

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

C. D. Vasil'kov, M. V. Skachkov, Mathematical simulation of experiment on high-frequency electromagnetic fields effect, *Mat. Model.*, 1996, Volume 8, Number 10, 45–58

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

March 16, 2025, 03:22:50



МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

том 8 номер 10 год 1996

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОЦЕНКЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

© Г.Д. Васильков, М.В. Скачков

Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН;
Москва, Миусская пл., 4; (095) 972.07.37; postmast@applmat. msk. su
Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда
фундаментальных исследований. Грант РФФИ №94-01-00352.

Средствами математического моделирования исследуется генерация высокочастотных электромагнитных полей в результате инжекции в вакуумную камеру быстрых электронов ускорителя. Разработана математическая модель самосогласованного описания электромагнитных полей и электронных токов в "теплой" плазме. Программно реализована двумерная и трехмерная методики. Численно исследованы режимы генерации электромагнитных полей и влияние на них параметров эксперимента.

MATHEMATICAL SIMULATION OF EXPERIMENT ON HIGH-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC FIELDS EFFECT

G.D. Vasil'kov, M.V. Skachkov

The Keldysh Institute of Applied Mathematics;
Moscow, Miusskaya sq., 4.

By using mathematical simulation the generation of high-frequency electromagnetic field as a result of fast electron beam injection into vacuum chamber is investigated. A mathematical model of self-consistent description of electromagnetic fields and "warm" plasma electron currents is developed. 2- and 3-D computer codes are created. The electromagnetic field generation regimes and the influence of experimental parameters are investigated.

1. Введение

Известно [1], что внешние электромагнитные поля способны воздействовать на объекты, содержащие электронное и электротехническое оборудование, приводя к сбоям в работе аппаратуры. Среди возможных механизмов такого воздействия – наводки токов по внешнему корпусу объекта и проникновение высокочастотных электрических полей через отверстия в корпусе.

Возможны разные подходы к лабораторному испытанию работоспособности содержащих приборные комплексы объектов в условиях электромагнитного воздействия, различающиеся, например, способом возбуждения и физической природой электромагнитных колебаний. Один из таких подходов основан на ис-

пользовании ускорителей электронов в качестве источника электромагнитных полей. Выбором соответствующей редакции эксперимента и параметров установки можно попытаться добиться близости характеристик воздействия в опыте и в натуральных условиях функционирования объекта испытаний. Огрубляя задачу "оптимизации" условий опыта, можно сказать, что требуется добиться генерации электромагнитных полей возможно большей амплитуды с длиной волны, сопоставимой с размером объекта.

Генерация электромагнитных полей при распространении электронных пучков широко исследовалась как экспериментальными, так и расчетно-теоретическими методами (см., например [2-6]). Аккуратная математическая модель упомянутого выше эксперимента должна включать многомерное нестационарное самосогласованное описание распределения в конфигурационном и импульсном пространствах быстрых и вторичных электронов с учетом кинетики их взаимодействия с воздухом (внутри и вне камеры), деталями конструкции и генерируемым электромагнитным полем. В полном объеме эта проблема весьма сложна.

В настоящей работе рассматривается испытательная установка на базе ускорителя ЛУЭ-7/30 [7]. На этой установке последовательность импульсов релятивистских электронов ускорителя (амплитуда тока порядка десятков ампер) инжектируется в промежуток между цилиндрической боковой поверхностью вакуумной камеры радиуса R_{ch} и проводящей цилиндрической боковой поверхностью объекта испытаний радиуса R_{obj} (характерные размеры объекта и камеры – единицы метров).

Цель настоящей работы – предварить эксперимент проведением соответствующих исследований средствами математического моделирования. Такого рода анализ должен способствовать выработке рекомендаций по оптимизации условий опыта и параметров установки. Для этого необходимо решить следующие задачи: разработать расчетную математическую модель эксперимента; получить численные оценки параметров полей вблизи объекта и токов, наведенных на его поверхности. Экспериментальные работы на установке предполагается развернуть в будущем после выработки выводов о сравнительной эффективности режимов генерации полей с точки зрения вопроса воздействия.

Приведем некоторые оценки значений параметров эксперимента. Проникновение электрического поля внутрь объекта практически реализуется для волн, длина которых λ меньше его характерного пространственного размера L_{obj} . Отсюда частота ω колебаний электрического поля должна удовлетворять соотношению

$$\omega > 2\pi c / L_{obj}. \quad (1)$$

В зависимости от редакции эксперимента преобладают различные механизмы генерации высокочастотных электромагнитных полей: "резонаторный" (в камере с проводящими стенками) либо "ленгмюровский". В первом случае реализуется стоячая электромагнитная волна длины порядка $\lambda = (R_{ch} - R_{obj})$. Для геометрических параметров рассматриваемой установки "резонаторные" колебания достигают нужной частоты воздействия.

Остановимся на параметрах плазмы, обеспечивающих тот же порядок частоты ленгмюровских (плазменных) колебаний электронов. Из неравенства (1) для частоты плазменных колебаний следует условие на плотность электронов N_e ; в то же время, условие существования ленгмюровских колебаний подразу-

мевают их сравнительно слабое затухание, откуда следует ограничение на давление P воздуха в вакуумной камере.

