

Физико-математическое моделирование энергетических процессов в импульсных прямых ксеноновых лампах, работающих в электрических схемах

Часть 1

Юрий Мандрыко, Александр Чирцов (Санкт-Петербург)

В статье представлено физико-математическое моделирование временных характеристик энергетических параметров плазменного канала дугового электрического разряда в импульсных прямых ксеноновых лампах при работе в схемах на основе модулятора с квазистабильными по амплитуде прямоугольными импульсами напряжения. Моделирование учитывает процессы ионизации, нагрева ксенона, электромагнитного излучения плазменного канала и теплоотдачи из него в окружающую среду. Построенные модели сопоставлялись с результатами эксперимента для временных характеристик энергетических параметров электрического разряда.

Введение

Импульсные стробоскопические прямые ксеноновые лампы (ИСПКЛ), импульсные прямые ксеноновые лампы для оптической накачки лазеров (ИНПКЛ), а также их зарубежные аналоги широко применяются в различных отраслях науки и техники [1]. Перечисленные устройства находят применение импульсных источниках света [2–4], в твердотельных лазерах типов LQ-529, LQ-830, LQ-929, МГТ-51-2, лазерах на красителях, химических и других лазерах в качестве средств оптической ламповой накачки активных элементов [5]. Импульсные ксеноновые лампы (ИКЛ) применяются в электрофизических установках [6] для измерения расстояний, в фотографии, сигнализации, сварке [7] и резке, медицине, косметологии, светотехнике [8], фотохимии [9], спектрофотометрии [10], технологиях обеззараживания [11]. Параметры импульсного излучения ксеноновых ламп (длительность фронта импульса излучения, длительность импульса излучения, энергия импульса излучения и его спектральные характеристики) зависят от динамики формирования, расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры установившегося по объёму равновесного плазменного канала и могут регулироваться в определённых пределах путём изменения параметров электрического питания самих ламп,

то есть выбором режима их работы. Для эффективного подбора режимов электрического питания газоразрядных ламп, обеспечивающего оптимизацию их работы, целесообразно создание полуэмпирических моделей, связывающих между собой ранее указанные параметры. При этом оказывается, что практически важные и сравнительно легкодоступные экспериментально определяемые электрические и оптические параметры импульсного электрического разряда в инертном газе связаны между собой через внутренние физические параметры плазмы, определение которых оказывается существенно более сложной задачей. Появление современных средств физико-математического численного моделирования нелокальной нестационарной плазмы [12] открывает пути для построения численных моделей газовых электрических разрядов в рамках гидродинамических приближений, не требующих чрезмерно больших вычислительных ресурсов [13].

В настоящее время физико-математическое численное моделирование нелокальных плазменных сред превратилось в мощный инструмент развития современной физики газового электрического разряда. Компьютерные модели плазмы эффективны для получения достоверных данных о внутренних параметрах разрядных промежутков и не имеют альтернативы в случаях, где необходимо учитывать

множество элементарных процессов и их 2D- или 3D-геометрию [14]. Физико-математические численные модели процессов в плазменных средах, реализующие метод последовательных приближений (итераций) для параметров нелокальной плазмы, как правило, содержат набор трудно поддающихся как теоретическим, так и прямым экспериментальным оценкам внутренних физических параметров плазмы. В связи с этим они зачастую оказываются работоспособными лишь в ходе сопоставления расчётных параметров с экспериментальными электрическими и оптическими параметрами импульсного электрического разряда в инертном газе [15]. Это сопоставление существенно зависит от количества внутренних физических параметров, с целью определения которых была выполнена настоящая работа. Главная задача работы – создание физико-математических моделей работы импульсной ксеноновой лампы на базе системы уравнений и их оптимизации в ходе сопоставления результатов расчётов с экспериментально измеренными данными.

Устройство и принципы функционирования экспериментальной установки

Для выполнения экспериментальной части исследования была разработана и собрана электрическая схема формирования импульсов электрической мощности, поступающих в лампу. Для этой электрической схемы характерна последовательная регулировка во времени и отдельная регулировка по амплитуде и длительности импульсов электрической мощности, поступающих в ксеноновую лампу на всех стадиях формирования электрического разряда в ксеноне: формирования стримера, горения плазменного канала псевдодежурной дуги, расширения неравновесного плазменного канала, увеличения, уменьшения или поддержания температуры равно-

весного плазменного канала (генерации фронта, среза или поддержания амплитуды импульса мощности излучения) [16]. На рисунке 1 представлен фрагмент электрической схемы для функционирования газоразрядных ламп, состоящий из схем, формирующих импульсы зажигания (поджига) и поддержания тока псевдодежурной дуги, и выходного каскада, построенного из электрических элементов с коммутирующим IGBT-транзистором и обеспечивающего формирование импульсов электрической мощности, поступающих в импульсную ксеноновую лампу. Процессам, происходящим в этом фрагменте электрической схемы для функционирования импульсных ксеноновых ламп, посвящена данная статья.

