

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТРУБЧАТЫХ ИСТОЧНИКАХ МОЩНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С САПФИРОВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

В.М. Градов<sup>1</sup>

gradov@bmstu.ru

С.В. Гавриш<sup>2</sup>

svgavr@list.ru

И.В. Рудаков<sup>1</sup>

irudakov@yandex.ru

<sup>1</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

<sup>2</sup> АО «СКБ «ЗЕНИТ», Москва, г. Зеленоград, Российская Федерация

---

### Аннотация

Сформулирована математическая модель разряда в смеси цезий–ртуть–ксенон, стабилизированного двойными оболочками из сапфира, в составе внешнего электрического LCR-контура с транзисторным ключом и дежурной дугой. В модели учтены нестационарные процессы в плазме, перенос излучения в линиях и непрерывном спектре в разряде и оболочках. Рассмотрены особенности прохождения импульсов тока сложной частотной структуры через плазменный столб при практически постоянном напряжении на разрядном промежутке в условиях резкого обрыва напряжения в конце импульса. Показано, как меняется во времени температурное поле в плазме, давление и электрическое сопротивление на стадиях импульса и паузы тока. Обсуждено влияние переходных процессов на устойчивость работы источника излучения. Результаты работы позволяют рекомендовать вычислительный эксперимент как важный для проектирования источников излучения метод определения той части доз цезия и ртути, вводимых в колбу источника излучения, которая непосредственно участвует в плазмообразовании в разрядном промежутке. При этом появляется возможность дать правильную интерпретацию имеющихся экспериментальных данных по электрическим и спектральным характеристикам приборов

### Ключевые слова

*Источник излучения, цезий, нестационарная плазма, перенос излучения, инфракрасная область, математическое моделирование*

Поступила в редакцию 21.09.2017  
© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017

---

**Введение.** Источники излучения инфракрасного (ИК) диапазона широко востребованы в научных исследованиях, сельском хозяйстве, медицине, промышленных технологиях, военном деле. Излучатели, рассматриваемые в настоящей работе, находят применение в системах оптико-электронного противодействия головкам самонаведения (ГСН) зенитных управляемых ракет для защиты летательных аппаратов (ЛА). Источник работает в режиме модуляции излучения

благодаря периодическому следованию импульсов сложной структуры. Импульсные газоразрядные лампы высокого давления с инертным наполнением (ксенон, криптон) при их значительной мощности интегрального по спектру излучения имеют низкий КПД в ИК-области, который к тому же ограничивается длинноволновой границей пропускания кварца ( $\sim 4$  мкм), используемого в качестве оболочки лампы.

Свободным от указанных недостатков является рассматриваемый в настоящей работе новый класс селективных источников излучения, в которых реализован импульсный разряд высокого давления в парах цезия, стабилизированный двойной оболочкой из сапфира. По экспертным оценкам [1–3], цезиевый источник системы противодействия должен обеспечивать заданные максимальную амплитуду импульса ИК-сигнала и глубину модуляции в спектральном интервале 3,5...5,5 мкм при средней потребляемой мощности не более 3 кВт.

Имеющейся информации [1–7] о характеристиках зарубежных излучателей и физике протекающих в них процессов явно недостаточно, чтобы понимать последствия тех или иных конструкторско-технологических решений. В [8–12] описаны конструкция ИК-источников, технологические особенности их разработки, приведены результаты моделирования процессов в разряде в квазистационарном приближении. Авторами [13] разработана модель цезиевой лампы, предлагаемой в качестве источника света. В настоящей работе рассмотрен нестационарный разряд импульсно-периодического типа в цезий–ртуть–ксеноновой плазмообразующей среде, с включением в расчетную схему внешней электрической цепи с дежурной дугой и транзисторным ключом газодинамики процессов в разряде и теплофизики двойных оболочек из сапфира, разделенных зазором с инертным газом. Источники излучения данного типа являются весьма сложными изделиями электронной техники, с широким комплексом нелинейных теплофизических процессов. В результате оказывается трудно или даже невозможно прогнозировать зависимость спектрально-энергетических и эксплуатационных характеристик излучателей от конструктивных особенностей и режимов их работы. В этой ситуации требуется детальное исследование всего комплекса физических явлений, развивающихся в плазме разряда и стабилизирующих его оболочках, а также во внешней электрической цепи, с максимальным привлечением методов и средств математического эксперимента.

**Постановка задачи, построение и реализация математической модели.** Рассмотрим нестационарный разряд в плазмообразующей среде цезий–ртуть–ксенон. Температуры электронов и тяжелых частиц принимаются совпадающими. Отклонения от этого допущения в пристеночных слоях несильно сказываются на результатах расчета энергетических, спектральных и электрофизических характеристик разрядов при давлениях плазмы  $\sim 0,2$  МПа и более и температурах  $(3...7) \cdot 10^3$  К. Система разряд–оболочка считается аксиально-симметричной, перенос субстанций вдоль оси цилиндра не рассматривается. Система дифференциальных уравнений выражает законы сохранения энергии, импульса и массы для плазмы в целом и отдельных компонентов [14–16]:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) + (\bar{\mathbf{v}} \nabla) \rho \left( \varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) = -\operatorname{div} p \bar{\mathbf{v}} + q - \operatorname{div} \bar{\mathbf{F}}_t; \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \rho (\bar{\mathbf{v}} \nabla) \bar{\mathbf{v}} = -\nabla p; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \bar{\mathbf{v}} = 0, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$ ,  $\rho$ ,  $\bar{\mathbf{v}}$ ,  $p$ ,  $q$ ,  $\bar{\mathbf{F}}_t$  — удельная внутренняя энергия плазмы, плотность среды, скорость плазмы, давление, мощность объемных источников энергии, вектор плотности потока теплоты за счет теплопроводности соответственно.

