

04;07;10

Фотоэмиссионный импульсный источник широкополосного направленного электромагнитного излучения

© Ю.Н. Лазарев, П.В. Петров, Ю.Г. Сырцова

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский институт технической физики
456770 Снежинск, Челябинская область, Россия
e-mail: pvpetrov@snezhinsk.ru

(Поступило в Редакцию 24 декабря 2003 г. В окончательной редакции 10 марта 2004 г.)

Представлены результаты расчетно-теоретических исследований генерации широкополосного направленного электромагнитного излучения, возникающего при наклонном падении фронта импульсного рентгеновского излучения на фотокатод плоского диода. Результаты численного моделирования сопоставлены с экспериментальными данными, полученными с использованием установки „Искра-5“ для создания лазерной плазмы в качестве источника рентгеновского излучения.

Введение

О существовании сверхсветовых скоростей и сверхсветовых источников (ССИ) электромагнитного излучения (ЭМИ) известно достаточно давно. Сверхсветовыми источниками, вообще говоря, называются источники, движущиеся со скоростью больше фазовой скорости света $v_{ph} > c/n$, 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 [1]. Разумеется, речь идет не о движении точечной частицы, а о движении некоторого эффективного зарядового распределения (макроскопического заряда) со скоростью больше скорости света в вакууме, которое может быть образовано с помощью досветовых движений реальных зарядов [1,2]. Для теоретического рассмотрения излучения ССИ может быть использован математический аппарат обычной теории поля [3].

Объектом проводимых нами исследований являются сверхсветовые источники, образующиеся при эмиссии электронов с пограничной поверхности между вакуумом и средой, когда фронт эмиссии распространяется вдоль поверхности со скоростью больше скорости света c . Один из простейших сверхсветовых источников такого типа возникает при облучении плоской металлической поверхности плоским потоком ионизирующего излучения (рис. 1, *a*) [4–6]. В этом случае фазовая скорость движения фронта эмиссии равна

$$v_{ph} = c / \sin(\theta), \quad (1)$$

где θ — угол падения излучения.

Излучение эмиссионного тока, распространяющегося вдоль экрана с постоянной скоростью $v_{ph} > c$, ни в коей мере не сводится к эффекту Вавилова–Черенкова [1], хотя излучаемая электромагнитная волна направлена под углом $\theta_w = \arcsin(c/v_{ph})$, который характерен для излучения Вавилова–Черенкова и является зеркальным

к углу падения ионизирующего излучения. На достаточном удалении от источника R амплитуда излучаемого электромагнитного поля пропорциональна второй производной по времени от поверхностной плотности

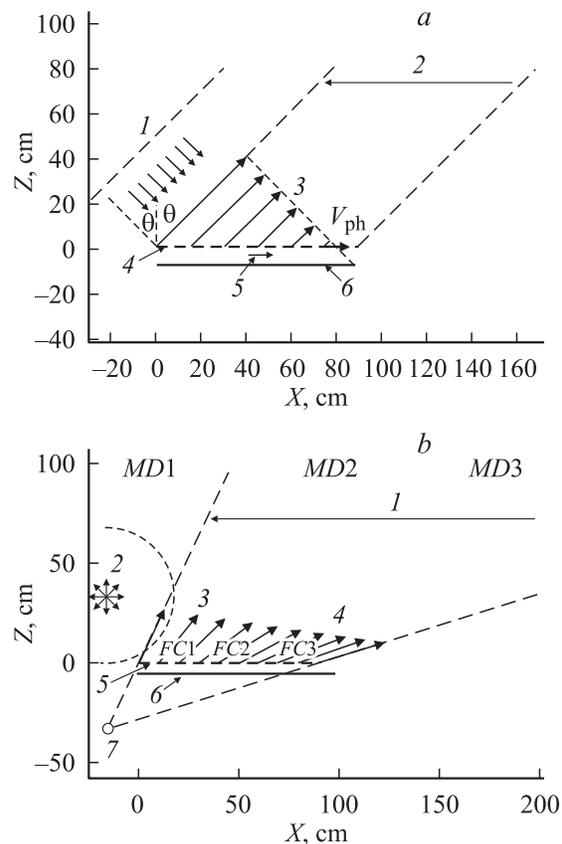


Рис. 1. Принципиальная схема генерации ЭМИ сверхсветовым источником. *a*: 1 — плоский фронт РИ, 2 — область излучения СИ, 3 — фронт направленной ЭМ волны, 4 — анод, 5 — волновая ЭМ волна, 6 — металлический катод; *b*: 1 — точечный источник РИ, 3 — сферический фронт РИ, 4 — направление излучения ЭМ волны, 5 — анод, 6 — металлический катод, 7 — изображение источника РИ.

дипольного момента, которая пропорциональна кинетической энергии выбиваемых электронов ε и площади излучателя S [4,5],

$$E^w \sim H^w \sim \frac{\dot{P}S}{c^2 R}, \quad \dot{P} = \left| \frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2} \right| \sim \varepsilon,$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \int dV' (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}', t). \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что интенсивность и полная энергия испускаемого электромагнитного излучения растут с ростом энергии эмиттированных электронов. Оценки показывают [5,6], что для получения электромагнитного излучения с энергией и интенсивностью, представляющими практический интерес, необходимо, чтобы эмиттируемые электроны имели энергию более 10 keV. В лабораторных условиях сверхсветовой импульс тока с высокой энергией электронов можно получить путем разведения процессов образования электронов и формирования сверхсветового импульса. Световое или ионизирующее излучение (ИИ), способное вызвать эмиссию электронов, используется только для инициирования эмиссии электронов с минимально возможной энергией, а окончательную энергию порядка ста килоэлектрон-вольт электроны получают в результате ускорения во внешнем электрическом поле. Простейшая реализация ССИ представляет собой плоский ускоряющий диод с сетчатым анодом, облучаемый под некоторым углом потоком ионизирующего излучения [5–7]. Под действием фронта ИИ на фотокатоде возникает сверхсветовой импульс тока эмиттированных электронов. Далее электроны ускоряются в межэлектродном зазоре, пролетают через сетчатый анод и также формируют над ним сверхсветовой импульс тока, но уже ускоренных электронов, хотя процесс ускорения и генерация ЭМИ вносят изменения в пространственно-временное распределение электронов и функциональный вид зависимости тока от времени на аноде и катоде будет разным. Таким образом, над сеткой-анодом образуется сфазированно излучающий дипольный слой.