В схеме использованы следующие элементы: R1 (75 Вт), R2 (5 Вт), R3 (5 Вт), R4 (0,25 Вт), R5 (0,5 Вт), R6 (1 Вт); CK (800 В); диоды VD1 и VD2 типа FR607; фотодиод VD3 типа BPW21R; импульсный стабилитрон (диод Зенера) VD4 типа KC522A; IGBT-транзистор VT1 типа IRG4PSC71U; осциллографы 1, 2, 3 типов НPS10, НPS40, НPS50, APS230; IXL (ИКЛ) типа ИНП-5/45. Электрические схемы, формирующие импульсы зажигания (поджига) в лампе и поддержания тока псевдодежурной дуги, изображены на рисунке 1 в виде единого функционального блока. Принципы функционирования таких электрических схем описаны в соответствующем источнике литературы [16]. Двухполярный импульс высокого напряжения поджига амплитудой 6 кВ и длительностью 16,5 мкс прикладывается между анодом А и катодом К ксеноновой лампы, что приводит к созданию стримера, а затем и к электрическому пробое ксенона между электродами лампы. Импульсная электрическая схема поддержания тока псевдодежурной дуги создаёт между электродами лампы импульс напряжения, под воздействием которого стример перерастает в плазменный канал псевдодежурной дуги. Плазменный канал псевдодежурной дуги находится в состоянии готовности к поступлению силового импульса напряжения накачки между анодом и катодом лампы в течение промежутка времени задержки стробирующего прямоугольного импульса напряжения управления IGBT-транзистором, прикладываемого между его затвором и эмиттером, относительно начального момента времени создания стримера. В течение времени ожидания прихода силового импульса электрического напряжения накачки, когда лампа находится в режи-

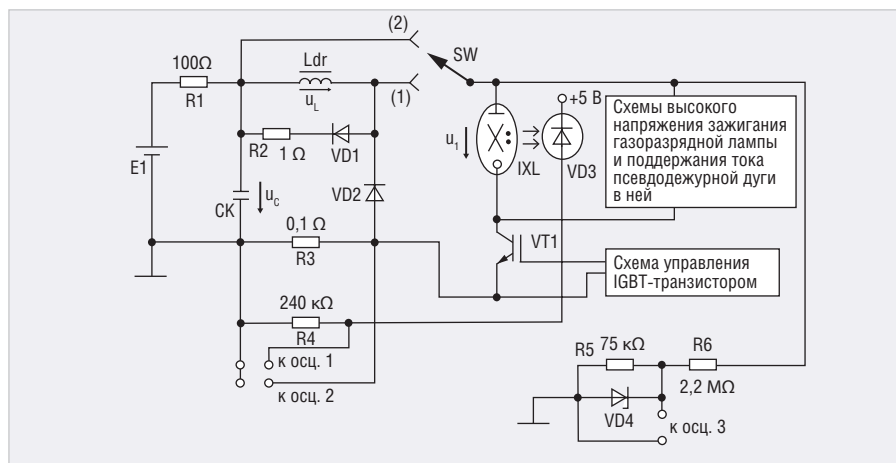


Рис. 1. Фрагмент электрической схемы для функционирования импульсных ксеноновых ламп

ме горения плазменного канала псевдодежурной дуги, IGBT-транзистор VT1 находится в режиме отсечки и блокирует напряжение $U_{CK}(t_0)$, до которого заряжен блок накопительных конденсаторов CK. Процесс формирования силового импульса электрического напряжения накачки запускается поступающим от схемы управления стробирующим прямоугольным импульсом напряжения управления IGBT-транзистором VT1, прикладываемым между его затвором и эмиттером. Под воздействием этого импульса IGBT-транзистор полностью открывается, переходя в режим насыщения. Под воздействием силового импульса электрического напряжения накачки, когда лампа находится под воздействием силового импульса электрического напряжения накачки, формируемого изображенным на рисунке 1 выходным каскадом, в газоразрядной лампе из плазменного канала псевдодежурной дуги возникает расширяющийся неравновесный плазменный канал, переходящий затем в установившийся и распределённый по объёму квазиравновесный плазменный канал.

В рассматриваемом фрагменте электрической схемы для функционирования импульсных ксеноновых ламп реализуются два режима формирования силового импульса тока накачки.