Модель, справедливая как для низких ( $\sim 0,01$  МПа), так и для высоких ( $\sim 0,2 \dots 0,4$  МПа) давлений, должна включать в себя уравнения непрерывности для частиц каждого сорта и переноса импульса:

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \operatorname{div} [n_a (\bar{\mathbf{v}} + \bar{\mathbf{U}}_a)] = \dot{n}_a \quad (4)$$

— уравнение непрерывности, где  $\dot{n}_a$ ,  $\mathbf{U}_a$  — скорость образования (или распада) частиц сорта  $a$  в единице объема в результате неупругих столкновений с другими сортами частиц, диффузионная скорость частиц  $a$ ;

$$m_e n_e \frac{d\bar{\mathbf{u}}_e}{dt} = -e n_e \bar{\mathbf{E}} - \nabla p_e - m_e n_e \sum_{k \neq e} \bar{\mathbf{v}}_{ek} (\bar{\mathbf{U}}_e - \bar{\mathbf{U}}_k); \quad (5)$$

$$m_i n_i \frac{d\bar{\mathbf{u}}_i}{dt} = e n_i \bar{\mathbf{E}} - \nabla p_i - n_i \sum_{k \neq i} m_{ik} \bar{\mathbf{v}}_{ik} (\bar{\mathbf{U}}_i - \bar{\mathbf{U}}_k); \quad (6)$$

$$m_n n_n \frac{d\bar{\mathbf{u}}_n}{dt} = -\nabla p_n - n_n \sum_{k \neq n} m_{nk} \bar{\mathbf{v}}_{nk} (\bar{\mathbf{U}}_n - \bar{\mathbf{U}}_k) \quad (7)$$

— уравнения переноса импульса без учета вязкости и термодиффузии; здесь  $m_j$ ,  $m_{jk}$ ,  $n_j$ ,  $e$ ,  $\bar{\mathbf{E}}$ ,  $p_j$ ,  $\bar{\mathbf{v}}_{jk}$ ,  $\mathbf{u}_m$ ,  $\mathbf{U}_m$  — масса частицы сорта  $j$  ( $j = e, i, n$ ), приведенная масса частиц сортов  $j$  и  $k$ , объемная концентрация частиц  $j$ -го вида, заряд электрона, напряженность электрического поля, парциальное давление  $j$ -й компоненты, средняя частота упругих столкновений частиц  $j$  и  $k$  с передачей импульса, скорость в лабораторной системе координат и диффузионная скорость частиц сорта  $m$  соответственно. Индексы  $e, i, n$  обозначают электроны, ионы и нейтральные частицы. Суммирование в правой части выполняется по всем сортам частиц, с которыми взаимодействуют частицы рассматриваемого сорта.

При дозвуковых скоростях производные по времени в (5)–(7) опускаются.

Система дополняется условиями сохранения массы каждого компонента в герметичном объеме, начальными и граничными условиями на оси и стенке.

Наиболее трудоемким в реализации оказывается моделирование переноса излучения в разрядной плазме и оболочках. Здесь за основу берется как точное

уравнение переноса излучения, так и его дифференциальные приближения: диффузионное приближение и приближение Шустера — Шварцшильда. Отметим, что при расчетах спектров источников излучения во многих случаях нужна тщательная проработка отдельных спектральных компонент, вплоть до учета «тонких» деталей поведения оптических свойств, например, в крыльях линий и рассмотрения сдвигов центров линий и асимметрии их контуров. Данное обстоятельство заставляет решать проблему переноса излучения в полном объеме, включая сложную задачу эффективного интегрирования по частоте.

В общем случае все фигурирующие в модели материальные функции плазмы приходится рассчитывать в ходе решения задачи. Наибольшее упрощение обеспечивает приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР) при заданном соотношении ядер тяжелых частиц всех сортов. Оценки на основе (5)–(7) показывают, что при высоком давлении и, следовательно, концентрациях частиц и частот упругих столкновений диффузионные скорости малы и можно ограничиться более простым вариантом модели, предполагающим наличие ЛТР. В этом случае возможна предварительная табуляция материальных функций в зависимости от температуры, давления и соотношения компонент. В настоящей работе приведены результаты расчетов именно в таком приближении, поскольку рассматривается разряд с давлением 0,15...0,4 МПа. Плазма считается слабонеидеальной.

Уравнения переноса излучения в диффузионном приближении на длине волны  $\lambda$  имеют вид

$$\vec{F}_\lambda = -\frac{c}{3k_\lambda} \nabla U_\lambda;$$

$$\text{div } \vec{F}_\lambda = c k_\lambda (U_{\lambda p}(T) - U_\lambda),$$

где  $\vec{F}_\lambda$ ,  $U_{\lambda p}$ ,  $U_\lambda$  — спектральные поток излучения, равновесная объемная плотность и реализующаяся в плазме объемная плотность энергии излучения.

Для определения температурного состояния оболочек источника излучения выписанная система уравнений дополняется уравнениями энергии (теплопроводности) для многослойной системы: пара оболочек и зазор между ними, заполненный газом

$$c_i(r) \frac{\partial T_{ci}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_i(r) \frac{\partial T_{ci}}{\partial r} \right) - \text{div } \vec{F}_{Li}(r),$$

где  $c_i$ ,  $\lambda_i$  — теплоемкость и коэффициент теплопроводности в  $i$ -м слое (нумерация слоев идет в направлении от разряда:  $i = 1$  и  $3$  — для внутренней и внешней оболочек,  $i = 2$  — для газа в зазоре);  $T_{ci}$  — температура в слое;  $\vec{F}_{Li}$  — интегральный по спектру поток излучения в оболочках (газ в зазоре является при эксплуатационных температурах диатермичной средой и в нем перенос излучения не рассматривается, т. е.  $\vec{F}_{L2} = 0$ ). Поток излучения формируется в результа-

те объемного излучения и поглощения в спектральной области полупрозрачности сапфира и рассчитывается в приближении Шустера — Шварцшильда для цилиндрического слоя [9, 17].