Учитывая характеристики испытательной установки, приведем численные значения оценок: $N_e \geq 10^9 \text{ см}^{-3}$, $P \leq 10^{-2}$ Торр. Следует при этом иметь в виду, что средняя скорость (энергия) электронов плазмы характеризуется большой неопределенностью; она зависит от условий ионизации. Поэтому указанные оценки даны "с запасом" (исходя из "худших" условий). Для достижения такой плотности электронов на рассматриваемой установке необходима предварительная ионизация воздуха в вакуумной камере (предионизация).

Сформулированная ниже математическая модель самосогласованного описания полей и электронных токов в камере ориентируется на приведенные оценки параметров опыта.

2. Математическая модель

В основу численных исследований процессов генерации полей в рассматриваемом эксперименте положено самосогласованное описание электромагнитных полей и электронных токов в плазме, разбивающееся на связанные подзадачи:

- 1) описание движения быстрых электронов (сторонних токов);
- 2) описание электромагнитных полей с учетом внешнего тока быстрых электронов и индуцированных токов в плазме;
- 3) описание кинетики электронов плазмы (формирующихся в результате предварительной ионизации рабочего объема камеры, а также порожденных инжектированными быстрыми электронами) с учетом обратного влияния генерируемых электромагнитных полей.

Остановимся на основных чертах предлагаемой модели в рамках каждой подзадачи.

Будем считать слаботочный релятивистский пучок моноэнергетическим, а движение электронов в пучке равномерным, прямолинейным и направленным вдоль оси камеры. В этом случае пространственновременное распределение плотности сторонних токов в камере полностью определяется характеристиками инжектируемого пучка. Соображения в пользу применимости этих приближений, основанные на [8-11], изложены в [7].

Электромагнитные поля описываются нестационарными уравнениями Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{B} = 4\pi c^{-1} (\mathbf{J}^{ext} + \mathbf{J}^{ind}) + c^{-1} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = -c^{-1} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{J}^{ind} — плотность индуцированного тока "медленных" электронов плазмы. Уравнения дополняются нулевыми начальными условиями и граничными условиями. На проводящих поверхностях касательные составляющие E_{tg} электрического поля предполагаются равными нулю, на электропрозрачных границах раздела сред — непрерывными (вместе с \mathbf{B}_{tg}).

Остановимся на модели описания движения электронов плазмы (порожденных предионизацией и вторичных) под действием электромагнитного поля, созданного "разведенным" электронным пучком кольцевого сечения. (Сразу оговоримся, что кинетика ионов плазмы не рассматривается вследствие их малого вклада в индуцированный ток). В нашем случае вводятся следующие приближе-

ния:

1) исключается влияние магнитного поля и релятивистских эффектов;
 2) рассматриваются два сорта частиц: "фоновые" электроны, возникшие в результате предионизации воздуха в камере, и вторичные электроны, возникающие вследствие ионизации молекул воздуха инжектированным пучком;
 3) исключаются из рассмотрения неупругие столкновения нерелятивистских электронов с другими частицами в разреженной среде ($P \leq 0.01$ Торр) за время наблюдения $t \leq 1$ мкс. Тем самым пренебрегается электрохимическими реакциями (такими, в частности, как прилипание и отлипание электронов от молекул кислорода, электрон-ионная рекомбинация, ударная ионизация [12-14]). Некоторые соображения в пользу применимости такого упрощения высказаны в [7];

4) рассматривается случай слабоионизованной плазмы, для которой преобладающим является упругое рассеяние электронов на нейтральных молекулах, удовлетворительно описываемое интегралом столкновений легкой примеси в тяжелом газе [15]. Простейшая оценка интегралов упругих столкновений показывает, что приближение слабоионизованной плазмы выполняется, в частности, если камера заполнена разреженным слабоионизованным воздухом при давлении $P=0.01$ Торр и плотности электронов $N_e \leq 10^9 \text{ см}^{-3}$ с тепловыми скоростями $v_s \geq 10^7 \text{ см/с}$ [16].

Необходимый учет геометрических факторов приводит в общем случае к трехмерной (в конфигурационном пространстве) постановке. Имея это в виду, ограничимся рассмотрением системы "гидродинамических" уравнений относительно низших моментов функций распределения $f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ частиц сорта α :

$$\text{плотности электронов сорта } \alpha - \rho_\alpha(t, \mathbf{r}) = \int d\mathbf{v} \cdot f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) ;$$

$$\text{плотности потока электронов сорта } \alpha - \mathbf{j}_\alpha = \int d\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \cdot f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) .$$

Фигурирующая в (2) плотность индуцированного тока связана с введенными моментами соотношением

$$\mathbf{j}^{ind} = e \cdot \sum_\alpha \mathbf{j}_\alpha .$$

С учетом перечисленных выше приближений система гидродинамических уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j}_\alpha = S_\alpha(t, \mathbf{r}), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}_\alpha}{\partial t} + \nabla \Pi_\alpha - e m_e^{-1} \cdot \mathbf{E} \rho_\alpha + v_{eff, \alpha} \cdot \mathbf{j}_\alpha = 0. \quad (5)$$

При получении этих уравнений использовано предположение об изотропности процесса рождения электронов в плазме и введены обозначения

$$(\nabla \Pi_\alpha)_i = \frac{\partial}{\partial r_k} \Pi_{ik}^\alpha(t, \mathbf{r}); \quad \Pi_{ik}^\alpha(t, \mathbf{r}) = \int d\mathbf{v} \cdot v_i \cdot v_k \cdot f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v});$$

$$v_{eff, \alpha} \cdot \mathbf{J}_\alpha = \int d\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \cdot v_{\alpha n}(v) \cdot f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}),$$

$S_\alpha(t, \mathbf{r})$ – плотность источника электронов сорта α .

Для замыкания моментных уравнений (4-5) необходимо ввести приближенные модели описания тензора $\Pi_\alpha = (\Pi_{ik}^\alpha)$ и вектора $v_{eff, \alpha} \cdot \mathbf{J}_\alpha$. Их удастся вычислить (и придать тем самым уравнениям (4-5) "гидродинамически замкнутый" вид) в двух предельных случаях. Одним из них является предел "холодной" плазмы [17]. Рассмотрим другой предельный случай – "теплой" нерелятивистской плазмы $|\mathbf{J}_\alpha| \ll \rho_\alpha \cdot v_{s\alpha} \ll \rho_\alpha \cdot c$. Предположим [18-20], что

$$f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0^\alpha(t, \mathbf{r}, v) + (\mathbf{v}/v) \cdot \mathbf{f}_1^\alpha(t, \mathbf{r}, v), \quad |\mathbf{f}_1^\alpha| \ll f_0^\alpha.$$

Тогда

$$\Pi_{ik}^\alpha = (1/3) \cdot \rho_\alpha \cdot v_{s\alpha}^2 \cdot \delta_{ik}; \quad v_{eff, \alpha} \cdot \mathbf{J}_\alpha = (4/3) \cdot \bar{v}_\alpha \cdot \sigma \cdot N_m \cdot \mathbf{J}_\alpha,$$

$$\bar{v}_\alpha = \frac{1}{\rho_\alpha} \int d\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \cdot f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad v_{s\alpha}^2 = \frac{1}{\rho_\alpha} \int d\mathbf{v} \cdot v^2 \cdot f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}),$$

N_m – плотность молекул, σ – микроскопическое сечение упругого рассеяния, δ_{ik} – дельта-символ Кронекера.

Предполагая температуру электронов однородной по пространству, считаем $v_{s\alpha}^2$ и $v_{eff, \alpha}$ постоянными, так как неупругие процессы исключены из рассмотрения, а работа электрического поля над электроном мала по сравнению с его кинетической энергией. В рамках этих приближений (4-5) замыкается в систему уравнений акустики

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J}_\alpha = S_\alpha(t, \mathbf{r}), \tag{6}$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}_\alpha}{\partial t} + (1/3) \cdot v_{s\alpha}^2 \cdot \text{grad} \rho_\alpha - e \cdot m_e^{-1} \cdot \mathbf{E} \cdot \rho_\alpha + v_{eff, \alpha} \cdot \mathbf{J}_\alpha = 0. \tag{7}$$

Применимость модели теплой плазмы для описания кинетики электронов контролировалась как апостериорными оценками параметров кинетики медленных электронов, так и априорно с помощью условия токовой нейтрализации [10-11,17], которое подробно обсуждается в [16]. Его сущность заключается в предположении, что плотность индуцированного тока медленных электронов плазмы в условиях эксперимента не превосходит существенно максимальной плотности сторонних токов быстрых электронов. Ограничимся оценкой средних по группам электронов кинетических параметров, объединяя фоновые и вторичные электроны. При использованных значениях параметров установки для плотностей электронов N_e порядка 10^9 см^{-3} и выше неравенство $|\mathbf{j}_{max}^{ext}| \leq N_e \cdot v_s$ имеет место для тепловых скоростей v_s , не меньших 10^7 см/с , что примерно отвечает нормальной температуре. В описанных ниже расчетах фоновые и вторичные электроны также объединялись. Применимость такого упрощения контролировалась численным исследованием чувствительности результатов к параметрам медленных электронов.

При решении уравнений (6-7) в занятой плазмой области пространства возникает проблема постановки краевых условий. Адекватное описание совокупности эффектов, имеющих место при взаимодействии плазмы со стенками объекта и камеры — сложная самостоятельная кинетическая задача [21]. Решение ее в рамках использованной простейшей моментной модели не представляется возможным. В [16] это проиллюстрировано на конкретном примере постановки краевых условий на поглощающей граничной поверхности. Суть эффекта состоит в образовании погранслоя вблизи поверхности, в котором приближения модели не выполняются. Погранслоем образуются не только у поглощающих электроны стенок, но и у тех граничных поверхностей, на которых краевые условия допускают накопление зарядов, например, при полном отражении. Оценка толщины погранслоя для концентрации электронов для типичных параметров эксперимента дает величину порядка сантиметра-долей миллиметра [16], что меньше других характерных пространственных масштабов.