Когда тумблер SW находится в положении (1), выходной каскад представляет собой разрядный LC-контур из элементов CK-Ldr-IXL (AK)-VT1 (КЭ)-R3-CK электрической схемы, представленной на рисунке 1. В нём формируется силовой импульс электрического тока в лампе, длительность которого определяется длительностью управляющего работой IGBT-транзистора VT1 стробирующего импульса электрического напряжения, приложенного между затвором и эмиттером IGBT-транзистора. Если длитель-

ность управляющего IGBT-транзистором VT1 строба меньше длительности положительной полуволны электрического сигнала, то после запираания IGBT-транзистора (перехода его в режим отсечки) затухающий ток протекает по контуру Ldr-VD1 (AK)-R2-Ldr. Если физические параметры рассматриваемой системы выбраны так, что после положительной полуволны полусинусоидального затухающего импульса тока накачки следует его отрицательная полуволна, то перезаряженный накопительный конденсатор CK разряжается по контуру CK-R3-VD2 (AK)-(VD1 (AK)-R2)||Ldr-CK. В описанном первом варианте функционирования схемы («режим ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки физическими процессами в дросселе и самой импульсной ксеноновой лампе») процессы формирования плазменного канала включают в себя:

1. стадию расширения неравновесного плазменного канала;
2. стадию увеличения температуры равновесного плазменного канала;
3. стадию уменьшения температуры плазменного канала.

На первых двух стадиях формируется фронт (нарастающая часть) излучающего силового импульса тока накачки, а на третьей стадии – срез (затухающая часть) этого импульса.

Когда тумблер SW находится в положении (2), выходной каскад представляет собой модулятор с частичным разрядом накопительной ёмкости, состоящий из элементов CK-IXL (AK)-VT1 (КЭ)-R3-CK электрической схемы, представленной на рисунке 1. В нём формируется силовой импульс электрического тока накачки в лампе, длительность которого определяется длительностью строба управления IGBT-транзистором VT1, приложенно-

Физико-математические модели энергетических процессов формирования ксенонового плазменного канала дугового электрического разряда

При разработке физико-математических моделей для энергетических процессов развития плазменного канала дугового электрического разряда в ИКЛ использованы системы уравнений для стадий расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала.

На стадии расширения неравновесного плазменного канала электрическая мощность $N_{column}^{(e)}$, поступающая в положительный столб расширяющегося плазменного канала, расходуется на мощность ионизации $N_{channel}^{(i)}$, необходимую для создания плазмы (мощность фазового перехода из газообразного в плазменное агрегатное состояние), тепловую мощность $N_{channel}^{(T)}$, необходимую для нагрева расширяющегося плазменного канала, мощность излучения расширяющегося плазменного канала $N_{channel}^{(l)}$ и мощность теплоотдачи $N_{xe}^{(z)}$ из расширяющегося плазменного канала в окружающую среду, имеющую температуру T_0 , через граничную область канала, холодный ксенон и кварцевые стенки колбы ИКЛ (см. формулу 1а).

На стадиях увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала электрическая мощность $N_{column}^{(e)}$, поступающая в положительный столб установившегося по объёму равновесного плазменного канала, расходуется на тепловую мощность $N_{channel}^{(T)}$, необходимую для нагрева равновесного плазменного канала, мощность излучения равновесного плазменного канала $N_{channel}^{(l)}$ и мощность теплоотдачи $N_{xe}^{(z)}$ из равновесного плазменного канала в окружающую среду, имеющую температуру T_0 , через граничную область канала и кварцевые стенки колбы ИКЛ (см. формулу 1б).

Электрическая мощность $N_{column}^{(e)}$, поступающая в положительный столб плазменного канала, совместно с мощностями, поступающими в прианодную $N_{anode}^{(e)}$ и прикатодную $N_{cathode}^{(e)}$ области лампы, в сумме составляет электрическую мощность $N_{lamp}^{(e)}$, поступающую в ИКЛ (см. формулу 2), где $i_{channel}$ – мгновенный ток в плазменном канале, U_{lamp} –

$$N_{column}^{(e)} = N_{channel}^{(i)} + N_{channel}^{(T)} + N_{channel}^{(l)} + N_{xe}^{(z)} \quad (1a)$$

$$N_{column}^{(e)} = N_{channel}^{(T)} + N_{channel}^{(l)} + N_{xe}^{(z)} \quad (1b)$$

$$N_{lamp}^{(e)} = i_{channel} \times U_{lamp} = N_{column}^{(e)} + N_{anode}^{(e)} + N_{cathode}^{(e)} \quad (2)$$

$$N_{column}^{(e)} = i_{channel} \times U_{column} = i_{channel}^2 \times Y_{column}^{-1} \quad (3)$$

$$U_{column} = U_{lamp} - U_{anode} - U_{cathode} \quad (4)$$

$$N_{channel}^{(i)} = \frac{n_e \times w_c}{\left(1 + \frac{n_{Ta}}{n_e}\right)} \times \frac{dV_{channel}}{dt} = \frac{n_e \times \left(W_1 + \frac{3}{2} \times k \times T_{co}\right)}{\left(1 + \frac{n_{Ta}}{n_e}\right)} \times \frac{H^2}{\sigma \times U_{column}} \times \frac{di_{channel}}{dt} \quad (5)$$

$$\sigma = D \times T_c^2 \quad (6)$$

$$n_e = \frac{U_{column} \times D \times T_{co}^2}{q_e \times H} \times \sqrt{\frac{m_e}{(3 \times k \times T_{co} + 2 \times q_e \times U_{column})}} \quad (7)$$

$$n_{Ta} = n_{a0} \times \frac{G_{Ta}}{G_{a0}} \times \exp\left(-\frac{j_i}{W_{Ta}}\right) \quad (8)$$