Граничные условия для расчета разряда совместно с оболочкой при отсутствии внешнего излучения, принимая во внимание, что перенос излучения в плазме моделируется в диффузионном приближении, ставятся следующим образом:

$$\begin{aligned} r = R_3, \quad F_{\lambda}^{-} &= 0, \\ r = R_1 = R, \quad F_{\lambda}^{+} &= F_{\lambda} + F_{\lambda}^{-}, \\ F_{\lambda} &= \frac{cU_{\lambda}}{2} - 2F_{\lambda}^{-}, \end{aligned}$$

где  $U_{\lambda}$ ,  $F_{\lambda}$ ,  $F_{\lambda}^{+}$ ,  $F_{\lambda}^{-}$ ,  $R$ ,  $R_1$ ,  $R_3$  — объемная плотность и радиальный результирующий поток излучения плазмы на границе с оболочкой, радиальные потоки излучения во внутренней оболочке в двух противоположных направлениях: от оси трубки и к оси, радиус канала разряда  $R_1 = R$  и внешний радиус наружной оболочки  $R_3$  соответственно.

Граничные условия для уравнений энергии в стенках [9] учитывают особенности процессов теплообмена в системе, в том числе лучистый теплообмен между внутренней и внешней оболочками в спектральной области непрозрачности сапфира за длинноволновой границей пропускания  $\lambda_d$  (около 6,5 мкм), поверхностное излучение наружной оболочки в окружающее пространство за указанной границей, процесс конвективного теплообмена на наружной поверхности потоком охлаждающего воздуха.

Спектральные распределения коэффициента поглощения лейкосапфира при разных температурах в диапазоне от 700 до 2300 К приведены в [18].

Разрядный контур включает в себя разряд, блок питания дежурной дуги, емкость, индуктивность, активное и нелинейное сопротивление, в качестве последнего выступает источник излучения. В цепь включен силовоточный транзисторный коммутатор, который обеспечивает формирование импульсов напряжения почти прямоугольной формы. Уравнение внешней электрической цепи следующее:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{L_k} [U_c - (R_k + R_p)I - I_d R_p - U_{ak}]; \quad \frac{dU_c}{dt} = -\frac{1}{C} I,$$

где  $I$ ,  $U_c$ ,  $L_k$ ,  $R_k$ ,  $R_p$ ,  $I_d$ ,  $U_{ak}$  — электрический ток, напряжение на конденсаторе, индуктивность, активное сопротивление контура и омическое сопротивление разряда, ток дежурной дуги и анодно-катодное падение напряжения соответственно. В состав разрядного контура входит нелинейный элемент — сопротивление разряда, являющееся функцией суммы тока основного разряда и дежурной дуги.

При  $t = 0$  задается начальное напряжение на конденсаторе, а также ток через разрядный промежуток, равный току дежурной дуги.

При моделировании нестационарных процессов в плазме возникает вопрос о начальных условиях задачи. В случае импульсно-периодических разрядов с достаточной частотой следования импульсов или режимов с дежурной дугой очередной импульс развивается от уже сформированного проводящего канала и трудностей с начальной стадией образования плазменного столба не возникает. При этом чтобы импульс развивался без пробоя, частота импульсов и ток дежурной дуги должны быть согласованы друг с другом.

Сформулированная модель может быть реализована только при наличии соответствующего информационного обеспечения по материальным функциям, которые, в свою очередь, приходится получать в основном расчетным путем, так как требуется точная привязка термодинамических, теплофизических и оптических свойств плазмы к ее температуре, давлению и составу.

Коэффициенты электропроводности, электронной теплопроводности, теплопроводности тяжелых частиц, энтальпия, коэффициент оптического поглощения вычислялись согласно [19, 20].

Кулоновские сечения столкновения рассчитывались согласно [15]. Сечения столкновения электронов с тяжелыми частицами и тяжелых частиц между собой взяты из [12].

Основными радиационными процессами, определяющими оптические свойства многокомпонентной атомарной плазмы, являются: фотоионизация атомов и ионов, торможение электронов в полях нейтралов и ионов, дискретные переходы связанных электронов. Суммарный коэффициент поглощения зависит от длины волны излучения, температуры и давления плазмы (в случае ЛТР) или от длины волны, концентрации частиц, температур электронов и тяжелых частиц, а также их распределения по уровням энергии (в случае неравновесной плазмы). При его вычислении проводится суммирование вкладов перечисленных процессов [12, 21].

Коэффициент поглощения плазмы, обусловленный фотоионизацией неводородоподобных уровней, определяется суммированием по всем уровням, с которых возможен отрыв электрона на данной частоте. В случае больцмановского распределения частиц по уровням расчет коэффициента проводится сразу при известных концентрациях частиц и температуре заселения. Свободно-свободные переходы электронов в полях ионов учитываются по Крамерсу с введением фактора Гаунта [14].

Наконец, при нахождении суммарного коэффициента поглощения атомарных компонент рассчитывается поглощение, связанное с обратным тормозным эффектом в полях нейтральных частиц [12].

Линейчатый спектр формируется в результате перекрытия крыльев линий, уширенных различными механизмами: штарковским, резонансным, доплеровским, вандерваальсовским. Перенос излучения в линиях сильно осложняет ре-



шение задач лучистого теплообмена. Это связано с узостью спектральных линий и их большим количеством.

При расчете коэффициента поглощения принимают во внимание ударный и доплеровский механизмы уширения, т. е. профиль линии считают фойхтовским.

Ударные ширины линий, обусловленные эффектом Штарка, вычисляются в соответствии с нестационарной теорией Собельмана — Вайнштейна [21]. Оценка параметров, определяющих применимость ударного или квазистатического приближения, показывает, что в типичных условиях газового разряда для включенных в расчет линий электроны создают ударное уширение. В то же время возможно квазистатическое уширение ионами. При расчете ударных ширин линий принимается во внимание уширение электронами и ионами. Вклад ионов, как правило, на порядок меньше вклада электронов. Применяются адиабатическая или неадиабатическая теории.

