оценки справедливы и при плотностях токов, близких к предельной.

Во всех рассмотренных случаях численные решения соответствовали физической картине явлений, сложившейся в результате теоретических исследований, и давали количественные результаты, подтверждающие справедливость теоретических оценок.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Широкополосные генераторы электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе эмиссионного сверхсветового источника обладают рядом совершенно уникальных свойств, которые, в принципе, при прочих благоприятных условиях могут обеспечить им широкое практическое применение.

1. Испускаемое ими излучение имеет очень малую длительность импульса, вплоть до пикосекундного масштаба.
2. Направленность излучения и формирование пучка обеспечиваются формой излучающей поверхности.
3. Генераторы компактны и должны иметь сравнительно малый вес.
4. Их мощность на порядки превосходит мощность существующих источников и, в отличие от них, растет с уменьшением характерной длины волны излучения.

Физика таких генераторов очень проста. Основные представления и оценки параметров генератора можно получить, пользуясь элементарными понятиями классической электродинамики.

Строгая теория строится на совместном рассмотрении уравнений Власова и Максвелла.

Представленная здесь теория позволяет как предсказывать параметры испускаемого электромагнитного излучения при произвольной форме эмитирующей поверхности, так

и формулировать требования к составным элементам генератора, таким как источник ионизирующего излучения, ускоряющий зазор, источник питания.

Литература

1. К. А. Желтков, *Пикосекундные сильноточные электронные ускорители*, Энергоатомиздат, Москва (1991).
2. Л. Н. Казанский, А. А. Рухадзе, Письма в ЖТФ **20**(3), 26 (1994).
3. А. Н. Диденко, ДАН **356**, 470 (1997).
4. Э. Дж. Нейлос, ТИИЭР **66**(3), 5 (1978).
5. Б. М. Болотовский, В. П. Быков, УФН **160**, 141 (1990).
6. Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, Препринт ВНИИТФ № 9 (1991).
7. Yu. N. Lazarev and P. V. Petrov, in *Proc. of Intern. School of Plasma Physics*, ed. by D. Akulina, E. Sindoni, and C. Warton, Piero Caldirola, Italy, Varenna (1991), ISSP-10, p. 565.
8. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1981).
9. N. J. Carron and C. L. Longmire, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-**23**, 1897 (1976).
10. N. J. Carron and C. L. Longmire, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-**25**, 1329 (1978).
11. Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, Письма в ЖЭТФ **60**, 625 (1994).
12. Yu. N. Lazarev and P. V. Petrov, in *Intense Microwave Pulses III*, ed. by H. E. Brand, Proc. of SPIE **2557**, 159 (1995).
13. Yu. N. Lazarev and P. V. Petrov, in *Intense Microwave Pulses IV*, ed. by H. E. Brand, Proc. of SPIE **2843**, 197 (1996).
14. R. Stettner, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-**24**, 2461 (1976).
15. J. Benford and R. Sweegle, *High Power Microwaves*, Artech House, Boston, MA (1991).