го между его затвором и эмиттером. Ёмкость блока конденсаторов СК подобрана так, чтобы за длительность силового импульса тока накачки он разрядился не более чем на 5%. В результате этого электрическая схема обеспечивает квазистабильное импульсное напряжение накачки между электродами лампы, значение которого отличается от напряжения на накопительной ёмкости блока конденсаторов СК на величину падения напряжения между коллектором и эмиттером IGBT-транзистора VT1 $U_{CEVT1,sat} \approx 2$ В, находящегося в режиме насыщения. В описанном втором варианте функционирования схемы («режим ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки процессами в импульсной ксеноновой лампе») процессы формирования плазменного канала в лампе включают в себя:

1. стадию расширения неравновесного плазменного канала;
2. стадию увеличения температуры равновесного плазменного канала;
3. стадию поддержания температуры равновесного плазменного канала.

На первых двух стадиях формируется фронт (нарастающая часть) излучающего силового импульса тока накачки, а на третьей стадии – плоская вершина (часть со стабильной амплитудой) этого импульса.

Длительность фронта силового импульса тока накачки может варьироваться в диапазоне от десятков до сотен мкс в зависимости от значения силового импульса напряжения накачки. Увеличение амплитуды силового импульса напряжения приводит к сокращению

длительности переднего фронта токового импульса и увеличению его амплитуды.

Для оптимизации режимов работы рассматриваемой системы необходимо сопоставление электрической мощности, подводимой к импульсной ксеноновой лампе, с её мощностью излучения на всех стадиях горения импульсного электрического газового разряда. Частичный анализ физических процессов формирования плазменного канала при электропитании газоразрядных ламп в электрической схеме на основе LC-контура, реализующей первый вариант работы схемы электропитания, проведён в ряде работ [4, 5, 8, 17, 18]. Однако до сих пор не был реализован расчёт мгновенных значений физических параметров излучения, нагрева ксенонового плазменного канала и физических параметров фазового перехода ксенона из газообразного в плазменное агрегатное состояние при электропитании газоразрядных ламп в электрической схеме на основе модулятора с частичным разрядом накопительной ёмкости (модулятора с квазистабильными по амплитуде прямоугольными импульсами напряжения).

Актуальность данной работы заключается в построении физико-математических моделей для энергетических процессов формирования ксенонового плазменного канала при функционировании ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ) в электрической схеме на основе модулятора с частичным разрядом накопительной ёмкости, реализующей так называемый второй вариант работы схемы электропитания.

квазистабильное напряжение между анодом и катодом ИКЛ.

В свою очередь, входящая в уравнения баланса мощностей (1а), (1б) и (2) электрическая мощность $N^{(c)}$ column, поступающая в положительный столб плазменного канала, связана с электрической проводимостью y column положительного столба плазменного канала по закону Джоуля – Ленца (см. формулу 3).

Падение электрического напряжения U column между краями положительного столба рассчитывается по формуле (4), где U anode – падение напряжения на прианодной области ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ), U cathode – падение напряжения на прикатодной области ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ).

Метод для расчёта мощности, требуемой для ионизации атомов ксенона в расширяющемся неравновесном плазменном канале

Мощность $N^{(i)}$ channel, требуемая для ионизации расширяющегося неравновесного плазменного канала, рассчитывается по формуле (5) с учётом источника литературы [20], где n_c – концентрация свободных электронов в плазме, n_{Ta} – концентрация возбуждённых атомов в плазменном канале, w_c – энергия свободного электрона, V channel – объём плазменного канала, t – текущее время формирования физических процессов, $W_i = 12,1$ эВ – энергия ионизации атома ксенона, $T_{co} = 6400$ К – электронная температура создания ксеноновой плазмы в газоразрядных лампах типа ИНП-5/45, $k = 1,380662 \times 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, H – длина положительного столба плазменного канала.

По формуле (6) рассчитывается удельная электрическая проводимость σ плазменного канала, определяемая электронной температурой T_c , которая является квазистабильной $T_c \approx T_{co}$ [5] на стадии расширения канала, где $D = 3,2 \times 10^{-5}$ См/(М•К²).

Выражение для расчёта концентрации свободных электронов n_c в расширяющемся плазменном канале имеет вид формулы (7) из источника литературы [20], где $q_e = 1,6022 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, $m_e = 9,1095 \times 10^{-31}$ кг – масса электрона.