Рассматриваемый источник обладает рядом привлекательных свойств, которые обусловлены именно тем фактором, что фазировка электронов осуществляется сверхсветовым движением импульса накачки вдоль поверхности [5–7]: 1) излучение когерентно и направленно, т.е. излучаемая энергия Q пропорциональна площади излучающей поверхности S ; 2) излучается видеоимпульс малой длительности

$$T_0 \approx \frac{L}{c} \sqrt{(\gamma + 1)/(\gamma - 1)},$$

где

$$\gamma = 1 + \frac{\varepsilon}{m_e c^2},$$

L — расстояние между электродами, m_e — масса электрона; 3) процесс имеет высокую эффективность: теоретически излучаемая энергия составляет

$\sqrt{(\gamma - 1)/(\gamma + 1)}$ от всей электростатической энергии, запасенной в конденсаторе; 4) эффективность излучения увеличивается обратно пропорционально длине волны λ генерируемого излучения. Последнее свойство ССИ является уникальным, у подавляющего большинства СВЧ генераторов наблюдается противоположная тенденция.

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.

Особенностью такого „диодного“ ССИ является то, что в нем образуется две электромагнитные волны (далее будем называть их „направленная“ и „волноводная“), взаимодействие которых с эмиттированными электронами определяет величину анодного тока и параметры дипольного момента электронов над анодом. Направленная электромагнитная волна распространяется в свободном полупространстве над анодом в направлении, зеркальном к падению ИИ ($z > 0$, рис. 1, а). Ее параметры определяются скоростью изменения дипольного слоя ускоренных в диоде электронов \dot{P} , \ddot{P} (2). Можно считать, что эта волна слабо влияет на ток в области катода из-за экранирующего действия металлического сетчатого анода. Сверхсветовой импульс тока, вызванный движением электронов в межэлектродном зазоре, тоже приводит к возбуждению электромагнитной волны, которая распространяется в плоском волноводе, образованном катодом и анодом. Поле этой „волноводной“ ЭМ волны, складываясь с полем пространственного заряда эмиттированных электронов, приводит к эффективному уменьшению ускоряющего поля в диоде и соответственно к уменьшению предельно достижимых значений плотности тока на аноде, которые оказываются меньше значения предельного стационарного тока. Проведенные теоретические исследования [7] показали, что параметры элементарного сверхсветового источника определяются скоростью нарастания тока эмиссии электронов с катода и параметрами ускоряющего диода — напряжением и величиной ускоряющего зазора.

Экспериментальные работы по исследованию генерации ЭМИ с помощью сверхсветового источника проводились во ВНИИЭФ [8], где для инициирования электронной эмиссии электронов использовался наклонно падающий на катод плоского диода короткий импульс рентгеновского излучения (РИ) от точечного лазер-плазменного источника. Целью этих экспериментов были 1) создание ССИ, 2) изучение его характеристик, 3) сравнение с теорией.

В настоящей работе приведены результаты математического моделирования генерации ЭМИ в постановке максимально приближенной к экспериментам, проведенным в РФЯЦ–ВНИИЭФ по исследованию ССИ, проводятся анализ и сравнение полученных расчетно-теоретических и экспериментальных результатов.

Постановка эксперимента

Выбор схемы эксперимента определился из результатов работ [5,6], где для формирования сверхсветового импульса тока и генерации направленного ЭМИ было предложено использовать ускоряющий диод с прозрачным анодом и инициализацией электронной эмиссии с помощью наклонно падающего плоского фронта ионизирующего излучения.

К сожалению, существующие к настоящему времени возможности экспериментальной техники не позволяют реализовать плоский фронт ионизирующего излучения достаточной протяженности и интенсивности для получения импульса эмиссионного тока, распространяющегося вдоль фотокатода с постоянной сверхсветовой скоростью (1). Существенно проще получить сферический фронт ионизирующего излучения от точечного источника, что и было реализовано в экспериментах [8]. В качестве ИИ для инициализации электронной эмиссии в этих экспериментах использовалось мягкое РИ от плазмы, образующейся при фокусировке субнаносекундного излучения лазерной установки „Искра-5“ [9] с длиной волны $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ на мишень из золота. Диаметр пятна фокусировки составлял $\sim 1 \text{ mm}$, что дает основания считать источник РИ точечным, а фронт его излучения сферическим.

Использование точечного источника для облучения проводящей пластины является существенным моментом, отличающим описываемые эксперименты от схем, рассмотренных в работах [5–7]. В отличие от сверхсветового источника с плоским фронтом, где скорость токового импульса остается постоянной вдоль всей излучающей поверхности (1), использование сферического фронта РИ приводит к изменению угла падения ИИ (увеличению) и уменьшению сверхсветовой скорости движения эмиссионного тока вдоль фотокатода. Поскольку направление излучения электромагнитной волны определяется величиной сверхсветовой скорости (а она соответственно — углом падения РИ), то вместо параллельного пучка ЭМИ для плоского фронта РИ (рис. 1, *a*) получим расходящийся пучок, параметры которого определяются взаимным положением изображения точечного источника РИ и облучаемой пластины, как это схематично (без учета дифракционной расходимости) представлено на рис. 1, *b*.