Математическая модель реализована численными методами [22]. Для дифференциальных уравнений в частных производных и обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка применяется метод конечных разностей, причем разностные схемы составляются интегро-интерполяционным методом, а их аппроксимация выполняется на сетках трех видов: равномерных, квазиравномерных, с фиктивными узлами.

Если исходные дифференциальные уравнения являются квазилинейными, то для решения разностных уравнений применяются итерационные методы. Граничные условия аппроксимируются на граничном двухточечном шаблоне, включающем крайнюю точку сетки и половинный узел (узлы  $N$  и  $N-1/2$ ) с порядком аппроксимации, равным двум. Анализ аппроксимации и устойчивости разностных решений [22] дает положительную оценку сходимости.

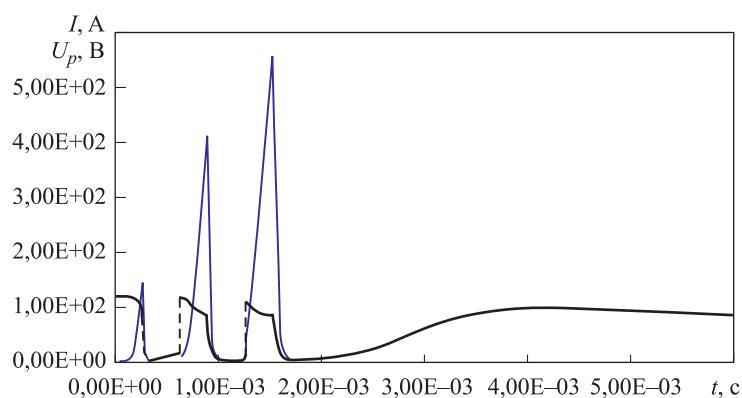
Задачи о переносе излучения в приближении Шустера — Шварцшильда и развитии процессов в разрядном контуре ставятся как задачи Коши. В этом случае применяются методы типа предиктор-корректор, Рунге — Кутта четвертого порядка точности, а также неявные схемы типа Гира. Неявные схемы особенно актуальны при решении электротехнических уравнений внешней цепи, так как система этих уравнений на переднем фронте импульса тока из-за большого омического сопротивления плазменного столба оказывается жесткой.

Решение отдельных уравнений математических моделей при задании в качестве параметров величин, определяемых из других уравнений, приводит после определенных усилий, как правило, к положительному результату. Иначе обстоит дело с решением систем уравнений. В этом случае успех не гарантирован и во многом зависит от рациональной организации итерационного процесса, который представляет собой множество вложенных итерационных циклов.

Модель реализована в соответствующем программно-алгоритмическом комплексе, который используется на всех этапах проектирования, разработки, исследования и эксплуатации изделия. Большие возможности программного комплекса подтверждены при выполнении поисковых работ и оптимизации параметров и режимов функционирования источников рассматриваемого типа.

**Результаты моделирования.** Функционирование источника излучения в электрической цепи определяется составом и количеством плазмообразующих компонентов (цезия, ртути), током дежурной дуги, индуктивностью, напряжением на конденсаторе, активным сопротивлением контура, частотной структурой импульсов излучения. Далее обсуждается развитие процессов в разряде с размерами промежутка  $R = 0,55$  см,  $L = 3,5$  см. Содержание цезия и ртути в разряде составляет 1,3 и 2 мг. Параметры электрической цепи: напряжение на конденсаторе 120 В, индуктивность 8 мкГн, емкость конденсатора 0,01 Ф, активное сопротивление контура 0,026 Ом, ток дежурной дуги 1 А. Время, через которое принудительно обрывается напряжение на конденсаторе, т. е. длительность импульса напряжения, составляет 260 мкс. Электрический режим для технологических задач отработки конструкции реализуется в виде пакетов из трех импульсов с частотой 1600 Гц в пакете, частота следования пакетов равна 150 Гц.

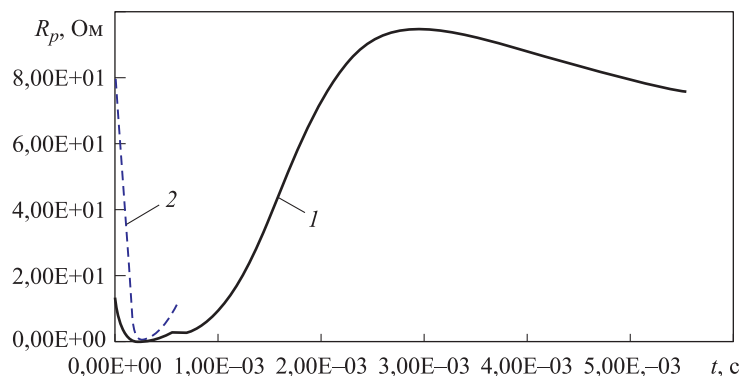
Вычислительный эксперимент (рис. 1–6) позволяет объяснить результаты натурального эксперимента, согласно которому за время между импульсами полной релаксации плазмы к состоянию холостого хода дуги не происходит и имеет



**Рис. 1.** Зависимость напряжения на лампе и тока от времени в трех импульсах в установленном режиме работы

место существенное влияние предыдущего импульса на последующий. Учитывая, что на разрядном промежутке из-за большого значения емкости конденсатора фактически задано напряжение, создаются условия для лавинообразного нарастания тока по мере уменьшения сопротивления плазменного столба. При этом несогласованность длительности импульса, напряжения, параметров разрядного контура и массы газа в горелке приводит к тому, что либо в плазме происходит неуправляемый рост тока, либо проводимость плазмы перед импульсом недостаточна для полноценного развития разряда, и за время импульса ток едва успевает достичь значений в несколько ампер. Моделировать необходимо всю группу импульсов до установившегося режима (приблизительно 10 пакетов — для установления регулярного теплового режима в разряде и более 32 000 пакетов — в стенке). Это существенно осложняет процедуру вычислительного эксперимента из-за высокой трудоемкости расчетов.