Из уравнения Больцмана рассчитывается концентрация n_a возбуждённых атомов в плазменном канале по формуле (8), где $j_1 = 8,32$ эВ – энергия возбуждения атома ксенона, $G_{a0} = 1$ – статистическая сумма основного состояния

$$n_{a0} = \frac{\rho_{a0}}{\mu} \times N_A \quad (9)$$

$$G_{Ta} = \sum_{y=1}^9 g_{ay} \times \exp\left(-\frac{W_{ay} - W_{a0}}{W_{Ta}}\right) \quad (10)$$

$$W_{Ta} [\text{eV}] = \frac{m_a \times v_a^2}{2} \times Z_1^{-1} = \frac{3}{2} \times k \times T_i \times Z_1^{-1} \quad (11)$$

$$W_{a0} [\text{eV}] = \frac{3}{2} \times k \times T_0 \times Z_1^{-1} \quad (12)$$

$$N_{channel}^{(T)} = \rho \times C_{po} \times \left(\frac{1}{\alpha_{expand}} + T_i\right) \times \frac{H^2}{\sigma \times U_{column}} \times \frac{di_{channel}}{dt} \quad (13)$$

$$T_i = T_{ipda} + \frac{1}{\alpha_{expand}} \times \ln\left(\frac{V_{channel}}{V_{pda}}\right) = T_{ipda} + \frac{1}{\alpha_{expand}} \times \ln\left(\frac{i_{channel}}{I_{pda}}\right) \quad (14)$$

$$\rho = (m_i + m_c) \times \frac{U_{column} \times D \times T_{co}^2}{H \times q_e} \times \sqrt{\frac{m_c}{(3 \times k \times T_{co} + 2 \times q_e \times U_{column})}} + m_a \times n_{Ta} \quad (15)$$

атома, n_{a0} – концентрация атомов ксенона, находящихся в основном состоянии, определяемая соотношением формулы (9), где ρ_{a0} – плотность ксенона в ИКЛ при температуре 300 К и давлении 80 кПа, $\mu = 0,1313$ кг/моль – молярная масса ксенона, $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро.

Статистическая сумма G_{Ta} возбуждённых состояний атома находится из выражения (см. формулу 10), где y – номер энергетического состояния атома, g_{ay} – статистические веса возбуждённых состояний атома: $g_{a0} = 1, g_{a1} = 5, g_{a2} = 3, g_{a3} = 1, g_{a4} = 3, g_{a5} = 3, g_{a6} = 5, g_{a7} = 7, g_{a8} = 3, g_{a9} = 5$.

W_{ay} – энергии термов атома: $W_{a1} = 8,315$ эВ, $W_{a2} = 8,436$ эВ, $W_{a3} = 9,447$ эВ, $W_{a4} = 9,57$ эВ, $W_{a5} = 9,58$ эВ, $W_{a6} = 9,686$ эВ, $W_{a7} = 9,721$ эВ, $W_{a8} = 9,789$ эВ, $W_{a9} = 9,821$ эВ.

Энергия движения W_{Ta} возбуждённого атома ксенона в плазменном канале рассчитывается по формуле (11), где $m_a = 2,18 \times 10^{-25}$ кг – масса атома ксенона, v_a – скорость движения возбуждённого атома ксенона, T_i – ионная температура плазменного канала, $Z_1 = 1,6022 \times 10^{-19}$ Дж/эВ – коэффициент перевода единиц измерения из [Дж] в [эВ].

Энергия основного терма атома W_{a0} показана в формуле (12), где $T_0 = 300$ К – температура окружающей среды, равная температуре стенок колбы ИКЛ.

Расчёт тепловой мощности, расходуемой на нагрев и поддержание температуры неравновесного и равновесного плазменных каналов

На стадии поддержания тока в плазменном канале псевдодежурной дуги и на стадии расширения ксенонового неравновесного плазменного канала, характеризующихся меньшей температурой

ионов и нейтральных атомов относительно температуры электронов ($T_i \ll T_c$), основной вклад в удельную теплоёмкость ксенона даёт газ из тяжёлых частиц. Тепловую мощность $N^{(T)}$ channel, расходуемую на нагрев газового компонента из тяжёлых частиц (ионов и атомов) в расширяющемся плазменном канале, можно представить в виде [20] формулы (13), где $\alpha_{expand} = 1,087 \times 10^{-3}$ К⁻¹ – коэффициент объёмного расширения плазменного канала, $C_{po} = 158,3$ Дж/(кг•К) – удельная теплоёмкость ксеноновой плазмы при температурах ксенона, принимающих значения меньше или равные электронной температуре образования ксеноновой плазмы $T_{co} = 6400$ К в газоразрядных лампах ИКЛ типа ИНП-5/45 [3–5].

Для взаимосвязи ионной температуры T_i расширяющегося плазменного канала с мгновенной силой тока i channel применена зависимость (14), описанная в источнике литературы [20], где T_{ipda} – установившаяся ионная температура плазменного канала на стадии поддержания тока псевдодежурной дуги, V_{pda} – установившийся объём плазменного канала псевдодежурной дуги, I_{pda} – установившийся ток псевдодежурной дуги.

Объёмная плотность расширяющегося плазменного канала ρ рассчитывается по формуле (15) из источника литературы [20], где m_i – масса иона ксенона.