Учет такого рода погранслоев на границе плазмы создает трудности при численном моделировании; с другой стороны, их исследование не входит в нашу задачу. Следуя [22], постараемся поставить граничные условия так, чтобы избежать погранслоев вовсе. Напрашиваются две возможности. Первая заключается в требовании квазинейтральности плазмы у граничной поверхности Π . Из этого требования в предположении неподвижности ионов естественно вытекает граничное условие

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|_{\Pi} = S(t, r) \Big|_{\Pi} \quad (8)$$

Вторая возможность заключается в требовании равенства нулю производных по направлению нормали \mathbf{n} к внешней граничной поверхности Π плотности электронов либо плотности потока электронов через поверхность

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} (\mathbf{j}, \mathbf{n}) = 0. \quad (9)$$

Вычислительные эксперименты подтвердили эффективность этих краевых условий.

3. Двумерная методика и результаты расчетов

В цилиндрической вакуумной камере радиуса $R_{ch} = 2$ м и высоты $H_{ch} = 5.6$ м на расстоянии $h_{obj} = 1$ м от пола размещен цилиндрический объект радиуса $R_{obj} = 1.2$ м и высоты $H_{obj} = 4$ м. Используется цилиндрическая система координат (r, φ, z) , ось z которой совпадает с осями камеры и объекта. Начало координат помещено на проводящую подстилающую поверхность. В рамках пространственно двумерной аксиально симметричной модели в отсутствие азимутальных токов уравнения (2-3, 6-7) сводятся к системе уравнений относительно компонент электрического поля E_r, E_z , магнитного поля B_φ , индуцированных электронных токов j_r, j_z и плотности электронов ρ .

Граничные условия на поверхностях проводников (объекта, подстилающей поверхности, металлической камеры) имеют вид: $[\mathbf{E}, \mathbf{n}] = 0$ и условие (8) (\mathbf{n} — вектор нормали к поверхности). В варианте с металлической камерой границы расчетной области $z = 0, z = Z_{max}, r = R_{max}$ совпадают со стенками камеры $z = 0, z = H_{ch}, r = R_{ch}$. В варианте с "прозрачной" камерой на ее стенках полагались непрерывными касательные составляющие напряженностей электри-

ческого и магнитного полей; на границе расчетной области $z=Z_{max} > H_{ch}$, $r=R_{max} > R_{ch}$ ставились условия излучения

$$B_{\varphi} = \frac{z - (H_{ch}/2)}{\sqrt{r^2 + (z - (H_{ch}/2))^2}} E_r - \frac{r}{\sqrt{r^2 + (z - (H_{ch}/2))^2}} E_z .$$

Токи и концентрация электронов вне камеры полагались равными нулю. На "прозрачной" границе камеры уравнения (6)-(7) дополнялись краевыми условиями (9).

Приведем использованные в расчетах исходные данные. Сторонний ток быстрых электронов ускорителя J^{ext} в камере при $r > R_{obj}$ имел только z -компоненту; его плотность бралась равной

$$J^{ext} = (I_{max}/S_{beam}) \cdot \varphi(t - z/v_f),$$

$$\varphi(t) = \Phi(t) \cdot \Psi(t),$$

$$\Phi(t) = \begin{cases} \sin(2\pi t/T_0), & 0 \leq t \leq 0.5T_0, \\ 0, & 0.5T_0 \leq t \leq T_0; \end{cases}$$

$$\Phi(t+T_0) \equiv \Phi(t);$$

$$\Psi(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0 \\ 0.5 \left\{ 1 + \cos \left[\pi(t - T_{1/2})/T_{1/2} \right] \right\}, & 0 \leq t \leq 2T_{1/2}; \\ 0, & t \geq 2T_{1/2} . \end{cases}$$

$$T_0 = 20 \text{ нс}; T_{1/2} = 0.2 \text{ мкс.}$$

Амплитуда тока ускорителя бралась равной $I_{max} = 60$ А; площадь сечения пучка $S_{beam} = \pi(R_{ch}^2 - R_{obj}^2)$; энергия быстрых электронов в пучке $W_f = 7$ МэВ. При $r < R_{obj}$ сторонние токи полагались равными нулю.

Плотность источников вторичных электронов S бралась в соответствии с формулой [7,23-24]:

$$S(t, r) = (f_T/W_i) \cdot |J^{ext}(t, r)/e| ,$$

$f_T[\text{дин}] = 3.5 \cdot 10^{-9} \cdot P [\text{Торр}] / 760$ – действующая на быстрый электрон сила ионизационного торможения, P – давление воздуха в камере; $W_i = 34$ эВ – работа на рождение пары электрон-ион в стационарном случае.

Эффективная частота соударений

$$v_{eff}(c^{-1}) = (4/\sqrt{3}) \cdot \pi a^2 v_0 \cdot N_L \cdot P [\text{Торр}] / 760,$$

$$a = 1.75 \cdot 10^{-8} \text{ см}, N_L = 2.68 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}, v_0 = (2 \langle \epsilon_0 \rangle / 3 m_e)^{1/2},$$

$\langle \varepsilon_0 \rangle$ – средняя энергия электронов в плазме.

Давление воздуха P в вакуумной камере во всех вариантах (кроме оговоренных особо случаев идеального вакуума) бралось равной 0.01 Торр. Начальная плотность ρ_0 и средняя энергия $\langle \varepsilon_0 \rangle$ электронов в плазме варьировались в зависимости от варианта расчета. Последняя, если это особо не оговаривается, полагалась равной 8 эВ.

Для аппроксимации уравнений (2)-(3), (6)-(7) использовался вариант схемы "крест". Подробно разностная схема выписана в [25]. Здесь мы приведем ее основные характеристики. Вводится равномерная сетка по времени $t_n = n \cdot \Delta t$, и пространственная сетка в цилиндрических координатах (r_j, z_i) : внутри камеры равномерная, вне камеры – "квазиравномерная" (т.е. шаги по каждой переменной увеличиваются с удалением от центра по закону геометрической прогрессии со знаменателем, немного превышающим единицу – 1.05). "Распределение" компонент искомого вектора решений по точкам сетки приведено в табл.1. Цилиндрические границы раздела областей $r = \text{const}$ совпадают с координатными поверхностями $r = r_j$, плоские границы $z = \text{const}$ – с поверхностями $z = z_i$. Аппроксимация вблизи оси строилась по образцу [26].

Таблица 1

	E_r	E_z	B_φ	ρ	J_r	J_z^{ext}, J_z
$i (z)$	i	$i+1/2$	$i+1/2$	i	i	$i+1/2$
$j (r)$	$j+1/2$	j	$j+1/2$	j	$j+1/2$	j
$n (t)$	n	n	$n+1/2$	n	$n+1/2$	$n+1/2$

В базовом варианте расчета шаг по времени Δt полагался равным $2.5 \cdot 10^{-11}$ с, шаги по пространственным переменным внутри камеры $\Delta z = \Delta r = 4$ см. Таким образом, область внутри камеры содержит 50 шагов по r и 140 шагов по z . Программа написана на языке ФОРТРАН и реализована на ПЭВМ IBM PC AT-486. Примеры тестирования программы и их результаты приведены в [7,25]. Упомянем сравнение с аналитическим решением задачи для пустой проводящей камеры и с численным решением задачи меньшей размерности, счет "на сходимость" на последовательности вложенных сеток для реальных данных и др. Указанное тестирование продемонстрировало надежность работы программы и позволило оценить погрешность расчетов компонент решения величиной порядка десятых долей – единицы процента от их амплитудных значений в равномерной сеточной метрике.

Обсудим результаты расчета (подробно они приведены в [25]). Как уже упоминалось, результирующие электромагнитные поля в камере обусловлены суперпозицией нескольких осцилляторных процессов: квазипериодическими импульсами быстрых электронов, плазменными колебаниями, колебаниями резонатора "объект-камера". Сравнительный вклад этих процессов определяется условиями эксперимента.

В качестве примеров результатов расчетов на рис.1,2 приведены временные зависимости продольной (параллельной боковой поверхности объекта) составляющей электрического поля в точке засечки на высоте 1.6 м от нижнего

среза объекта и на расстоянии 4 см от его боковой поверхности. На представленных промежутках времени напряженность поля достигает наибольших значений.

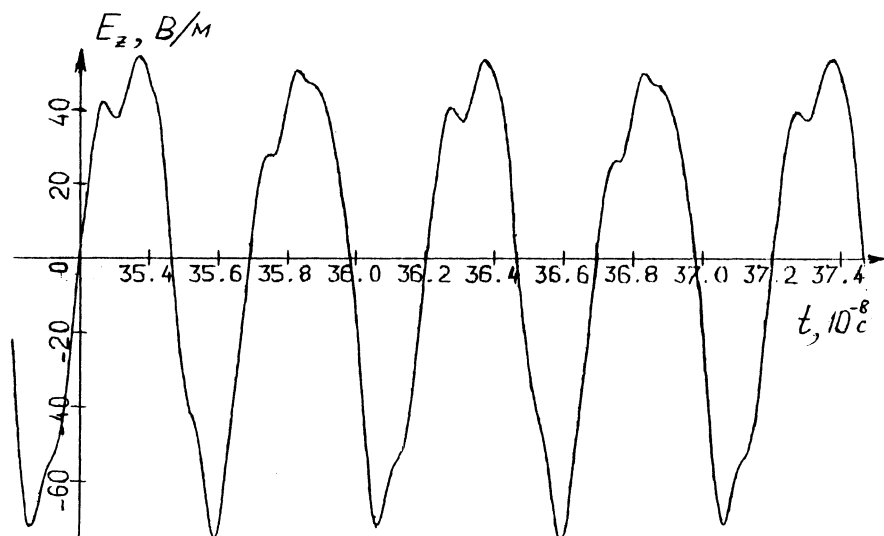


Рис.1. Аксиально симметричная модель. Металлическая камера; вакуум.