**Рис. 2.** Зависимость электрического сопротивления разряда от времени импульса: кривые 1 и 2 — первый и третий импульсы

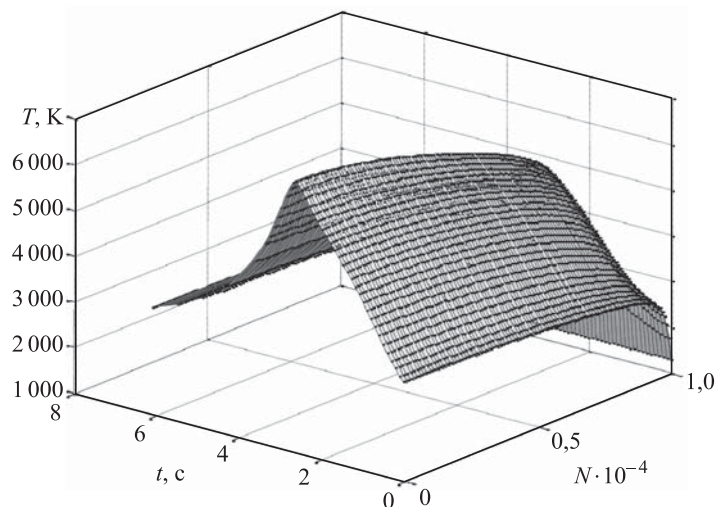
По данным моделирования и эксперимента напряжение на разрядном промежутке (см. рис.1) по мере нарастания тока падает примерно на 25 % в каждом импульсе из-за роста напряжения на индуктивности. Наибольший ток в серии при заданном напряжении на конденсаторе достигается только в последнем, третьем импульсе, и этот ток заметно превышает ток первого импульса. Это связано с тем, что начальные состояния разрядного промежутка перед первым и последним импульсом совершенно разные. Если последний импульс проходит по достаточно развитому каналу, подготовленному двумя предыдущими импульсами, то перед первым импульсом разрядный промежуток успевает расслабиться ближе к состоянию дежурной дуги. Отметим, что соответственно току ведет себя и интенсивность импульса излучения.

Спад тока на заднем фронте происходит за время порядка 60...90 мкс. Если увеличивать частоту импульсов, то возможно перекрытие заднего и переднего фронтов соседних световых импульсов, что негативно отразится на глубине модуляции.

После окончания последнего в тройке импульса сопротивление разрядного промежутка восстанавливается от высокопроводящего состояния (0,2...0,4 Ом) до ~90 Ом (см. рис. 2), при этом напряжение на разрядном промежутке в полном соответствии с экспериментом нарастает до 90...100 В. После прохождения первого импульса сопротивление успевает восстановиться до 10 Ом, далее следует очередной импульс, и сопротивление столба начинает падать. В указанном поведении электрических параметров разряда проявляется нелинейная связь сопротивления столба разряда с током и тепловая инерция плазмы.

На рис. 3 показано, как меняется температурный профиль в разряде в течение импульса, а на рис. 4 — временной ход осевой и средней температур плазмы на протяжении периода из трех импульсов.

В течение импульса тока центральная зона разряда, имеющая наименьшее электрическое сопротивление, на начальной стадии прогревается быстрее, что приводит к заметному отличию приосевых температур от средней. Особенно сильно данный эффект проявляется в первом импульсе, перед которым плазма

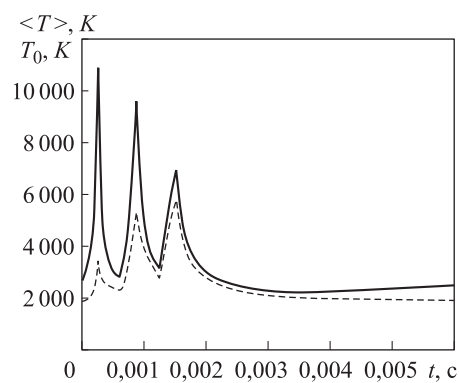


**Рис. 3.** Температурное распределение в плазменном столбе в течение третьего импульса

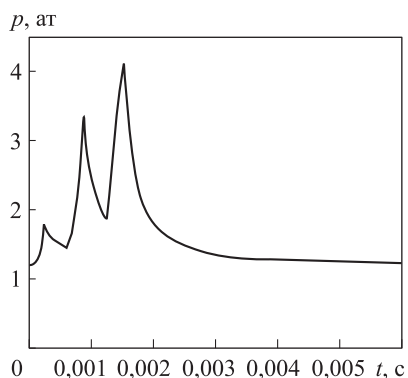
успевает остыть до состояния, близкого к состоянию дежурной дуги. В данном случае в проводящем состоянии находится узкая приосевая зона, в которую и начинает вводиться электрическая мощность при формировании импульса тока. Именно для этого импульса имеется наибольшее отличие осевой и средней температур. По мере нарастания тока температурный профиль выравнивается по радиусу.

В конце каждого импульса идет остывание, причем третий импульс начинается в условиях наименьшего сопротивления плазмы и наибольшей однородности температурного поля по сравнению с условиями двух предыдущих импульсов, поэтому, как уже отмечалось, ток в данном импульсе успевает достичь заметно больших значений (см. рис. 1). После серии из трех импульсов осевая и средняя температуры плазмы быстро уменьшаются, однако примерно на 350-й мс под действием тока дежурной дуги центральная зона снова начинает прогреваться, тогда как основная масса газа продолжает остывать.