Стадии увеличения и поддержания температуры ксенонового равновесного плазменного канала характеризуются приблизительно одинаковыми значениями температур ионов T_i , электронов T_c и нейтральных атомов T_a ($T_i \approx T_c \approx T_a \approx T_{pl}$), равных температуре T_{pl} равновесной плазмы. Тепловую мощность $N^{(T)}$ channel, расходуемую

$$N_{\text{channel}}^{(T)} = C_{v^*} \times \rho^* \times V_{\text{channel}} \times \sqrt{\frac{H}{D \times U_{\text{column}} \times \pi \times r_{\text{channel}}^2}} \times \frac{i_{\text{channel}}^{-0.5}}{2} \times \frac{di_{\text{channel}}}{dt} \quad (16)$$

$$T_{\text{pl}^*} = \sqrt{\frac{\sigma^*}{D}} = \sqrt{\frac{H \times i_{\text{channel}}}{D \times \pi \times r_{\text{channel}}^2 \times U_{\text{column}}}} \quad (17)$$

$$N_{\text{channel}}^{(r)} = \frac{4 \times \pi \times h}{c^2} \times \left(\frac{k \times T_e}{h}\right)^4 \times A_T \times S_{\text{channel}}^{(\text{lateral})} \times \int_0^{\infty} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} \times dx \quad (18)$$

$$N_{\text{lamp}}^{(r)} = \gamma \times \frac{4 \times \pi \times h}{c^2} \times \left(\frac{k \times T_e}{h}\right)^4 \times A_T \times S_{\text{channel}}^{(\text{lateral})} \times \int_{h \times c / (\lambda_2 \times k \times T_e)}^{h \times c / (\lambda_1 \times k \times T_e)} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} \times dx \quad (19)$$

$$A_T = 1 - \exp\left(-\frac{B \times \rho \times R_g \times T_i \times r_{\text{channel}}}{(\mu - b_{\text{cr}}^{(\text{se})}) \times \rho} \times \exp\left(-\frac{q_e \times U_{\text{icf}}}{k \times T_e}\right)\right) \quad (20)$$

$$b_{\text{cr}}^{(\text{se})} = \frac{R_g \times T_{\text{cr}}^{(\text{se})}}{8 \times P_{\text{cr}}^{(\text{se})}}$$

на нагрев установившегося и распределённого по объёму равновесного плазменного канала, можно представить в виде формулы (16), описанной в источнике литературы [20], где V_{channel}^* – установившийся объём равновесного плазменного канала, r_{channel}^* – радиус плазменного канала, H – длина положительного столба плазменного канала, $\rho^* = 4,234 \text{ кг/м}^3$ – объёмная плотность установившегося и распределённого по объёму ксенонового равновесного плазменного канала в газоразрядных лампах ИКЛ типа ИНП-5/45 [3–5], t – текущее время процессов формирования плазменного канала, C_{v^*} – удельная теплоёмкость равновесного плазменного канала при постоянном объёме, рассчитываемая по формуле Майера:

$$C_{v^*} = C_{p^*} - \frac{R_g}{\mu},$$

где C_{p^*} – удельная теплоёмкость равновесной ксеноновой плазмы при квазистационарном давлении, $R_g = 8,314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$ – универсальная газовая постоянная, $\mu = 0,1313 \text{ кг/моль}$ – молярная масса ксенона.

Удельная теплоёмкость C_{p^*} равновесной ксеноновой плазмы начинает изменяться, когда температура последней превышает электронную температуру образования ксеноновой плазмы T_{eo} . C_{p^*} рассчитывается по эмпирической зависимости:

$$C_{p^*} = C_{p0} \times \exp(\beta_c \times (T_{\text{pl}^*} - T_{\text{eo}})),$$

где $\beta_c = 6 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$.

Температура T_{pl^*} ксенонового равновесного плазменного канала рассчитывается по формуле (17) [5], где σ^* – удельная электрическая проводимость положительного столба равновесно-

го плазменного канала, r_{channel}^* – радиус равновесного плазменного канала.

Методы для расчёта мощности излучения ИКЛ и спектрального относительного коэффициента поглощения излучения ксенонового плазменного канала

Выражения (18) и (19), выведенные в источнике литературы [20], для расчёта мощностей излучения плазменного канала $N_{\text{(r)channel}}$ и импульсной ксеноновой лампы $N_{\text{(r)lamp}}$ основаны на формуле Планка для энергетической экспозиции абсолютно чёрного тела и оптическом законе Кирхгофа, связывающем энергетическую экспозицию плазменного канала с его спектральным относительным (безразмерным) коэффициентом A_T , характеризующем поглощательную способность излучения плазменного канала, где $x = h \times c / (\lambda \times k \times T_e)$ – переменная интегрирования, $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка, $c = 3 \times 10^8 \text{ м/с}$ – скорость излучения, γ – спектральный относительный коэффициент пропускания излучения кварцевых стенок колбы лампы. ИКЛ типа ИНП-5/45 излучают в спектральном диапазоне длин волн λ от $\lambda_1 = 180 \text{ нм}$ до $\lambda_2 = 1100 \text{ нм}$. В этом диапазоне граничных длин волн спектра излучения ламп $\gamma = 0,92$ отн. ед. [3, 4].