Принципиальная схема постановки экспериментов приведена на рис. 1, *b*. Опыты проводились в безэховой вакуумной камере диаметром 2 м и длиной 3 м, оснащенной радиопоглощающим покрытием внутренней поверхности. Внутри камеры размещались: экспериментальное устройство (излучатель ЭМИ), представляющее собой плоский конденсатор с прозрачным анодом, источник РИ, детекторы РИ, датчики тока ускоренных электронов и электромагнитного поля.

Ускоряющий диод представлял собой плоский конденсатор с катодом из полированного алюминия с размером $\sim 60 \times 850 \text{ mm}$ и анодом из никелевой сетки

с шагом ячейки 2 mm (пропускание около 80% для света). Источник расположен на высоте $\sim 34 \text{ cm}$ над пластиной-фотокатодом на расстоянии $\sim 40 \text{ cm}$ от ближнего края пластины. Ширина зазора между электродами конденсатора находилась в пределах 20 mm. На сетку подавалось ускоряющее напряжение $\varphi_0 \approx 80 \text{ kV}$.

Для защиты внутренней поверхности камеры, а также корпусов датчиков электромагнитного поля от прямого воздействия рентгеновских квантов источник помещался в металлический экран с отверстиями для вывода потока на пластину конденсатора и детекторы РИ.

Для измерений локальных значений плотности тока ускоренных электронов на внешней поверхности анода устанавливались три датчика FC_1 , FC_2 и FC_3 , представляющие собой цилиндры Фарадея. Измерения амплитудно-временных параметров и диаграммы направленности ЭМ излучения проводились с помощью индукционных датчиков магнитной компоненты поля. Датчик представлял собой рамочную антенну, выполненную в виде витка провода диаметром $\sim 10 \text{ mm}$ на металлической пластине. Датчики располагались на одной линии, параллельной образующей цилиндра, вблизи радиопоглощающего покрытия камеры: MD_3 устанавливался в предполагаемой области максимума характерного излучения сверхсветового источника, MD_1 — вне области излучения, а MD_2 находился в промежуточном положении (рис. 1, *b*). Расстояние датчика MD_3 от центра конденсатора составляло $\sim 200 \text{ cm}$, MD_2 и MD_1 — 120 cm.

Регистрация выходных сигналов детекторов ЭМИ и электронных токов производилась с помощью скоростных осциллографических регистраторов с полосой 5 и 7.5 GHz. Время нарастания переходной характеристики трактов регистрации было не более 100 ps. Точность определения временных параметров в экспериментах была не хуже 50 ps. Относительная погрешность измерения значений амплитуды тока не превышала 20%. Значения амплитуд полей измерялись с погрешностью не более 25%. Погрешность относительных измерений — не более 10%.

Результаты экспериментов

В проведенных экспериментах [8] энергия лазерного излучения, подведенная к мишени, варьировалась в пределах $E = 0.3–0.8 \text{ kJ}$, длительность импульса составляла $\tau_{0.5} \approx 0.3–0.5 \text{ ns}$, а интенсивность облучения Q находилась в диапазоне $10^{14}–10^{15} \text{ W/cm}^2$. Длительность рентгеновских импульсов для квантов с энергией $\varepsilon \sim 0.45 \text{ keV}$ составляла около 0.7 ns при длительности фронта $\sim 0.3 \text{ ns}$. При таком же фронте длительность импульса „полного“ излучения плазмы достигала $\sim 2–3 \text{ ns}$. Эффективная температура спектра источника РИ была около $\sim 50 \text{ eV}$.

Разница в интенсивности РИ, падающего на ближний и дальний (относительно источника) края пластины-катода конденсатора, по данным ВРД, достигала 5...6 раз.

Высокая плотность потока РИ позволяет создать на ближнем к источнику РИ конце катода плотность эмиссионного тока с амплитудой J_{ca} от десятков до сотен A/cm^2 и длительностью фронта T_{fc} около 0.3 ns. При столь высокой скорости эмиссии электронов время полного разряда конденсатора с начальным напряжением в 80 kV под действием плотности тока электронов в $100 A/cm^2$ происходит менее чем за

$$T_m \approx \sqrt{\varphi_0 T_{fc} / 2\pi L J_{ca}} \approx 0.2 \text{ ns.} \quad (3)$$

Это свидетельствует о формировании сверхсветового источника на фронте импульса накачки. В этих условиях параметром, определяющим характеристики сверхсветового источника, является не амплитудное значение эмиссионного тока на катоде (максимальная плотность потока РИ), которое достаточно точно измерялось в экспериментах, а скорость нарастания тока эмиссии электронов (или скорость нарастания РИ), которая известна существенно хуже.

Основные экспериментальные результаты по измерениям амплитуды и времени переднего фронта анодного тока, а также амплитуд ЭМ полей позволяют сделать следующие выводы.

1) Формирование сверхсветового импульса тока и генерация ЭМИ происходят в режиме насыщения: параметры токового импульса на аноде и характеристики излучаемой ЭМ волны (амплитуда и продолжительность переднего фронта) практически не зависят от амплитуды тока эмиссии электронов на катоде (максимального значения плотности потока РИ).

2) Измеренные значения плотности анодного тока оказываются меньше значения предельного стационарного тока $J_0 = \varphi_0^{3/2} / 9\pi L^2 \sqrt{2e/m} \simeq 13.2 A/cm^2$, что согласуется с теоретическими представлениями теории ССИ о динамическом ограничении тока электронов полем генерируемого ЭМ излучения [7].

3) Показания датчиков магнитного поля в различных точках камеры показывают, что характерное излучение сверхсветового источника носит направленный характер, качественно соответствующий схеме, представленной на рис. 1, b.

Моделирование параметров сверхсветового источника

Поскольку процессы генерации ЭМИ, формирования дипольного слоя и движения электронов в ускоряющем промежутке оказываются тесно связанными между собой, то они должны рассматриваться совместно. Основным инструментом для теоретического исследования таких систем является численное моделирование, основанное на самосогласованном решении уравнений

Максвелла и Власова,

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f_e - e \left\{ \mathbf{E}^w + \mathbf{E}_0 + \left[\frac{\mathbf{v}}{c}, \mathbf{H}^w \right] \right\} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{p}} = 0; \quad (4)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -e \int d^3 p \cdot \mathbf{v} f_e(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t);$$

$$\text{rot}(\mathbf{E}^w) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}^w}{\partial t}; \quad \text{rot}(\mathbf{H}^w) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}^w}{\partial t}, \quad (5)$$

где f_e — функция распределения электронов; e — заряд электрона; \mathbf{p} , \mathbf{v} — импульс, скорость и кинетическая энергия электрона; \mathbf{E}^w , \mathbf{H}^w — напряженности электрического и магнитного полей, генерируемых эмиттированными электронами; \mathbf{E}_0 — напряженность электрического поля ускоряющего диода.

Моделирование проводилось в два этапа. На первом использовалась двумерная программа ЕМС2Д [10], где для решения уравнения Власова используется метод частиц в ячейке [11], а для уравнений Максвелла — конечно-разностный метод, в основе которого лежит схема „крест“ [12]. По этой программе в декартовой системе координат проводились самосогласованные расчеты формирования сверхсветового импульса тока $\{j_x^{2D}, j_z^{2D}\}$ и генерации ЭМ излучения $\{E_x, E_z, H_y\}$. Геометрия системы, использованная при моделировании, приведена на рис. 2. Рассматривались два варианта облучения конденсатора: 1) потоком РИ с цилиндрическим фронтом для конденсатора бесконечной протяженностью вдоль оси OY (рис. 2, a), в нем определялось пространственно-временное распределение электрического тока $\{j_x^{2D}, j_z^{2D}\}$ и производной дипольного момента $\partial P_z^{2D}(t, x)/\partial t$ вдоль оси OX (вдоль наибольшей стороны анода) и рассчитывались ЭМ поля в точках расположения датчиков магнитного поля; 2) потоком РИ с плоским фронтом для конденсатора бесконечной протяженностью вдоль оси OX (рис. 2, b), этот вариант облучения использовался для определения пространственно-временного распределения электрического поля $\{j_y^{2D}, j_z^{2D}\}$ и производной дипольного момента $\partial P_z^{2D}(t, y)/\partial t$ вдоль оси OY (вдоль наименьшей стороны анода).

На втором этапе в трехмерной геометрии моделировались ЭМ поля в точках расположения детекторов для излучателя с реальным расположением и размерами ускоряющего диода. Эти расчеты проводились по трехмерной программе GEMC, в которой по заданным токам, полученным на первом этапе, решаются уравнения Максвелла (5) конечно-разностным методом [12] в декартовой системе координат для всех шести компонент электромагнитного поля $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$. Так как задать полное пространственно-временное распределение электрического тока, полученное по программе ЕМС2Д, достаточно сложно, то использовалось

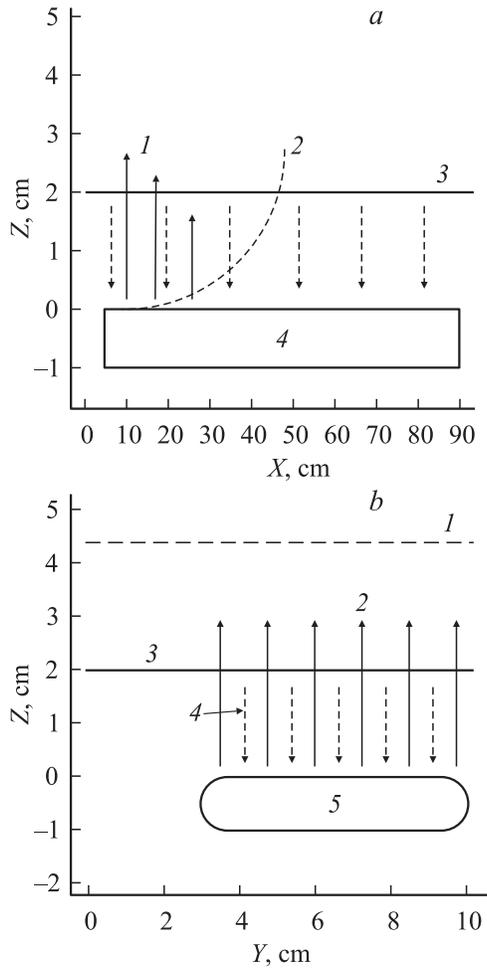


Рис. 2. Схемы облучения конденсатора при моделировании сверхсветового источника в двумерной геометрии. *a*: 1 — электроны, 2 — цилиндрический фронт РИ, 3 — анод, 4 — катод; *b*: 1 — плоский фронт РИ, 2 — эмиттированные электроны, 3 — анод, 4 — ускоряющее электрическое поле, 5 — катод.

дипольное приближение

$$j_{z,s}^{3D}(t, x, y) = \dot{P}_z^{2D}(t, x) \frac{\dot{P}_z^{2D}(t, y)}{\dot{P}_z^{2D}(t, y = y_0)} K_{2D},$$

$$\dot{P}_z^{2D}(t, \alpha) = \frac{\partial P_z^{2D}(t, \alpha)}{\partial t} = \int_0^\infty dz' j_z^{2D}(t, \alpha, z'),$$

$$\alpha = x, y; \quad K_{2D} = \frac{\dot{P}_z^{2D}(t, y = y_0)}{\dot{P}_z^{1D}(t)}. \quad (6)$$

Здесь $j_{z,s}^{3D}$ — поверхностная плотность электронного тока для трехмерного моделирования; $j_z^{2D}(t, \alpha, z)$, $\dot{P}_z^{2D}(t, \alpha, z)$ — плотность электронного тока и производная плотности дипольного момента, полученные в двумерном расчете; K_{2D} — коэффициент, учитывающий изменение в амплитуде производной плотности дипольного момента $\dot{P}_z^{2D}(t, x)$, связанный с переходом

от бесконечной пластины вдоль OY к пластине конечных размеров.

Применимость дипольного приближения (6) в данном случае вполне законна, поскольку нас интересует начало процесса генерации при достаточно малых временах, когда размеры излучающего слоя $\Delta z \sim L$ меньше или порядка длины волны излучаемого излучения $\lambda \sim 2\pi c/v_0 L$ ($v_0 \lesssim 0.5c$).

При проведении расчетов были использованы следующие начальные данные и граничные условия: 1) начальные значения электрического поля были рассчитаны для заданных геометрии и напряжения плоского ускоряющего диода методом конечных элементов в пакете МАТЛАБ [13] и пересчитаны на конечно-разностную сетку ЕМС2Д; 2) начальные значения магнитного поля принимались равными нулю; 3) на границе счетной области задавались условия выхода ЭМ волн и частиц; 4) на катоде ускоряющего диода задавался источник эмиссии электронов с учетом ослабления РИ и временной задержки, связанной с конечной скоростью распространения сферического фронта ИИ вдоль катода,

$$f(t, z = 0, t, \mathbf{p}) = \frac{J_c(t - x/v_{ph}(x))}{4\pi((x - x_s)^2 + z_s^2)} \times \eta(t - x/v_{ph}(x)) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}p_0} \exp(-p_z^2/p_0^2) \quad (7)$$

где p_0 — средний импульс эмиттированных электронов; $J_c(t)$ — зависимость эмиссионного тока от времени; $\{x_s, z_s\}$ — координаты источника РИ.

Особенностью моделирования ССИ является то, что необходимо с достаточной точностью задавать не только саму зависимость тока эмиссии от времени, но и ее производную $dJ_c(t)/dt$ — скорость нарастания тока на катоде, поскольку именно она определяет параметры генерируемого излучения в режиме насыщения [7]. В проведенных экспериментах [8] значения эмиссионных токов были столь высоки, что не позволили напрямую проводить измерения временных параметров токовых импульсов в линейном режиме датчиков, в частности это касается и скорости нарастания сигнала $J'_c(t)$, $0 < t < 2$ ns, что создает некоторую неопределенность в интерпретации эксперимента.

В связи с вышесказанным понятно, что для адекватного задания функции $J_c(t)$ по экспериментальным данным ее надо доопределить в области малых времен. Эту процедуру можно провести несколькими способами: например, усреднением всех имеющихся в распоряжении экспериментальных зависимостей либо выбором из имеющегося набора экспериментальных зависимостей функции с некоторым определенным значением $J'_c(t \rightarrow 0)$, основываясь на расчетных данных по выходу РИ из лазер-плазменного источника. При любом подходе к выбору $J_c(t)$ эта функция не должна противоречить имеющимся экспериментальным данным по параметрам анодного тока. Проверку на согласование можно провести, основываясь на взаимно однозначном соответствии

между скоростью нарастания плотности тока эмиссии электронов, амплитудой и временем фронта нарастания плотности анодного тока, для чего были использованы результаты измерений амплитуды анодного тока первым токовым датчиком FC_1 .

На рис. 3, 4 представлены результаты расчетов плотности и времени нарастания фронта (по уровню 0.1–0.9 от максимального значения) анодного тока для точки расположения первого токового датчика (примерно 20.5 mm от начала анода) от амплитуды эмиссионного тока на катоде для нескольких вариантов временной зависимости эмиссионного тока на катоде, зарегистрированные в отдельных опытах. Видно, что с увеличением амплитуды эмиссионного тока на катоде амплитуда

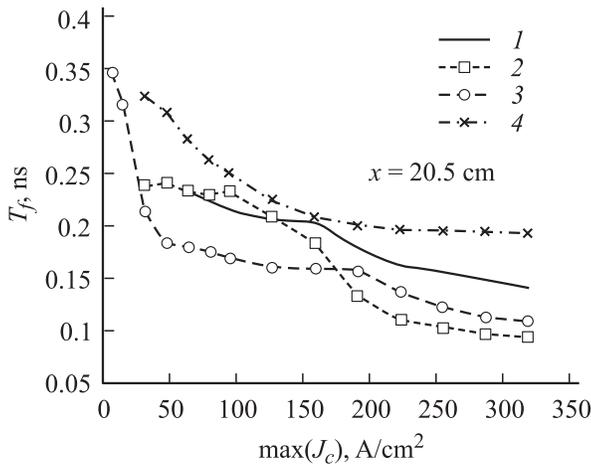


Рис. 3. Зависимости времени фронта анодного тока от амплитуды тока эмиссии на катоде, полученные для нескольких форм импульса эмиссионного тока: 1 — усредненная форма $J_c(t)$, 2 — первая форма $J_c(t)$, 3 — вторая форма $J_c(t)$, 4 — третья форма $J_c(t)$.

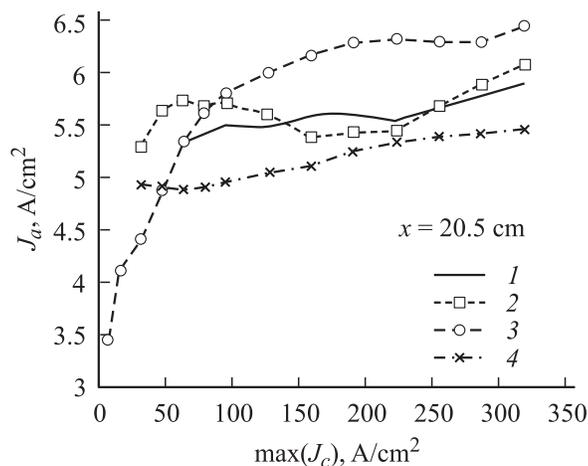


Рис. 4. Зависимости амплитуды анодного тока в зависимости от амплитуды тока эмиссии на катоде, полученные для нескольких форм импульса эмиссионного тока: 1–4 — то же, что и на рис. 3.

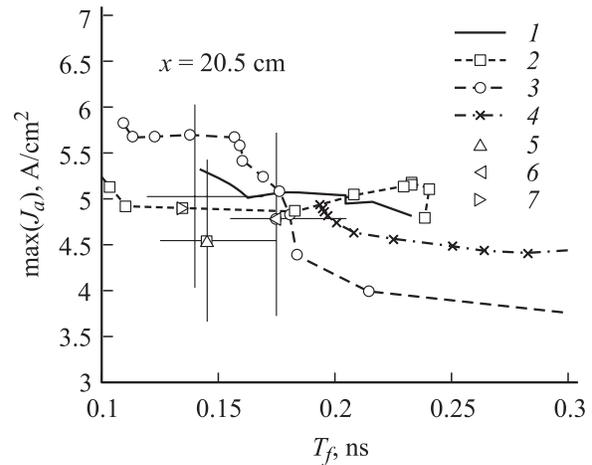


Рис. 5. Зависимости амплитуды анодного тока от его времени фронта, полученные в эксперименте и рассчитанные для нескольких форм импульса эмиссионного тока. 1–4 — то же, что и на рис. 3; 5–7 — эксперименты 2409, 1804, 1304 соответственно.

анодного тока не убывает, а продолжительность времени фронта сокращается.

Используем полученную информацию по амплитудам и фронтам анодного тока для выбора $J_c(t)$ из экспериментальных данных. На рис. 5 приведены данные о зависимости плотности анодного тока от времени фронта, полученные в результате моделирования и в экспериментах. Видно, что, на первый взгляд, небольшие неопределенности в форме импульса эмиссионного тока приводят к заметным неопределенностям в амплитуде анодного тока — до 1 A/cm² и времени фронта — до 0.1 ns. С учетом погрешности измерения анодного тока можно считать, что и первая, и вторая, а также усредненная формы импульса эмиссионного тока согласуются с измерениями анодного тока. В дальнейшем для определенности при моделировании зависимости тока эмиссии на катоде использовалась первая форма импульса эмиссионного тока.

Анализ экспериментальных данных и сравнение с результатами моделирования

Параметры сверхсветового импульса тока (временная форма и изменение амплитуды вдоль катода), распространяющегося над анодом, имеют первостепенное значение для определения пространственно-временного распределения генерируемого ЭМИ. На рис. 6, 7 представлены экспериментальные и расчетные данные по распределению амплитуды плотности анодного тока и времени нарастания фронта вдоль излучающего элемента. Видно, что имеется неплохое согласие между измеренными величинами и результатами моделирования, при этом амплитуда тока эмиссии на катоде находится в

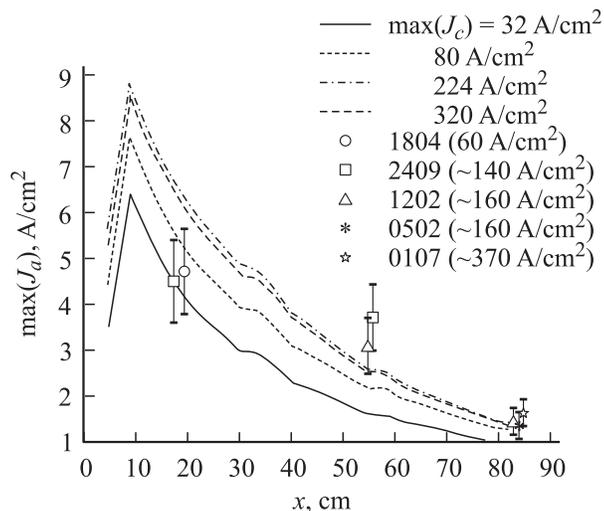


Рис. 6. Пространственное распределение амплитуды анодного тока вдоль катода для различных значений амплитуды тока эмиссии на катоде.

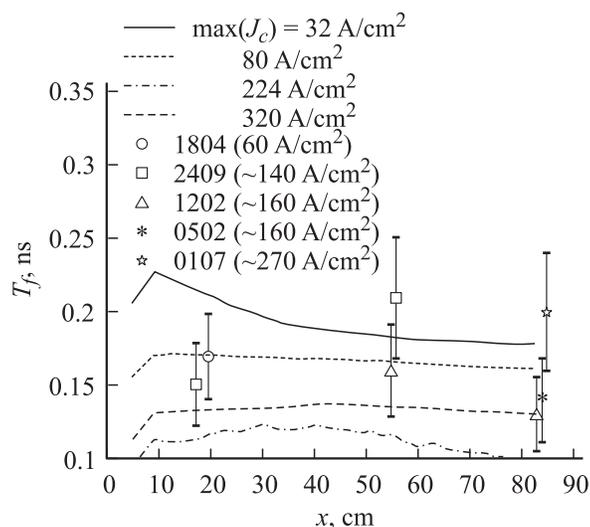


Рис. 7. Пространственное распределение времени фронта анодного тока вдоль катода для различных значений амплитуды тока эмиссии на катоде.

интервале от 30 до 300 А/см², что также согласуется с экспериментом. Величина анодного тока достаточно быстро убывает по мере удаления от источника, при этом длительность фронта практически не меняется (рис. 7), но изменяется форма импульса (рис. 8, 9). Как показано в работе [7], этот эффект обусловлен динамическим ограничением анодного тока полем „волноводной“ моды ЭМ излучения, которая образуется от сверхсветового импульса тока ускоренных электронов в межэлектродном промежутке ускоряющего диода. Суммарное поле „волноводной“ ЭМ волны и пространственного заряда нарастает существенно быстрее и имеет большее значение, чем одно поле пространственного заряда, и приводит к уменьшению времени T_m , в течение которого

с катода происходит инжекция электронов, достигающих впоследствии анода, динамическому уменьшению величины ускоряющего поля в зазоре.

Как следствие, происходит соответствующее уменьшение анодного тока и амплитуды производных дипольного момента. Из-за формирования ССИ на фронте РИ в режиме сильного насыщения эффект неоднородности облучения, связанный с убыванием плотности потока РИ, не успевает проявиться на фоне эффекта ограничения тока „волноводной“ модой и практически не влияет на формирование сверхсветового тока и генерацию ЭМИ.

Эти эффекты хорошо видны на рис. 8, 9, где приведены зависимости анодного тока от времени для различных точек вдоль оси Ox , измеренных в опытах и полученных моделированием ССИ. Необходимо отметить, что поскольку временное разрешение измерительного тракта сравнимо с высокочастотной составляющей импульса

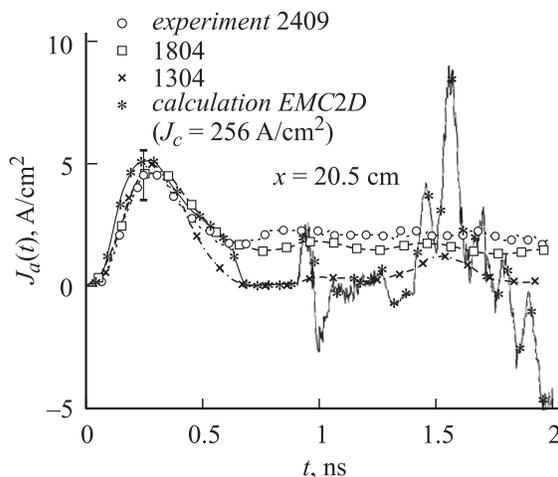


Рис. 8. Зависимость от времени тока ускоренных электронов над анодом в точке расположения детектора $FC1$ (ближний к источнику РИ край конденсатора).

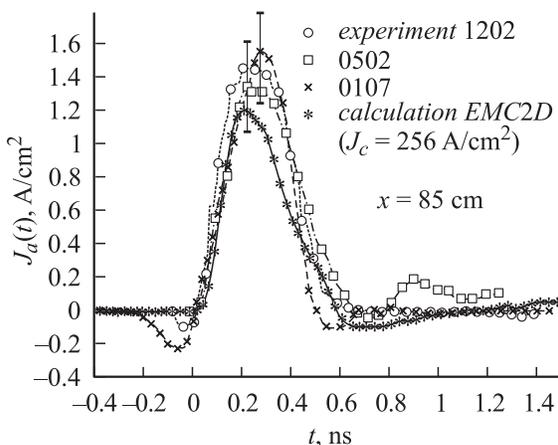


Рис. 9. Зависимость от времени тока ускоренных электронов над анодом в точке расположения детектора $FC1$ (дальний край конденсатора).

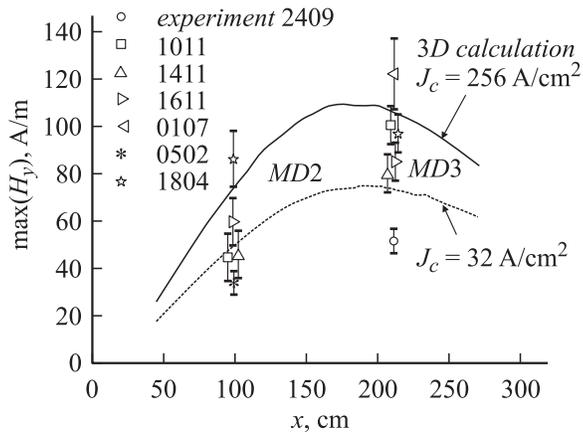


Рис. 10. Пространственное распределение максимального значения магнитного поля вдоль оси Ox , Oy , параллельной наибольшей стороне конденсатора и проходящей через точки расположения детекторов.

тока, то экспериментальные сигналы могут быть сглаженными по сравнению с расчетными.

Результаты расчетов показывают, что при зарегистрированных интенсивностях РИ лазер-плазменного источника амплитуда анодного тока достаточно быстро выходит на асимптотические значения по амплитуде эмиссионного тока на катоде и ее максимальное значение в точке расположения первого токового детектора не должно превышать 6.5 A/cm^2 . Это подтверждается в эксперименте, так как ни в одном из опытов не зарегистрировано плотности анодного тока, превышающего 5 A/cm^2 .

Среди главных задач, стоящих перед экспериментом, были регистрация электромагнитного излучения ССИ и подтверждение его характерных свойств — направленности и малой длительности. Регистрация магнитных полей проводилась в дальней зоне излучателя, где амплитуды полей определялись в основном второй производной дипольного момента, которая пропорцио-

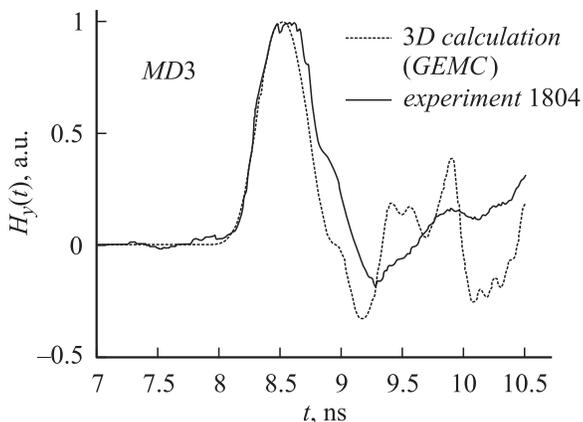


Рис. 11. Измеренная и расчетная зависимости магнитного поля от времени в точке расположения детектора $MD3$.

нальна энергии электронов и начальному напряжению конденсатора $\dot{P} \sim \varepsilon \sim \varphi_0$. Поскольку существует некоторая неопределенность как в форме импульса, так и в амплитуде тока эмиссии на катоде (исходя из экспериментальной погрешности измеренных значений анодного тока и времени его фронта на рис. 3, 4), то при моделировании магнитного поля в точках расположения детекторов $MD2$, $MD3$ можно указать только интервал значения, в котором могут находиться измеренные величины. На рис. 10 представлены расчетные данные по распределению максимального значения магнитного поля вдоль оси Ox при значениях координат x и y , соответствующих положению датчиков магнитного поля. Результаты моделирования хорошо согласуются с измеренными величинами как по абсолютной величине, так и по форме импульса (рис. 11). В волновой зоне излучателя генерируемый ЭМИ представляет собой видеоимпульс с длительностью менее 2 ns , которая определяется характерным временем разряда конденсатора. При совпадении фронтов расчетные и измеренные импульсы немного отличаются шириной импульса на полувысоте $\sim 0.1 \dots 0.2 \text{ ns}$. Это отличие, вероятнее всего, связано с тем, что при трехмерных расчетах ЭМ полей для задания электронных токов использовались временные функции, полученные при самосогласованном моделировании в двумерной геометрии, когда не учитывалась конечная протяженность конденсатора вдоль оси Oy . Расчеты распределения токов в поперечном направлении к распространению сверхсветового тока (рис. 2, b) показывают, что происходит не только увеличение амплитуды анодного тока на $20 \dots 30\%$, но и некоторое увеличение продолжительности импульса, примерно на $10 \dots 15\%$.

Выводы

Проведено математическое моделирование процесса генерации ЭМИ сверхсветовым источником эмиссионного тока, который был экспериментально реализован на установке „Искра-5“ в РФЯЦ–ВНИИТФ [8] и показал, что характерное ЭМ излучение имеет направленный характер и малую длительность; наблюдается динамическое ограничение плотности анодного тока генерируемым ЭМ излучением.

В результате расчетов были определены значения плотности анодного тока, которые могут быть получены в такой системе. Исследовано пространственно-временное распределение излучающего дипольного слоя. Показано, что амплитуда анодного тока и плотность дипольного момента довольно быстро убывают вдоль конденсатора и при увеличении длины излучающей поверхности происходит выход на асимптотическое значение. Этот эффект определяется ограничением предельного тока и связан с влиянием генерируемого излучения на движение электронов в ускоряющем зазоре.

В целом можно констатировать, что физико-математическая модель сверхсветового источника адекватно описывает полученные в эксперименте данные по пространственно-временному распределению анодного тока и электромагнитных полей, что подтверждает правильность теоретических положений [1,4–7], положенных в основу ее образования.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (грант МНТЦ № 1158-2000) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-02-17629) и Фонда „Научный потенциал“.

Авторы выражают искреннюю благодарность С.П. Мартыненко и А.В. Бессарабу за плодотворные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981.
- [2] Болотовский Б.М., Гинзбург В.Л. // УФН. 1972. Т. 106. С. 577.
- [3] Ландау Л.Д., Лившиц. Теория поля. М.: Наука, 1981.
- [4] Carron N.J., Longmire C.L. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1976. Vol. NS-23. N 6. P. 1897.
- [5] Лазарев Ю.Н., Петров П.В. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 1689.
- [6] Лазарев Ю.Н., Петров П.В. // Письма в ЖТФ. Т. 60. С. 625.
- [7] Лазарев Ю.Н., Петров П.В. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 6. С. 491.
- [8] Бессараб А.В., Кунин А.В., Мартыненко С.П., Прудкой Н.А., Солдатов А.В., Суслов Н.А., Терехин В.А. // Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ. Саров, 2001. № 1. С. 518.
- [9] Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В.Г. и др. // Квантовая электрон. 1991. Т. 18. С. 536.
- [10] Диянкова Е.В., Петров П.В. // Препринт ВНИИТФ. 1996. № 99.
- [11] Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
- [12] Eastwood J.W. // Comp. Phys. Comm. 1991. Vol. 64. P. 252.
- [13] Partial Differential Equation Toolbox User's Guide. The Mathworks Ins, 1997.