Проводящая зона сокращается в размерах, но несмотря на это, в целом сопротивление столба начинает уменьшаться, что соответствует временному ходу напряжения на лампе, приведенному на рис. 1. Уменьшение сопротивления канала разряда до прихода первого импульса очередной тройки составляет почти 25 %. На рис. 4 видно, что отличие осевой и средней



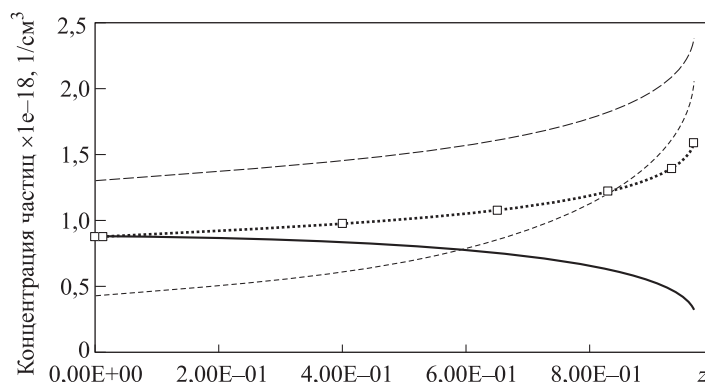
**Рис. 4.** Зависимость температуры на оси и средней по объему плазмы температуры от времени импульса в трех последовательных импульсах



**Рис. 5.** Зависимость рабочего давления от времени импульса в трех последовательных импульсах

температур уменьшается в серии от импульса к импульсу по мере того, как происходит постепенный прогрев среды. В последнем, третьем импульсе профиль температур характеризуется высокой пространственной однородностью на протяжении всего импульса.

В соответствии с ходом средней температуры от времени ведет себя давление в разряде (см. рис. 5). В первом импульсе давление вырастает сравнительно мало (примерно на 70 %), во втором — уже в 3 раза, а в третьем — почти в 4 раза относительно начального уровня перед сериями. В паузе между сериями давление, как и средняя температура, медленно релаксирует к уровню порядка 0,1 МПа. Общее повышение средней температуры в серии (оггибающие минимумов и максимумов на рис. 4) сопровождается общим повышением давления в разрядном промежутке.



**Рис. 6.** Распределение концентрации частиц по радиусу в конце третьего импульса (260 мкс)

В конце третьего импульса концентрация электронов достигает значений  $(0,5 \dots 0,9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Электроны достаточно равномерно распределены по радиусу канала (см. рис. 6), зона проводимости составляет  $\sim 80\%$  внутреннего диаметра разрядной трубки. Концентрации тяжелых частиц цезия, ртути и ксенона нарастают к холодным пристеночным областям.

Повышенная концентрация частиц у стенок приводит к обращению резонансных линий всех элементов, а для цезия, с его низким потенциалом ионизации и высокими коэффициентами поглощения в других линиях, данный эффект наблюдается и для нерезонансных линий.

Отметим подтвержденное в ходе вычислительных экспериментов важное обстоятельство — в установившемся режиме имеется высокая чувствительность электрических характеристик (временной наклон кривой напряжения на лампе, максимумы тока от импульса к импульсу в серии, максимум напряжения на

лампе на стадии восстановления электрической прочности разрядного промежутка на длинной паузе между сериями, сопротивление плазменного столба перед импульсом) от таких параметров лампы, как состав плазмообразующей среды, массовые доли компонентов в разрядном промежутке (температура холодной точки), ток дежурной дуги, индуктивность и активное сопротивление цепи. Как было отмечено ранее, причина заключается в том, что на разрядном промежутке задается относительно слабо меняющееся напряжение, в отличие от стандартного LCR-контура с практически полным разрядом конденсатора.

Чисто экспериментальным путем провести точную фиксацию всех указанных параметров очень трудно. Например, из-за технологических особенностей ввода металлов в горелку сложно определить массу компонентов плазмы, реально находящуюся в столбе разряда и участвующую в формировании всех характеристик источника излучения. Проводя моделирование при разных параметрах электрического контура, массовых долях компонентов и геометрии лампы и сравнивая полученные результаты по напряжению и току разряда с данными эксперимента, можно обеспечить очень хорошую привязку расчетных данных к натурным экспериментам, т. е. построить достаточно надежный способ получения исходных данных для моделирования по рабочему составу исходной парогазовой смеси и температуре холодной точки, а значит, в ходе оптимизации временные зависимости внутренних параметров плазмы будут соответствовать эксплуатационным параметрам источников излучения и обеспечивать надежную интерпретацию экспериментальных данных.

Данная особенность работы источника излучения позволяет предложить метод комплексной диагностики плазмы разряда, основанный на результатах вычислительных экспериментов.

**Заключение.** Разработаны содержательная и математическая модели сапфировой лампы, учитывающие теплофизические процессы в плазме, стабилизирующие разряд в оболочках и внешней электрической цепи. Модель и соответствующее информационное и программное обеспечение позволяют выполнять замкнутое моделирование радиационных, газодинамических и тепловых явлений в системе при задании в качестве входных параметров значений параметров, фиксируемых в эксперименте (геометрических размеров лампы, состава наполнения, параметров цепи и т. д.). Исследованы электрофизические процессы в лампе, развитие во времени тока и напряжения на разрядном промежутке в серии импульсов, включая этап восстановления электрического сопротивления разряда. Полученные данные полностью соответствуют результатам эксперимента по всем измеряемым на стенде характеристикам ламп. Ввиду обнаруженной в расчетах заметной чувствительности разрядного тока к частоте импульсов, их длительности и значению напряжения на разрядном промежутке можно предложить апробированный метод диагностики плазмы источника излучения, основанный на детальном сопоставлении относительно надежно измеряемых электрических параметров натурных экспериментов, определяющих функционирование источника, с соответствующими результатами моделирова-

ния, учитывая, что последнее обеспечивает точную привязку полного комплекса внутренних характеристик разрядной плазмы к внешним параметрам (временному ходу импульса тока и напряжения на разрядном промежутке, параметрам электрической цепи, геометрии и т. д.).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ельцин С.Н., Жуков А.П., Кашин В.М., Рютин В.Б. Оценка эффективности переносных зенитных ракетных комплексов. СПб.: Изд-во Балт. ГТУ, 2007. 236 с.
2. Щербинин Р. Головки самонаведения перспективных зарубежных управляемых ракет и авиабомб // Зарубежное военное обозрение. 2009. № 4. С. 64–68.
3. Алексеев П., Назаров А. Состояние и перспективы развития переносных зенитных комплексов в зарубежных странах // Зарубежное военное обозрение. 2005. № 3. С. 35–40.
4. Щербинин Р. Системы индивидуальной защиты летательных аппаратов от ПЗРК // Зарубежное военное обозрение. 2005. № 12. С. 37–42.
5. Щербак Н. Противодействие зенитным управляемым ракетам с инфракрасным наведением. Современные бортовые средства // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2000. № 5. С. 52–55.
6. Зубов А. Системы защиты самолетов от переносных зенитных ракетных комплексов MANTA // Зарубежное военное обозрение. 2012. № 1. С. 63–67.
7. Ольгин С. Проблемы оптоэлектронного противодействия // Зарубежное военное обозрение. 2002. № 9. С. 35–41.
8. Gradov V.M., Gavrish S.V. Mathematical modelling of selective emitting nonequilibrium plasma in complex optical systems // Light & Engineering. 1997. Vol. 5. No. 3. P. 16–18.
9. Гавриш С.В., Градов В.М., Кузнецова А.В., Терентьев Ю.И. Математическое моделирование и исследование импульсных разрядных ламп инфракрасного излучения // Светотехника. 2008. № 5. С. 14–18.
10. Градов В.М., Щербаков А.А., Яковлев А.В. Расчет оптических и электрофизических характеристик дуговых разрядов в парах щелочных металлов // ТВТ. 1983. Т. 21. № 5. С. 858–864.
11. Гавриш С.В., Градов В.М., Терентьев Ю.И. Особенности конструкции и работы ламп с сапфировыми оболочками // Светотехника. 2008. № 2. С. 12–18.
12. Градов В.М. Разработка методов расчета и исследование радиационных процессов в системах с разрядными источниками селективного излучения: Дис. ... д-ра техн. наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 323 с.
13. Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. Перенос энергии излучением в аксиально-симметричной ЛТР-плазме в условиях импульсного разряда высокого давления в цезии // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 183–188.
14. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. 656 с.
15. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы / пер. с англ., под ред. А.А. Иванова. М.: Мир, 1976. 496 с.
16. Жданов В.М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме. М.: Физматлит, 2009. 280 с.

17. Рекин А.Д. Уравнения переноса излучения в приближении Шустера — Шварцшильда для задач со сферической и цилиндрической симметрией // ТВТ. 1978. Т. 16. № 4. С. 811–818.
18. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. I. Область полупрозрачности // ТВТ. 1982. Т. 20. № 5. С. 872–880.
19. Градов В.М., Мак А.А., Щербаков А.А. Метод самосогласованного расчета систем накачки лазеров: математическая модель систем накачки с неоднородным полем температур в разряде ламп // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. № 3. С. 490–496.
20. Градов В.М., Щербаков А.А. Расчет электрофизических характеристик дуговых разрядов в криптоне и ксеноне // ТВТ. 1979. Т. 17. № 6. С. 1161–1166.
21. Суржиков С.Т. Оптические свойства газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 576 с.
22. Калиткин Н.Н. Численные методы. СПб.: БХВ-Петербург, 2011. 592 с.

**Градов Владимир Михайлович** — д-р техн. наук, профессор кафедры «Программное обеспечение ЭВМ и информационные технологии» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Гавриш Сергей Викторович** — канд. техн. наук, начальник НПК специальных источников излучения АО «Специальное конструкторское бюро «ЗЕНИТ» (Российская Федерация, 124460, Москва, г. Зеленоград, Панфиловский проспект, д.10).

**Рудаков Игорь Владимирович** — канд. техн. наук, заведующий кафедрой «Программное обеспечение ЭВМ и информационные технологии» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Градов В.М., Гавриш С.В., Рудаков И.В. Моделирование электрофизических процессов в импульсно-периодических трубчатых источниках мощного инфракрасного излучения с сапфировыми оболочками // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2017. № 6. С. 130–145. DOI: 10.18698/0236-3933-2017-6-130-145

**SIMULATION OF ELECTROPHYSICAL PROCESSES IN PULSE-PERIODIC TUBULAR SOURCES OF POWERFUL INFRARED RADIATION WITH SAPPHIRE SHELLS**

V.M. Gradov<sup>1</sup>

S.V. Gavrish<sup>2</sup>

I.V. Rudakov<sup>1</sup>

gradov@bmstu.ru

svgavr@list.ru

irudakov@yandex.ru

<sup>1</sup> Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup> JSC Special Design Bureau Zenit, Moscow, Zelenograd, Russian Federation

**Abstract**

In this research we formulate a mathematical model of the discharge in a mixture of Cs–Hg–Xe, with double shells of sapphire as a part of an external electric LCR circuit with a transistor wrench and a duty arc. The model takes into

**Keywords**

*Radiation source, cesium, nonstationary plasma, radiation transfer, infrared region, mathematical simulation*



account nonstationary processes in plasma, radiation transfer in the lines and continuous spectrum in the discharge and shells. Within the research we focus on some features of current pulses of a complex frequency structure passing through a plasma column at practically constant voltage on the discharge gap under conditions of a sudden voltage break at the end of the pulse. The study shows how the temperature field in plasma varies in time, as well as pressure and electrical resistance during the pulse and current pause. We pay much attention to the influence of transients on stability of the radiation source. Findings of the research allow us to recommend a computational experiment as an important method for designing radiation sources to determine the part of cesium and mercury doses introduced into the bulb of the radiation source, which directly participates in plasma formation in the discharge gap. In this case, it becomes possible to give a correct interpretation of the available experimental data by the electrical and spectral characteristics of the instruments

Received 21.09.2017  
© BMSTU, 2017

## REFERENCES

- [1] El'tsin S.N., Zhukov A.P., Kashin V.M., Ryutin V.B. Otsenka effektivnosti perenosnykh zenitnykh raketnykh kompleksov [Efficiency estimation of man-portable air-defense systems]. Sankt-Petersburg, Izdatelstvo Baltyskogo GTU Publ., 2007. 236 p.
- [2] Shcherbinin R. Homing heads of advanced foreign guided missiles and air bomb. *Zarubezhnoe voennoe obozrenie*, 2009, no. 4, pp. 64–68 (in Russ.).
- [3] Alekseev P., Nazarov A. Current state and development trends for man-portable air-defense systems in foreign countries. *Zarubezhnoe voennoe obozrenie*, 2005, no. 3, pp. 35–40 (in Russ.).
- [4] Shcherbinin R. Aircraft self-defense systems from man-portable air-defense system. *Zarubezhnoe voennoe obozrenie*, 2005, no. 12, pp. 37–42 (in Russ.).
- [5] Shcherbak N. Countermeasures for ship-to-air guided weapons with infra-red guidance. *Sovremennye bortovye sredstva. Elektronika: Nauka, Tekhnologiya, Biznes* [Electronics: Science, Technology, Business], 2000, no. 5, pp. 52–55 (in Russ.).
- [6] Zubov A. MANTA aircraft defense system from man-portable air-defense systems. *Zarubezhnoe voennoe obozrenie*, 2012, no. 1, pp. 63–67 (in Russ.).
- [7] Ol'gin S. Problems of optoelectronic countermeasures. *Zarubezhnoe voennoe obozrenie*, 2002, no. 9, pp. 35–41 (in Russ.).
- [8] Gradov V.M., Gavriish S.V. Mathematical modeling of selective emitting nonequilibrium plasma in complex optical systems. *Light & Engineering*, 1997, vol. 5, no. 3, pp. 16–18.
- [9] Gavriish S.V., Gradov V.M., Kuznetsova A.V., Terent'yev Yu.I. Mathematical modelling and research of pulse IR discharge lamps. *Svetotekhnika*, 2008, no. 5, pp. 14–18 (in Russ.).
- [10] Gradov V.M., Shcherbakov A.A., Yakovlev A.V. Optical and electrophysical characteristics of arc discharges in alkali-metal vapors. *High Temperature*, 1983, vol. 21, no. 5, pp. 647–653.
- [11] Gavriish S.V., Gradov V.M., Terent'yev Yu.I. Construction and working features of lamps with sapphire shell. *Svetotekhnika*, 2008, no. 2, pp. 12–18 (in Russ.).

- [12] Gradov V.M. Razrabotka metodov rascheta i issledovanie radiatsionnykh protsessov v sistemakh s razryadnymi istochnikami selektivnogo izlucheniya: Diss. dok. tekhn. nauk [Development of calculation and research methods for radiative processes in systems with bit sources of selective radiation. Doc. tech. sci. diss.]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2002. 323 p.
- [13] Baksht F.G., Lapshin V.F. Radiative energy transfer in axial-symmetric LTE plasma in conditions of pulse high pressure cesium discharge. *Uspekhi prikladnoy fiziki* [Advances in Applied Physics], 2013, vol. 1, no. 2, pp. 183–188 (in Russ.).
- [14] Zel'dovich Ya.B., Rayzer Yu.P. Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavleniy [Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2008. 656 p.
- [15] Mitchner M., Kruger Ch.H. Partially ionized gases. New York, Wiley, 1973. 518 p.
- [16] Zhdanov V.M. Protsessy perenosa v mnogokomponentnoy plazme [Transport processes in multicomponent plasma]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2009. 280 p.
- [17] Rekin A.D. Radiative transfer equations in Shuster — Schwarzschild approximation for problems with spherical and cylindrical symmetry. *TVT*, 1978, vol. 16, no. 4, pp. 811–818 (in Russ.).
- [18] Lingart Yu.K., Petrov V.A., Tikhonova N.A. Optical-properties of leucosapphire at high-temperatures. I. Translucent region. *High Temperature*, 1982, vol. 20, no. 5, pp. 706–713.
- [19] Gradov V.M., Mak A.A., Shcherbakov A.A. Self-consistent calculation of laser pump system: mathematical model of the pump system with non-uniform temperature field in lamp discharge. *Optika i spektroskopiya*, 1984, vol. 56, no. 3, pp. 490–496 (in Russ.).
- [20] Gradov V.M., Shcherbakov A.A. Calculation of the electrical and physical characteristics of arcs in krypton and xenon. *High Temperature*, 1979, vol. 17, no. 6, pp. 958–963.
- [21] Surzhikov S.T. Opticheskie svoystva gazov i plazmy [Optical properties of gases and plasma]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2004. 576 p.
- [22] Kalitkin N.N. Chislennyye metody [Numerical methods]. Sankt-Petersburg, BKhV-Peterburg Publ., 2011. 592 p.

**Gradov V.M.** — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Department of Computer Software and Information Technologies, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Gavrish S.V.** — Cand. Sc. (Eng.), Head of the research and production complex of special radiation sources JSC Special Design Bureau Zenit (JSC SKB Zenit) (Panfilovskiy prosp. 10, Zelenograd, Moscow, 124489 Russian Federation).

**Rudakov I.V.** — Cand. Sc. (Eng.), Head of Computer Software and Information Technologies Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Gradov V.M., Gavrish S.V., Rudakov I.V. Simulation of Electrophysical Processes in Pulse-Periodic Tubular Sources of Powerful Infrared Radiation with Sapphire Shells. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Priborostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Instrum. Eng.], 2017, no. 6, pp. 130–145.