Для получения выражения для расчёта спектрального относительного коэффициента поглощения излучения плазменного канала A_T были использованы: закон Бугера – Ламберта – Бера, применённый в работах [3–5], формула Ширмера [4] и уравнение Ван-дер-Ваальса. Выражение, полученное в источнике литературы [20], имеет вид формулы (20), где $B = 7,9 \times 10^{15} \text{ К}^3 / (\text{Па} \cdot \text{м})$, $R_g = 8,314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$ – универсальная газовая постоянная, $b_{\text{cr}}^{(\text{se})}$ – критическая

постоянная для ксенона из уравнения Ван-Дер-Ваальса, $P_{\text{cr}}^{(\text{se})} = 5,84 \text{ МПа}$ – критическое давление ксенона, $T_{\text{cr}}^{(\text{se})} = 289,734 \text{ К}$ – критическая температура ксенона, $U_{\text{icf}} = 11,7 \text{ В}$ – эффективное электрическое напряжение ионизации атома ксенона.

Формулы для расчёта площади боковой поверхности $S_{\text{channel}}^{(\text{lateral})}$ и радиуса r_{channel} расширяющегося плазменного канала определяются с помощью дифференциального закона Ома и имеют вид формул (21) и (22) из источника литературы [20]. Формула для расчёта мощности теплоотдачи $N_{\text{xe}}^{(o)}$, рассеиваемой ксеноновым плазменным каналом в окружающую среду, имеющую температуру T_0 , через граничную область, холодный ксенон и стенки колбы ИКЛ, имеет вид формулы (23), где $\chi_{\text{xe}} = 3 \times 10^{-2} \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ – коэффициент теплопроводности ксенона, $\Delta l = 0,2 \text{ мм}$ – толщина граничной области, в которой температура падает от значения ионной температуры плазменного канала T_i до температуры окружающей среды T_0 [5].

Формулы для расчёта площади боковой поверхности $S_{\text{channel}}^{(\text{lateral})}$ и радиуса r_{channel}^* установившегося по объёму равновесного плазменного канала, имеют вид:

$$S_{\text{channel}}^{(\text{lateral})} = 2 \times \pi \times r_{\text{channel}}^* \times H, \quad r_{\text{channel}}^* = r_{\text{icf}} - \Delta l,$$

где $r_{\text{icf}} = 2,5 \text{ мм}$ – радиус внутренней полости колбы газоразрядной лампы ИКЛ типа ИНП-5/45.

Физико-математическое моделирование электрического газового разряда в лампе

Полученные в рассматриваемой энергетической модели выражения (1а), (3), (5), (13), (18), (23) позволяют построить уравнение баланса мощностей для стадии расширения ксенонового неравновесного плазменного канала [20] (см. формулу 24).

Выражения (16), (3), (16), (18), (23), полученные в рассматриваемой энергетической модели, позволяют вывести уравнение баланса мощностей для стадий увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала (см. формулу 25).

В результате решения системы, состоящей из уравнений (24), (6–12), (14), (15), (19–22), (25), (17), были рассчитаны сопоставляемые с экспериментальными временные зависимости мгновенных токов $i_{\text{channel}}(t)$, протекающих в плазменном канале импульсной ксеноновой лампы ИКЛ: 1. временные зависимости поступающих в ИКЛ мгновенных электрических мощностей $N_{\text{lamp}}^{(c)}(t)$ (2) и мощностей

излучения $N_{lamp}^{(r)}(t)$ (19) импульсной ксеноновой лампы, результаты моделирования которых сопоставлялись с экспериментальными результатами;

2. сопоставляемые с экспериментальными временные зависимости эффективности преобразования, поступающих в импульсную ксеноновую лампу силовых импульсов электрических мощностей накачки, в импульсы мощностей излучения лампы $N_{lamp}^{(r)}/N_{lamp}^{(e)}$ (19), (2);

3. временные зависимости ионизирующих расширяющийся ксеноновый плазменный канал мощностей $N_{channel}^{(i)}(t)$ (5), нагревающих плазменный канал тепловых мощностей $N_{channel}^{(T)}(t)$ (13), (16), мощностей излучения $N_{channel}^{(r)}(t)$ (18) плазменного канала и мощностей теплоотдачи $N_{xc}^{(Q)}(t)$ (23) из плазменного канала в окружающую среду;

4. временные зависимости спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения A_1 (20) плазменного канала.

Во второй части статьи будут представлены результаты экспериментальных измерений и их сопоставление с расчётными данными.