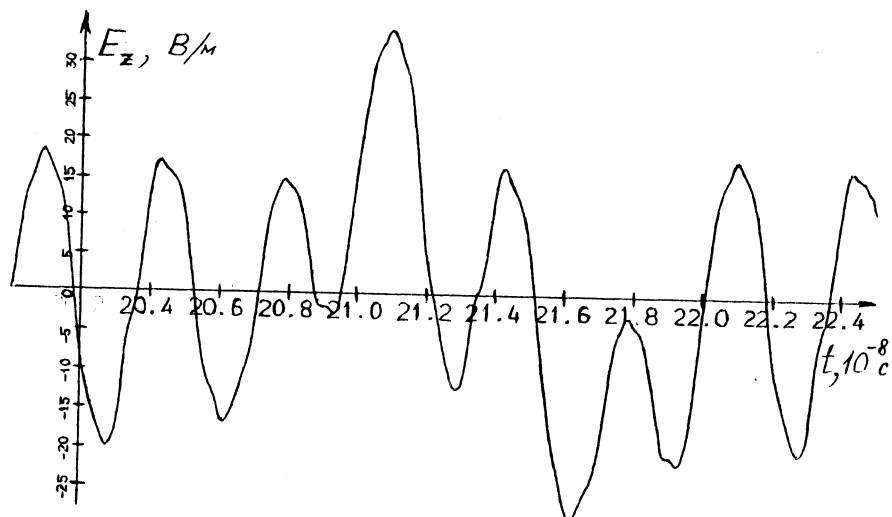


Рис.2. Аксиально симметричная модель. "Прозрачная" камера; $P = 10^{-2}$ Торр; $\rho_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Дополнительные методические исследования показали, что в "оптимальных" условиях опыта ($\rho_0 \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $P = 0.01 \text{ Торр}$) индуцированные токи носят по существу локальный характер и слабо зависят от энергии электронов. Одно из принципиальных упрощений модели связано с замыканием моментных уравнений путем введения в уравнения для токов упрощенного описания членов, содержащих производные по пространству. Отмеченные обстоятельства позволяют рассчитывать на малость влияния указанного приближения на результирующие электромагнитные поля.

Подытожим некоторые характерные черты картины генерации электромагнитных полей. Проведенное в рамках двумерной модели теплой плазмы численное исследование показало, что в рассмотренных схемах эксперимента на расстоянии 4 см от боковой стенки объекта при начальной плотности электронов $\approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ и давлении $\approx 0.01 \text{ Торр}$ возбуждаются плазменные колебания продольной (параллельной стенке) составляющей E_z электрического поля частотой $\approx 10^9 \text{ с}^{-1}$ и амплитудой до 20 В/м. Видимые на графиках периодические "выбросы" амплитуд продольного электрического поля обусловлены импульсами стороннего тока. Электромагнитные колебания резонатора объект – металлическая камера с близкими частотными характеристиками реализуются и в отсутствие предионизации. В случае полного вакуума амплитуда продольных полей вблизи объекта достигает 60 В/м. В точке наблюдения, находящейся посередине между стенками объекта и камеры, где влияние проводящих поверхностей сказывается меньше, амплитуда продольной компоненты в несколько раз превышает соответствующие значения вблизи объекта. Напротив, поперечная компонента E_r электрического поля достигает наибольших значений вблизи поверхности объекта. Временная зависимость азимутального магнитного поля B_φ определяется в первую очередь квазипериодическими импульсами внешнего тока. Амплитуда наведенного на объект тока не превышает 45 А и достигает наибольших значений в случае пустой металлической камеры; ионизация воздуха уменьшает этот ток.

4. Трехмерная методика и результаты расчетов

Для оптимальной с точки зрения электромагнитного воздействия редакции эксперимента (возбуждение в вакууме колебаний резонатора объект – металлическая камера) проведены расчеты генерации электромагнитных полей в трехмерной постановке. Рассмотрено "впрыскивание" неразведенного пучка электронов ускорителя в промежуток между объектом и камерой; тем самым пространственное распределение сторонних токов не обладает аксиальной симметрией. При описании динамики быстрых электронов по-прежнему предполагается, что их поток плоскопараллелен и направлен вдоль оси z . Распределение интенсивности потока по сечению предполагается осесимметричным и гауссовским. Характерный радиус пучка – 20 см. Ось пучка отстоит на равном расстоянии 40 см от стенок камеры и объекта. Амплитуда силы тока равна, как и ранее, 60 А.

Постановка задачи сводится к решению пространственно-трехмерного уравнения Максвелла в цилиндрических координатах с нулевыми начальными условиями и краевыми условиями на проводящих границах объекта и камеры. Для ее решения разработана спектрально-разностная методика, основанная на сочетании схемы "крест" в переменных (t, r, z) с разложением в ряд Фурье по системе тригонометрических функций угловой переменной φ . Наличие плоскости симметрии (проходящей через оси камеры и пучка) определяет свойства четности по φ плотности стороннего тока и компонент электромагнитных полей.

При этом задача разбивается на последовательность "развязанных" пространственно двумерных задач, что радикально уменьшает требуемую оперативную память и объем обменных операций ЭВМ.

Таблица 2.

	E_r	E_φ	E_z	B_r	B_φ	B_z	J_z^{ext}
$i (z)$	i	i	$i+1/2$	$i+1/2$	$i+1/2$	i	$i+1/2$
$j (r)$	$j+1/2$	j	j	j	$j+1/2$	$j+1/2$	j
$n (t)$	n	$n+1/2$	n	n	$n+1/2$	n	$n+1/2$

По переменным (t, r, z) использованы равномерные сетки, аналогичные описанным в предыдущем разделе. "Распределение" компонент по точкам сетки представлено в табл.2. Обозначим символически $ROT_{x,y,z}^n$ x -компоненту разностной аппроксимации оператора ротора, действующего на y -, z -компоненты вектора U , взятого на временном слое n . Тогда дискретные уравнения для m -х коэффициентов Фурье (для которых мы сохраняем обозначения компонент) имеет следующий вид:

$$(E_r^n - E_r^{n-1}) / \Delta t = c \cdot ROT_r B_\varphi^{n-1/2} + 0.5 \cdot c \cdot m \cdot (B_z^n + B_z^{n-1}) / r,$$

$$(E_z^n - E_z^{n-1}) / \Delta t = c \cdot ROT_z B_\varphi^{n-1/2} - 0.5 \cdot c \cdot m \cdot (B_r^n + B_r^{n-1}) / r - 4\pi J_z^{n-1/2},$$

$$(B_r^n - B_r^{n-1}) / \Delta t = -c \cdot ROT_r E_\varphi^{n-1/2} + 0.5 \cdot c \cdot m \cdot (E_z^n + E_z^{n-1}) / r,$$

$$(B_z^n - B_z^{n-1}) / \Delta t = -c \cdot ROT_z E_\varphi^{n-1/2} - 0.5 \cdot c \cdot m \cdot (E_r^n + E_r^{n-1}) / r,$$

$$(E_\varphi^{n+1/2} - E_\varphi^{n-1/2}) / \Delta t = c \cdot ROT_\varphi B_{r,z}^n,$$

$$(B_\varphi^{n+1/2} - B_\varphi^{n-1/2}) / \Delta t = -c \cdot ROT_\varphi E_{r,z}^n.$$

Члены, описывающие производные по φ , центрируются по времени с весами $1/2$, что обеспечивает второй порядок аппроксимации и формально приводит к неявной схеме. Однако, как легко видеть, в силу специфики спектрального подхода "неявность" сводится к необходимости решать в каждой точке по (t, r, z) две системы линейных алгебраических уравнений с двумя неизвестными (соответственно (E_r^n, B_z^n) , (E_z^n, B_r^n)). Программа была написана на ФОРТРАНе,

расчеты производились на ПЭВМ РС АТ-486.

При разложении бралось 30 членов ряда Фурье, что обеспечивает точность задания распределения сторонних токов порядка процента от максимального значения в равномерной сеточной метрике. Отметим, что при тестировании программы на имеющей аналитическое решение задаче о собственных электромагнитных колебаниях проводящей цилиндрической камеры было обнаружено, что и амплитуды и периоды колебаний передаются с точностью до долей процента на протяжении 20000 временных шагов. В то же время на высокочастотных модах суммарный набег фаз вследствие схемной дисперсии на таких расчетных промежутках (содержащих сотни периодов) оказывался сопоставим с периодом колебаний. Это не позволяет рассчитывать на точную "мгновенную фотографию" распределения полей на больших временах (рассчитанных на описанных выше сетках); однако общая картина временного поведения полей в точке засечки передается при этом достаточно надежно.

На рис.3 приведен пример расчета временной зависимости компоненты E_z в ближайшей к оси пучка точке засечки с координатами (r,z) теми же, что на рис.1,2. Видно, что повышение локальных значений плотности стороннего тока (вследствие уменьшения сечения пучка) по сравнению с двумерной моделью приводят к увеличению амплитуды поля до 150 В/м. Интересно отметить, что нулевой (аксиально симметричный) член ряда Фурье совпадает с решением описанной ранее двумерной задачи с точностью до 10%, несмотря на различие в распределении плотности стороннего тока кольцевого сечения по переменной r .

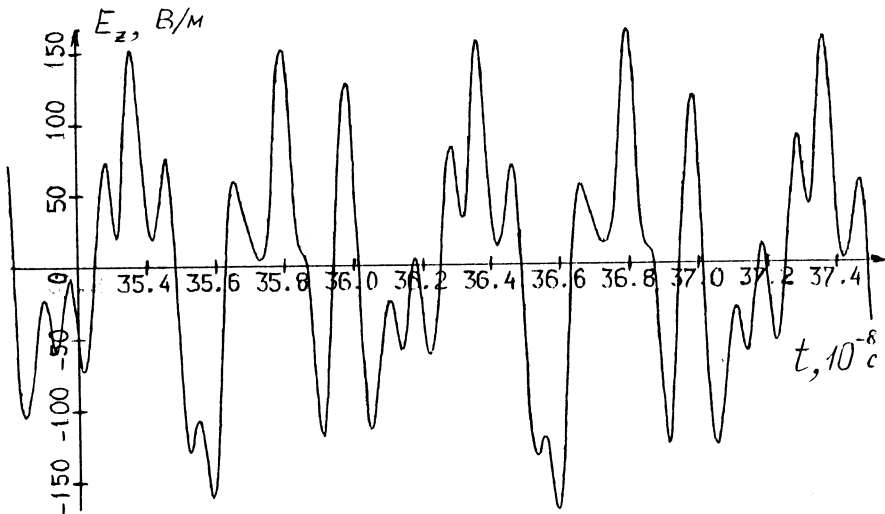


Рис.3. Трехмерная модель. Металлическая камера; вакуум.

Авторы выражают свою искреннюю признательность инициаторам работы В.Б. Бугаеву и А.В. Мойсеенко; они же представили данные по характеристикам испытательной установки. Авторы благодарны также В.П. Загонову за внимание и помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C.L. Longmire. On the electromagnetic pulse produced by nuclear explosions // IEEE Trans. on Ant. and Prop., 1978, v. AP-26, № 1, p. 3-13.
2. Н.Ф. Ковалев, М.И. Петелин, М.Д. Райзер и др. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов // Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, вып.4, с. 232-235.
3. D.E. Merewether, W.A. Radasky. Nonlinear electromagnetic fields within a cylindrical cavity excited by ionizing radiation. // IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, № 6, p. 998-1004.
4. T.A. Tumolillo, J.P. Wondra. МЕЕС-3D: A computer code for self-consistent solution of the Maxwell-Lorenz equations in three dimensions // IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1977, v. NS-24, № 6, p. 2449-2455.
5. А.В. Березин, С.В. Коротков, М.Б. Марков, А.К. Маслов, О.Г. Ольховская. Самосогласованная численная модель динамики аксиальносимметричного пучка релятивистских электронов в идеально проводящей цилиндрической полости. - М.: Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша РАН, 1992, препр. № 94, 21 с.
6. V.A. Gasilov, S.V. Zakharov, M.B. Markov, O.G. Olkhovskaya. Numerical solution of the problem of the electron emission from plane surface // Proc. of the Int. IMACS Conf. "Mathematical Modelling and Applied Mathematics", Moscow, 1990. - Amsterdam, Elsevier Sci. Publishers, 1992, p. 189-194.
7. Г.Д. Васильков, Е.Г. Лукьянова. О математической модели эксперимента по оценке воздействия высокочастотных электромагнитных полей на объект. - М.: Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша РАН, 1994, препр. № 68, 20 с.
8. L. Pages, E. Bertel, H. Joffre, L. Sklaventis. Energy loss, range and bremsstrahlung yield for 10-keV to 100-MeV electrons // Atomic data, 1972, 4, 1-127, p. 124.
9. Тормозная способность электронов и позитронов / Доклад 37 МКРЕ. - М.: Энергоатомиздат, 1987, с. 145-147.
10. Г. Валлис, К. Зауэр, Д. Эюндер, С.Е. Росинский, А.А. Рухадзе, В.Г. Рухлин. Инжекция высокоэнергетических релятивистских электронных пучков в плазму и газ // Успехи физ. наук, 1974, т. 113, вып.3, с. 435-462.
11. P.A. Milleretal. Relativistic electron beam propogation in low-pressure cases // J. Appl. Phys., 1972, v. 43, 7, p. 3001-3013.
12. В.А. Никеров, Г.В. Шолин. Кинетика деградационных процессов. - М.: Энергоатомиздат, 1985, 137 с.
13. А.И. Голубев, А.В. Ивановский, А.А. Соловьев, В.А. Терехин, И.Т. Шморин. Одномерная модель для описания быстрых волн пробоя в длинных разрядных трубках // Вопр. атом. науки и техн., сер. Теоретическая и прикладная физика, 1985, вып.2, с. 17-27.
14. P. Felsenthal, J.M. Proud. Nanosecond-pulse breakdown in gases // Phys. Rev., 1965, v. 139, № 6A, p. 1796-1804.
15. В.П. Силин. Введение в кинетическую теорию газов. - М: Наука, 1971, 331 с.
16. Г.Д. Васильков, М.В. Скачков. Генерация высокочастотных электромагнитных полей в опытах по оценке электромагнитного воздействия. Модель "теплой" плазмы. - Москва: Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша РАН, 1995, препр. № 34, 23 с.
17. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. - М: Высшая школа, 1988, 424 с.
18. В.Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме - М.: ГИФМЛ, 1960, 552 с.
19. В.Л. Гинзбург, А.В. Гуревич. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электрическом поле // Успехи физ. наук, 1960, т. LXX, вып.2, с. 201-246.
20. Ю.П. Райзер. Основы современной физики газоразрядных процессов. - М.: Наука, 1980, 415 с.
21. Л. Хаксли, Р. Кролптон. Диффузия и дрейф электронов в газах. - М.: Мир, 1977, 672 с.
22. В.Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса З-типча // Вопросы теории плазмы вып.8. - М.: Атомиздат, 1974, с. 164-246.
23. Ю.А. Медведев, Б.М. Степанов, Г.В. Федорович. Электрическое поле, возбуждаемое в воздухе импульсом гамма-квантов // Прикл. механ. и техн. физ., 1970, № 4, с. 3-8.
24. А.А. Соловьев, В.А. Терехин. О радиальных электрических полях, возбуждаемых в воздухе точечным источником γ -квантов // Прикл. механ. и техн. физ., 1978, № 6, с. 3-9.

25. *Г.Д. Васильков, М.В. Скачков.* Генерация высокочастотных электромагнитных полей в опытах по оценке электромагнитного воздействия. Двумерная методика и результаты расчетов – Москва: Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша РАН, 1995, препр. № 36, 27 с.
26. *А.А. Соловьев* Об устойчивости схемы "крест" для двумерных уравнений Максвелла в цилиндрических координатах // *Вопр. атом. науки и техники, сер.Методики и программы численного решения задач математической физики*, 1985; вып.2, с. 3-9.

Поступила в редакцию
20.06.95.