Литература

1. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. Sixth revised and updated edition. Springer. 2006. P. 747.
2. ILC Engineering Note No. 152. Use of Xenon Short Arcs as Pulsed Light Sources. ILC Technology.
3. Маршак И. С. Импульсные источники света. Энергия. М. 1978. С. 472.
4. Рохлин Г. Н. Разрядные источники света. Энергоатомиздат. М. 1991. С. 720.
5. Мак А. А., Яшин В. Е., Сомс Л. Н., Фромзель В. А. Лазеры на неодимовом стекле. Наука. М. 1990. С. 288.
6. Mrabet B., Elloumi H., Chammat A., Stambouli M., Zissis G. Effect of a pulsed power supply on the ultraviolet radiation and electrical characteristics of low pressure mercury discharge. Plasma Devices and Operations. 2006. Vol. 14. № 4. P. 249–259.
7. Григорьянц А. Г., Шиганов И. Н., Чирков А. М. Гибридные технологии лазерной сварки. Изд. МГТУ им. Баумана. М. 2004.
8. Рабинович Г. И. Электрические характеристики столба стационарной ксеноновой дуги сверхвысокого давления. Светотехника. 1972. 1975. № 6.
9. Bouslimi L., Stambouli M., Ben Braïek E., Zissis G., Cambromme J. P. High Power Discharge Lamps and Their Photochemical Applications: An Evaluation of Pulsed Radiation.

$$S_{channel}^{(lateral)} = 2 \times \pi \times r_{channel} \times H \quad (21)$$

$$r_{channel} = \sqrt{\frac{H \times i_{channel}}{\pi \times \sigma \times U_{column}}} \quad (22)$$

$$N_{xc}^{(z)} = \chi_{xc} \times S_{channel}^{(lateral)} \times \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell} \quad (23)$$

$$i_{channel} \times U_{column} = \left\{ \frac{n_e \times \left(W_i + \frac{3}{2} \times k \times T_{eo} \right)}{\left(1 + \frac{n_{Ta}}{n_e} \right)} + \rho \times C_{po} \times \left(\frac{1}{\alpha_{expand}} + T_i \right) \right\} \times \frac{H^2}{\sigma \times U_{column}} \times \frac{di_{channel}}{dt} + \frac{4 \times \pi \times h}{c^2} \times \left(\frac{k \times T_{eo}}{h} \right)^4 \times A_T \times S_{channel}^{(lateral)} \times \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} \times dx + \chi_{xc} \times S_{channel}^{(lateral)} \times \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell} \quad (24)$$

$$i_{channel} \times U_{column} = C_{v*} \times \rho_* \times V_{channel*} \times \sqrt{\frac{H}{D \times U_{column} \times \pi \times r_{channel*}^2}} \times \frac{di_{channel}^{*-0.5}}{dt} + \frac{4 \times \pi \times h}{c^2} \times \left(\frac{k \times T_{pl*}}{h} \right)^4 \times A_{T*} \times S_{channel*}^{(lateral)} \times \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} \times dx + \chi_{xc} \times S_{channel*}^{(lateral)} \times \frac{T_{pl*} - T_0}{\Delta \ell} \quad (25)$$

10. Hodgson B. W., Keene J. P. Some Characteristics of a Pulsed Xenon Lamp for Use as a Light Source in Kinetic Spectrophotometry. Rev. Sci. Inst. 1972. № 43. P. 493–496.
11. Schenck G. O. Ultraviolet Sterilization. Handbook of Water Purification. Chichester. Ellis Horwood Ltd. 1981. P. 530–595.
12. Comsol 4.0a Plasma module user guide. Humusoft. URL: <http://www.humusoft.com/produkty/comsol/ru/>.
13. Богданов Е. А., Капустин К. Д., Кудрявцев А. А., Чирцов А. С. Сопоставление различных вариантов гидродинамического (fluid) моделирования продольной структуры микроразряда атмосферного давления в гелии. ЖТФ. 2010. Т. 80. № 10. С. 41–53.
14. Bogdanov E. A., Chirtsov A. S., Kudryavtsev A. A. Fundamental non-ambipolarity of electron fluxes in 2D plasmas. Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. № 19.
15. Чернышёва М. В., Чирцов А. С., Швагер Д. А. Сравнительный анализ плазмохимических моделей для компьютерного моделирования тлеющих разрядов в воздушных смесях. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 6. С. 903–916.
16. Мандрыко Ю. А. Современная электроника. 2015. № 7. С. 64–69.
17. Kushner M. J. Arc expansion in xenon flash lamps. Appl. Phys. 1985.
18. Yongzhang W., Jianqiang Z., Zhixiang Z., Yangshuai L. Radiation model of a xenon flash lamp in a laser amplifier pump cavity. High Power Laser Science and Engineering. 2015.
19. Koch R., Griebner U., Grunwald R. High-Average-Power Flashlamp-Pumped. Nd: Glass Fiber-Bundle Laser. Appl. Phys. 1994. P. 403–407.
20. Мандрыко Ю. А. Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 4. С. 416–427. ©

YouTube

**Кто создаёт
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ
БУДУЩЕЕ РОССИИ?**

интервью участников
ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЫСТАВОК

СМОТРИТЕ НА КАНАЛЕ «СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ»