

УДК 621.311.6.061: 621.327.7+621.3.011.7

Исследование режимов функционирования газоразрядной лампы в электрической схеме с коммутирующим биполярным транзистором с изолированным затвором (IGBT)

Ю. А. Мандрыко

Проведено исследование режимов функционирования импульсной ксеноновой лампы в электрической схеме с коммутирующим IGBT-транзистором, позволяющей реализовать работу газоразрядной лампы в следующих режимах:

- 1) ограничение скорости изменения и амплитуды тока накачки электрическими процессами в дросселе и физическими процессами в самой лампе,*
- 2) ограничение скорости изменения и амплитуды тока накачки только физическими процессами в самой лампе.*

PACS: 84.30.jc, 42.50.-p, 05.70.-a, 52.25.Kn, 52.20.-j, 52.25.Jm

Ключевые слова: импульс тока накачки, плазменный канал, электрическая цепь.

Введение

Газоразрядные лампы (ГЛ) нашли применение в лазерной технике, сварке, медицине, косметологии, светотехнике и в ряде других областей. Эффективность преобразования электрической энергии (поступившей в импульсную газоразрядную лампу (ИГЛ) от электрической схемы за длительность импульса тока накачки) в энергию излучения ИГЛ определяет коэффициент полезного действия (КПД) самой лампы. Эффективность функционирования ИГЛ зависит от режима работы электрической схемы накачки. Эффективные режимы функционирования ИГЛ характеризуются высоким коэффициентом полезного действия лампы.

За последнее время произошло радикальное расширение элементной базы электроники, что обусловило создание принципиально новых электрических схем накачки, позволяющих реализовать различные эффективные режимы работы импульсной газоразрядной лампы, отличающиеся формой, амплитудой и длительностью импульсов электрической мощности, поступающей в лампу.

Анализ физических процессов формирования плазменного канала в ИГЛ выполнен в ряде работ [1—15], однако в указанных работах не учитывается взаимосвязь данных процессов с режимами работы электрических схем накачки. Поэтому следует исследовать разные режимы функционирования импульсной газоразрядной лампы, работающей в электрической схеме, которая позволяет реализовать их с целью повышения эффективности работы ИГЛ.

Среди газоразрядных ламп именно импульсные ксеноновые лампы (ИКЛ) нашли широкое применение из-за того, что:

а) инертные газы имеют меньшие величины высокого напряжения зажигания (поджига), чем молекулярные газы,

б) для обеспечения положительного баланса мощностей и его поддержания в инертных газах нужна более низкая напряженность электрического поля в газоразрядном промежутке лампы, чем для молекулярных газов,

в) электрический разряд в тяжелых инертных газах (Ar, Kr, Xe) уже при давлении порядка 100 кПа и газоразрядном токе около и более 1 А представляет собой дуговой разряд и создает ярко выраженный непрерывный спектр излучения плазменного канала [1—3].

Целью данной работы являлось исследование различных режимов функционирования импульсной ксеноновой лампы в электрической схеме с коммутирующим IGBT-транзистором в интересах повышения эффективности работы всей электрофизической аппаратуры ИКЛ.

Мандрыко Юрий Анатольевич, инженер-исследователь.
ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии имени Д. И. Менделеева»
(ВНИИМ им. Д. И. Менделеева).
Россия, 190005, Россия, Санкт-Петербург,
Московский пр., 19.
E-mail: mandryko1@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 24 февраля 2016 г.

© Мандрыко Ю. А., 2016

Анализ физических процессов в импульсной ксеноновой лампе

Электрическая схема накачки импульсных ксеноновых ламп представлена на рис. 1.

Импульсная электрическая схема высокого напряжения зажигания (поджига) ИКЛ создает

двухполярный импульс высокого напряжения между анодом А и катодом К последней, который приводит к электрическому пробое ксенона и созданию стримера (затравочного начального плазменного канала) между соответствующими электродами лампы.

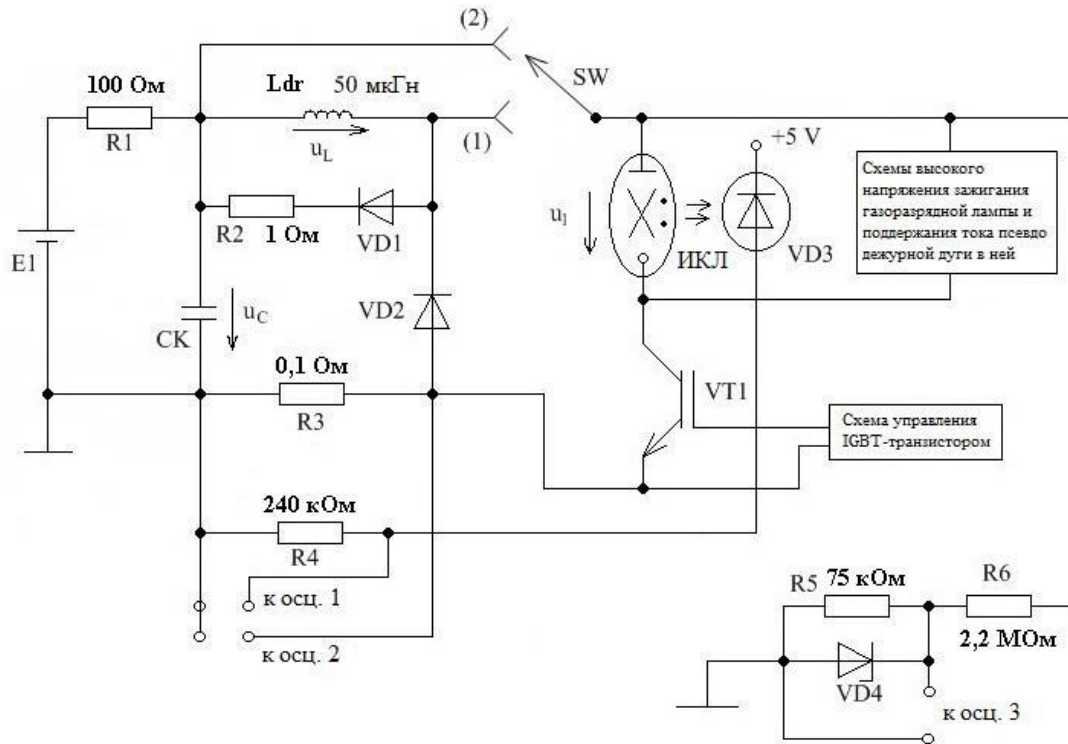


Рис. 1. Электрическая схема накачки импульсных ксеноновых ламп:

$R1$ (75 Вм), $R2$ (5 Вм), $R3$ (5 Вм), $R4$ (0,25 Вм), $R5$ (0,5 Вм), $R6$ (1 Вм), CK (800 В), диоды $VD1$ и $VD2$ типа FR607, фотодиод $VD3$ типа BPW20RF, BPW21R, стабилитрон $VD4$ типа KC522A, IGBT-транзистор $VT1$ типа IRG4PSC71U, осциллографы 1, 2, 3 любого типа: HPS10, HPS40, HPS50, APS230, ИКЛ типа ИНП-5/40 (ИСП250).

Импульсная электрическая схема поддержания тока псевдодежурной дуги в ИКЛ создает между электродами лампы (анодом А и катодом К) импульс напряжения псевдодежурной дуги, под воздействием которого стример перерастает в плазменный канал псевдодежурной дуги. Последний находится в состоянии готовности к поступлению силового импульса напряжения накачки между анодом А и катодом К в течение промежутка времени задержки $t_{\text{зад}}$ прямоугольного импульса напряжения управления IGBT-транзистором относительно начального момента времени образования стримера.

Под воздействием силового импульса электрического напряжения накачки в газоразрядной лампе из плазменного канала псевдодежурной дуги формируется расширяющийся неравновесный плазменный канал, переходящий затем в равновесный плазменный канал, распределенный по объему.

При функционировании замкнутой системы в режиме ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки в ИКЛ электрическими процессами в дросселе и одновременно физическими процессами в самой лампе (т. н. первый режим работы), процессы формирования плазменного канала в лампе включают в себя следующие стадии развития плазменного дугового разряда: стадию расширения неравновесного плазменного канала (первую стадию дугового разряда), стадию увеличения температуры равновесного плазменного канала (вторую стадию дугового разряда) и стадию уменьшения температуры равновесного плазменного канала (третью стадию дугового разряда). На первых двух стадиях формируется фронт (нарастающая часть) импульса тока накачки в ИКЛ, на третьей — срез (затухающая часть) импульса.

При функционировании замкнутой системы в режиме ограничения скорости изменения и ампли-

туды тока накачки в ИКЛ только физическими процессами в самой лампе (т. н. второй режим работы), процессы формирования плазменного канала в ИКЛ включают в себя также первую и вторую стадии развития дугового разряда. Здесь третья стадия дугового разряда представляет собой стадию поддержания температуры равновесного плазменного канала, на которой формируется часть импульса тока накачки в ИКЛ с постоянной амплитудой.

Электрическая энергия W_{elj} , поступившая в ИКЛ за время протекания любой стадии, рассчитывается по очевидной формуле:

$$W_{elj} = \int_{t_j}^{t_{j+1}} N_{el} dt = \int_{t_j}^{t_{j+1}} i_1 u_1 dt, \quad (1)$$

где N_{el} — электрическая мощность, поступающая в импульсную ксеноновую лампу и распределяющаяся в положительном столбе, прианодной и прикатодной областях ИКЛ, i_1 — ток накачки в ИКЛ, u_1 — напряжение накачки между электродами ИКЛ, t — текущее время, $j = 0, 1, 2$ — индексы, соответствующие началам и окончаниям последовательно протекающих стадий формирования плазменного канала.

Стадия расширения неравновесного плазменного канала осуществляется в интервале времен от $t_0 = 0$ до t_1 и может принимать любое значение $t_r = t_1 - t_0$, находящееся в диапазоне времен от десятка до сотни микросекунд в зависимости от значения напряжения накачки, приложенного между анодом и катодом газоразрядной лампы. Чем выше это напряжение, тем меньшее значение составляет время расширения плазменного канала.

Стадия увеличения температуры равновесного плазменного канала характеризуется таким же по порядку величины диапазоном времен $t_{uv} = t_2 - t_1$ и зависимостью его от напряжения накачки, приложенного между соответствующими электродами газоразрядной лампы.

Стадия уменьшения или стадия поддержания температуры равновесного плазменного канала формируется в течение временного диапазона от t_2 до t_3 .

При разработке обобщенной физико-математической модели процессов развития дугового разряда в ИКЛ составим уравнения баланса мощностей на трех стадиях формирования плазменного канала в лампе: стадии расширения неравновесного плазменного канала, стадии увеличения температуры равновесного плазменного канала, стадиях уменьшения или поддержания температуры равновесного плазменного канала.

Стадия расширения неравновесного плазменного канала

Электрическая мощность N_1 , поступающая в положительный столб расширяющегося плазменного канала, расходуется на мощность расширения плазменного канала $N_{2,3}$, мощность излучения плазменного канала N_4 и мощность теплоотдачи N_5 из плазменного канала в окружающую среду, находящуюся при температуре T_0 :

$$N_1 = N_{2,3} + N_4 + N_5, \quad (2)$$

$$N_{2,3} = N_2 + N_3, \quad (3)$$

где N_1 — электрическая мощность, поступающая в положительный столб расширяющегося плазменного канала, N_4 — мощность излучения расширяющегося плазменного канала, N_5 — мощность теплоотдачи из расширяющегося плазменного канала в окружающую среду, находящуюся при температуре $T_0 = 300$ К через граничную область, холодный ксенон и стенки колбы ИКЛ. $N_{2,3}$ — мощность расширения плазменного канала, состоящая из мощности N_2 , расходуемой на нагрев расширяющегося плазменного канала, и мощности N_3 , необходимой для образования плазмы (мощности фазового перехода из газообразного в плазменное агрегатное состояние).

Электрическая мощность N_1 , поступающая в положительный столб плазменного канала, рассчитывается по формуле [4—7]:

$$N_1 = i_1^2 y_{st}^{-1}. \quad (4)$$

Электрическая проводимость y_{st} положительного столба плазменного канала определяется как

$$y_{st} = \frac{i_1}{E_{st} H_{st}} = \frac{i_1}{u_{st}} = \frac{i_1}{u_1 - U_a - U_k}, \quad (5)$$

где E_{st} — напряженность электрического поля в положительном столбе плазменного канала, H_{st} — длина положительного столба плазменного канала, близкая к расстоянию между электродами ИКЛ, u_{st} — падение напряжения между краями положительного столба плазменного канала, U_a — падение напряжения на прианодной области ИКЛ, U_k — падение напряжения на прикатодной области ИКЛ.

При функционировании замкнутой системы в режиме ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки в ИКЛ электрическими процессами в дросселе и физическими процессами в са-

мой газоразрядной лампе одновременно (синхронно), мгновенное напряжение накачки $u_1(t)$ между электродами лампы в процессе формирования импульса тока накачки в ИКЛ изменяется по закону:

$$u_1 = U_{СК}(t_0) - \frac{1}{C_k} \int_{t_0}^t i_1 dt - L_{dr} \frac{di_1}{dt}, \quad (6)$$

где $U_{СК}(t_0)$ — начальное напряжение на конденсаторе СК, C_k — емкость конденсатора СК, L_{dr} — индуктивность дросселя Ldr.

При функционировании замкнутой системы в режиме ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки в ИКЛ только физическими процессами в самой газоразрядной лампе напряжение накачки между анодом А и катодом К лампы является квазистационарным параметром $U_1 \approx \text{const}$.

С учетом формул (5), (6) найдем следующее выражение для расчета электрической проводимости положительного столба плазменного канала

$$y_{st} = \frac{i_1}{U_{СК}(t_0) - \frac{1}{C_k} \int_{t_0}^t i_1 dt - L_{dr} \frac{di_1}{dt} - U_a - U_k}. \quad (7)$$

Мощность, расходуемую на нагрев расширяющегося плазменного канала, можно представить в виде [8]:

$$N_2 = \rho_{pl} C_{po} \frac{d[V_k T_i]}{dt}, \quad (8)$$

где ρ_{pl} — объемная плотность плазмы в канале, $C_{po} = 158,3$ Дж/(кг·К) — удельная теплоемкость ксеноновой плазмы при квазистационарном давлении и температурах ксенона, принимающих значения меньше или равные электронной температуре образования ксеноновой плазмы $T_{eo} = 6400$ К в газоразрядных лампах типов ИНП-5/40 (ИСП250), ИНП-5,5/60 (ИСП2500), V_k — объем расширяющегося плазменного канала, T_i — ионная температура расширяющегося плазменного канала, t — текущее время формирования плазменного канала.

Продифференцировав выражение (8) по времени, придем к следующему выражению для мощности, поступающей на нагрев расширяющегося плазменного канала:

$$N_2 = \rho_{pl} C_{po} \left(V_k \frac{dT_i}{dt} + T_i \frac{dV_k}{dt} \right). \quad (9)$$

Ионная температура T_i связана с объемом V_k расширяющегося плазменного канала при помощи коэффициента объемного расширения α_k последнего [8]:

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{1}{\alpha_k V_k} \frac{dV_k}{dt}. \quad (10)$$

Для того чтобы мощность, поступающую на нагрев расширяющегося плазменного канала, выразить через его скорость изменения объема, нужно применить формулы (9), (10):

$$N_2 = \rho_{pl} C_{po} \left(\frac{1}{\alpha_k} + T_i \right) \frac{dV_k}{dt}, \quad (11)$$

где $\alpha_k = 1,087 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ — коэффициент объемного расширения плазменного канала.

Мощность, требуемая для образования плазмы, рассчитывается по формуле

$$N_3 = \rho_{pl} \Psi_{plo} \frac{dV_k}{dt}, \quad (12)$$

где Ψ_{plo} — удельная энергия образования плазмы.

Из выражений (3), (11), (12) следует формула, связывающая мощность расширения плазменного канала со скоростью изменения объема последнего:

$$N_{2,3} = \rho_{pl} \left[C_{po} \left(\frac{1}{\alpha_k} + T_i \right) + \Psi_{plo} \right] \frac{dV_k}{dt}, \quad (13)$$

$$\frac{dV_k}{dt} = \frac{H_{st}^2}{\sigma_k} \frac{dy_{st}}{dt},$$

где y_{st} — электрическая проводимость положительного столба плазменного канала, σ_k — удельная электрическая проводимость плазменного канала.

Ионная температура T_i расширяющегося плазменного канала определяется по формуле [8]:

$$T_i = T_{id} + \frac{1}{\alpha_k} \ln \left(\frac{i_1}{I_d} \right), \quad (14)$$

где T_{id} — установившаяся ионная температура плазменного канала на стадии поддержания тока псевдо дежурной дуги, I_d — установившийся ток псевдо дежурной дуги, i_1 — мгновенный ток в расширяющемся плазменном канале.

Энергия образования плазмы W_{plo} равна суммарной средней энергии свободных электронов W_{eo} в расширяющемся плазменном канале

$$W_{plo} = W_{eo} = n_e V_e \frac{3}{2} k T_{eo}, \quad (15)$$

где n_e — концентрация свободных электронов в плазменном канале, V_e — объем, занимаемый электронами, в плазменном канале, $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана, T_{eo} — электронная температура образования плазмы.

В импульсных ксеноновых лампах типов ИНП-5/40 (ИСП250), ИНП-5,5/60 (ИСП2500) электронная температура, при которой образуется плазма, составляет $T_{eo} = 6400$ К.

Степень ионизации ζ_e плазменного канала рассчитывается по формуле [4—7]:

$$\zeta_e = \frac{n_e}{n_{va} + n_e} = \frac{V_e}{V_k}, \quad (16)$$

где n_{va} — концентрация возбужденных атомов ксенона в плазменном канале, V_k — объем плазменного канала.

Применяя выражения (15) и (16), приходим к следующей формуле:

$$W_{plo} = \frac{n_e V_k}{\left(1 + \frac{n_{va}}{n_e}\right)} \frac{3}{2} k T_{eo}. \quad (17)$$

Удельная энергия образования плазмы ψ_{plo} по массе рассчитывается по формуле [8]:

$$\psi_{plo} = \frac{W_{plo}}{\rho_{pl} V_k}. \quad (18)$$

Подставив формулу (17) в выражение (18), получили окончательное выражение для расчета удельной энергии образования плазмы ψ_{plo} по массе:

$$\psi_{plo} = \frac{n_e}{\left(1 + \frac{n_{va}}{n_e}\right) \rho_{pl}} \frac{3}{2} k T_{eo}. \quad (19)$$

В плазменном канале наблюдается однократная ионизация, так что концентрация свободных электронов равна концентрации ионов $n_e = n_i$, а подвижность свободных электронов примерно в 10^4 раз больше подвижности ионов, поэтому электрический ток плазменного канала в основном определяется перемещением свободных электронов. Концентрация свободных электронов n_e в плазменном канале определяется по формуле:

$$n_e = \frac{i_1}{e v_e s_{pk}}, \quad (20)$$

где i_1 — мгновенный ток в плазменном канале, $e = 1,6022 \times 10^{-19}$ Кл — заряд электрона, v_e — ско-

рость движения свободных электронов в плазменном канале, s_{pk} — площадь поперечного сечения плазменного канала.

Дифференциальный закон Ома для плазменного канала имеет вид

$$i_1 = E_{st} \sigma_k s_{pk}. \quad (21)$$

Подставив формулу (21) в выражение (20), определили формулу для расчета концентрации свободных электронов n_e в положительном столбе плазменного канала

$$n_e = n_i = \frac{E_{st} \sigma_k}{e v_e} = \frac{u_{st} \sigma_k}{H_{st} e v_e}, \quad (22)$$

где u_{st} — напряжение между краями положительного столба плазменного канала.

Удельная электрическая проводимость σ_k плазменного канала определяется по формуле [1. С. 64]:

$$\sigma_k = D_1 T_e^2, \quad (23)$$

где $D_1 = 3,2 \cdot 10^{-5}$ Сименс/(м·К²), T_e — электронная температура плазменного канала.

Выражение для расчета скорости движения v_e свободных электронов в плазменном канале имеет вид:

$$v_e = \sqrt{\frac{(3kT_e + 2eu_{st})}{m_e}}, \quad (24)$$

где $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31}$ кг — масса электрона.

С учетом формул (22), (23), (24), запишем выражение для расчета концентрации свободных электронов в плазменном канале:

$$n_e = \frac{u_{st} D_1 T_e^2}{H_{st} e} \sqrt{\frac{m_e}{(3kT_e + 2eu_{st})}}. \quad (25)$$

Из уравнения Больцмана рассчитывается концентрация n_{va} возбужденных атомов в плазменном канале [9]:

$$n_{va} = n_{a0} \frac{G_{va}}{G_{a0}} \exp\left[-\frac{j_1}{W_{Tva}}\right], \quad (26)$$

где $j_1 = 8,32$ эВ — энергия возбуждения атома ксенона, $G_{a0} = 1$ — статистическая сумма основного состояния атома, n_{a0} — концентрация атомов ксенона, находящихся в основном состоянии, определяемая соотношением [8]:

$$n_{a0} = \frac{\rho_{a0}}{M_1} N_A, \quad (27)$$

где ρ_{a0} — плотность ксенона при температуре $T_0 = 300$ К и давлении $P_0 = 80$ кПа, T_0 — температура

окружающей среды, равная температуре стенок колбы ИКЛ, $M_1 = 0,1313$ кг/моль — молярная масса ксенона, $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро.

Статистическая сумма G_{va} возбужденных состояний атома находится из выражения [9]:

$$G_{va} = \sum_{y=1}^9 g_{ay} \exp\left[-\frac{W_{ay} - W_{a0}}{W_{Tva}}\right], \quad (28)$$

где y — номер энергетического состояния атома, g_{ay} — статистические веса возбужденных состояний атома: $g_{a0} = 1$, $g_{a1} = 5$, $g_{a2} = 3$, $g_{a3} = 1$, $g_{a4} = 3$, $g_{a5} = 3$, $g_{a6} = 5$, $g_{a7} = 7$, $g_{a8} = 3$, $g_{a9} = 5$. Соответственно 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_{Tva} возбужденного атома ксенона в плазменном канале рассчитывается по формуле:

$$W_{Tva} [\text{эВ}] = \frac{m_a v_{va}^2}{2} Z_1^{-1} = \frac{3}{2} kT_i Z_1^{-1}, \quad (29)$$

где $m_a = 2,18 \times 10^{-25}$ кг — масса атома ксенона, v_{va} — скорость движения возбужденного атома ксенона, $Z_1 = 1,6022 \times 10^{-19}$ Дж/эВ — коэффициент перевода единиц измерения из [Дж] в [эВ].

Энергия основного терма атома W_{a0} определяется выражением:

$$W_{a0} [\text{эВ}] = \frac{3}{2} kT_0 Z_1^{-1}, \quad (30)$$

Плотность плазменного канала ρ_{pl} рассчитывается по формуле:

$$\rho_{pl} = (m_i + m_e) n_e + m_a n_{va}. \quad (31)$$

Подставив формулу (25) в формулу (31), определяем выражение для ρ_{pl} :

$$\rho_{pl} = (m_i + m_e) \frac{u_{st} D_1 T_e^2}{H_{st} e} \sqrt{\frac{m_e}{(3kT_e + 2eu_{st})}} + m_a n_{va}, \quad (32)$$

$$m_i = m_a - m_e,$$

где m_i — масса иона ксенона.

Импульсные ксеноновые лампы типов ИНП-5/40 (ИСП250), ИНП-5,5/60 (ИСП2500) излучают в спектральном диапазоне длин волн от $\lambda_1 = 180$ нм до $\lambda_2 = 1100$ нм. Кварцевые стенки колбы газоразрядной лампы имеют относительный коэффициент пропускания излучения, составляющий величину $\gamma_1 = 0,92$ отн. ед. [1—3].

Энергетическая светимость $\varepsilon_{v,T}$ абсолютно черного тела рассчитывается по формуле Планка [10]:

$$\varepsilon_{v,T} = \frac{2\pi v^2}{c^2} \frac{hv}{\exp\left[\frac{hv}{kT_e}\right] - 1}, \quad (33)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, $c = 3 \times 10^8$ м/с — скорость излучения, v — частота излучения плазменного канала.

Объемная спектральная плотность $\rho_{v,T}$ энергии излучения абсолютно черного тела с учетом (33) рассчитывается по формуле:

$$\rho_{v,T} = \frac{4}{c} \varepsilon_{v,T} = \frac{8\pi v^2}{c^3} \frac{hv}{\exp\left[\frac{hv}{kT_e}\right] - 1}. \quad (34)$$

Излучательные свойства плазмы характеризуются энергетической светимостью $E_{v,T}$ плазменного канала, рассчитываемой по оптическому закону Кирхгофа [10]:

$$E_{v,T} = \varepsilon_{v,T} A_{v,T}, \quad (35)$$

где $\varepsilon_{v,T}$ — энергетическая светимость абсолютно черного тела, $A_{v,T}$ — относительный коэффициент поглощения излучения плазменного канала.

Выражение (35) показывает равноценность энергетической светимости $E_{v,T}$ плазменного канала и его относительного коэффициента поглощения излучения $A_{v,T}$, поэтому излучательные и поглощательные свойства плазмы можно характеризовать только одним из этих физических параметров.

Формула для расчета мощности излучения N_4 плазменного канала имеет вид:

$$N_4 = 4s_{bk} \int_0^\infty E_{v,T} dv, \quad (36)$$

где s_{bk} — площадь боковой поверхности плазменного канала, $E_{v,T}$ — энергетическая светимость плазменного канала.

Учитывая формулы (36), (35), (33), выражение для мощности излучения N_4 плазменного канала приняло вид:

$$N_4 = \frac{8\pi h}{c^2} s_{bk} \int_0^\infty A_{v,T} \frac{v^3}{\exp\left[\frac{hv}{kT_e}\right] - 1} dv. \quad (37)$$

Введя обозначение переменной $x = \frac{hv}{kT_e}$ в формулу (37), представили последнюю в следующем виде

$$N_4 = \frac{8\pi h}{c^2} \left(\frac{kT_e}{h}\right)^4 s_{bk} \int_0^\infty A_{v,T} \frac{x^3}{\exp[x] - 1} dx. \quad (38)$$

Мощность излучения N_{izl} лампы, излучающей в ограниченном спектральном диапазоне частот от ν_1 до ν_2 , рассчитывается по формуле:

$$N_{izl} = \gamma_1 4s_{bk} \int_{\nu_1}^{\nu_2} E_{\nu,T} d\nu, \quad (39)$$

где γ_1 — относительный коэффициент пропускания излучения кварцевых стенок колбы ИКЛ.

Подставив выражения (35), (33) в формулу (39), получили выражение для мощности излучения ИКЛ:

$$N_{izl} = \gamma_1 \frac{8\pi h}{c^2} s_{bk} \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_{\nu,T} \frac{\nu^3}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT_e}\right] - 1} d\nu. \quad (40)$$

Выразив формулу (40) через переменную $x = \frac{h\nu}{kT_e}$, получаем окончательное выражение для расчета мощности излучения газоразрядной лампы, излучающей в ограниченном спектральном диапазоне частот от ν_1 до ν_2 :

$$N_{izl} = \gamma_1 \frac{8\pi h}{c^2} \left(\frac{kT_e}{h}\right)^4 s_{bk} \int_{\frac{hc}{k\lambda_2 T_e}}^{\frac{hc}{k\lambda_1 T_e}} A_{\nu,T} \frac{x^3}{\exp[x] - 1} dx. \quad (41)$$

Граничные частоты пропускания спектра излучения кварцевыми стенками колбы ИКЛ ν_1 и ν_2 рассчитываются по формулам

$$\nu_1 = \frac{c}{\lambda_1}, \quad (42)$$

$$\nu_2 = \frac{c}{\lambda_2}, \quad (43)$$

где λ_1, λ_2 — граничные длины волн пропускания спектра излучения кварцевыми стенками колбы ИКЛ.

Средний спектральный относительный коэффициент поглощения излучения $\overline{\alpha_k}$ ксенонового плазменного канала рассчитывается по формуле [3]:

$$\overline{\alpha_k} = 1 - \exp\left[-\overline{\kappa_{pl}} 2r_k\right], \quad (44)$$

где $\overline{\kappa_{pl}}$ — средний спектральный размерный показатель поглощения излучения ксеноновой плазмы, r_k — радиус плазменного канала.

Средний спектральный размерный показатель поглощения излучения $\overline{\kappa_{pl}}$ ксеноновой плазмы не

зависит от длины волны излучения последней и определяется по формуле Ширмера [3]:

$$\overline{\kappa} [m^{-1}] = B_1 \frac{P_{pl}}{(T_e)^3} \exp\left[-\frac{eU_{ief}}{kT_e}\right], \quad (45)$$

где $B_1 = 7,9 \cdot 10^{13} \text{ K}^3/(\text{Па} \cdot \text{м})$ — коэффициент пропорциональности, P_{pl} — термодинамическое давление ксеноновой плазмы в канале, $U_{ief} = 11,7 \text{ В}$ — эффективное напряжение ионизации атома ксенона, $eU_{ief} = 1,875 \times 10^{-18} \text{ Дж}$ — эффективная энергия ионизации атома ксенона.

Для расчета термодинамического давления ксеноновой плазмы в канале применено уравнение Ван-дер-Ваальса [8]:

$$\left[P_{pl} + a_{kr} \left(\frac{\nu_{pl}}{V_k} \right)^2 \right] (V_k - b_{kr} \nu_{pl}) = \nu_{pl} R_g T_i. \quad (46)$$

Количество вещества ν_{pl} плазмы определяется из выражения:

$$\nu_{pl} = \frac{\rho_{pl} V_k}{M_1}. \quad (47)$$

Решив уравнение Ван-дер-Ваальса (46) с учетом формулы (47), находим выражение для расчета термодинамического давления плазменного канала:

$$\begin{aligned} P_{pl} &= \frac{R_g T_i}{1 - b_{kr} \frac{\rho_{pl}}{M_1}} - a_{kr} \left(\frac{\rho_{pl}}{M_1} \right)^2 \approx \\ &\approx \frac{R_g T_i}{1 - b_{kr} \frac{\rho_{pl}}{M_1}} - \frac{\rho_{pl}^2}{M_1^2} a_{kr}, \\ a_{kr} &= \frac{27}{P_{kr}} \left(\frac{R_g T_{kr}}{8} \right)^2, \\ b_{kr} &= \frac{R_g T_{kr}}{8 P_{kr}}, \end{aligned} \quad (48)$$

где $R_g = 8,314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ — универсальная газовая постоянная,

a_{kr}, b_{kr} — критические постоянные для ксенона из уравнения Ван-Дер-Ваальса,

$P_{kr} = 5,84 \text{ МПа}$ — критическое давление ксенона, $T_{kr} = 289,734 \text{ К}$ — критическая температура ксенона, ρ_{pl} — объемная плотность плазменного канала.

Средний спектральный относительный коэффициент поглощения излучения $\overline{\alpha_k}$ ксенонового плазменного канала находится из выражения, полученного из формул (44), (45), (48):

$$\overline{\alpha_k} \approx 1 - \exp \left[- \frac{B_1 \rho_{pl} R_g T_i 2r_k}{\left(1 - b_{kr} \frac{\rho_{pl}}{M_1}\right) M_1 (T_e)^3} \exp \left(- \frac{eU_{ief}}{kT_e} \right) \right]. \quad (49)$$

Из формулы (49) следует, что средний спектральный относительный коэффициент поглощения излучения $\overline{\alpha_k}$ ксеноновой плазмы не зависит от частоты излучения последней, поэтому выражения (38) и (41) можно представить в следующих видах:

$$N_4 = \frac{8\pi h}{c^2} \alpha_k \left(\frac{kT_e}{h} \right)^4 s_{bk} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp[x] - 1} dx, \quad (50)$$

$$N_{izl} = \gamma_1 \frac{8\pi h}{c^2} \alpha_k \left(\frac{kT_e}{h} \right)^4 s_{bk} \frac{\frac{hc}{k\lambda_2 T_e}}{\frac{hc}{k\lambda_1 T_e}} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp[x] - 1} dx. \quad (51)$$

Площадь боковой поверхности s_{bk} и радиус r_k расширяющегося плазменного канала определяются с помощью дифференциального закона Ома:

$$s_{bk} = 2\pi H_{st}^2 \sqrt{\frac{i_1}{\pi \sigma_k (u_1 - U_a - U_k)}}, \quad (52)$$

$$r_k = \sqrt{\frac{H_{st} i_1}{\pi \sigma_k (u_1 - U_a - U_k)}}. \quad (53)$$

Теплоотдача из плазменного канала в окружающую среду осуществляется через граничную область, холодный ксенон и стенки колбы ИКЛ. Формула для расчета мощности теплоотдачи N_5 из расширяющегося плазменного канала в окружающую среду, находящуюся при температуре T_0 , через граничную область, холодный ксенон и стенки колбы ИКЛ имеет вид [8]:

$$N_5 = \chi_1 s_{bk} \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell}, \quad (54)$$

где $\chi_1 = 3 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К) — коэффициент теплопроводности ксенона, $T_0 = 300$ К — температура окружающей среды, $\Delta \ell = 0,2$ мм — толщина граничной области, в которой температура падает от величины ионной температуры плазменного канала до температуры холодного ксенона T_0 [1. С. 63].

С учетом выражений (2), (4), (13), (50), (54), расчет переходной характеристики мгновенного тока в ИКЛ $i_1(t)$ на стадии расширения неравновесного плазменного канала осуществляется в ре-

зультате численного решения уравнения баланса мощностей:

$$i_1^2 y_{st}^{-1} = \rho_{pl} \left[C_{po} \left(\frac{1}{\alpha_k} + T_i \right) + \Psi_{plo} \right] \frac{H_{st}^2}{\sigma_k} \frac{dy_{st}}{dt} + \frac{8\pi h}{c^2} \alpha_k \left(\frac{kT_{eo}}{h} \right)^4 s_{bk} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx + \chi_1 s_{bk} \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell}, \quad (55)$$

В результате численного решения уравнения баланса мощностей (55) находится переходная характеристика мгновенного тока накачки в ИКЛ $i_1(t)$, с помощью которой по формулам (1), (51) рассчитываются переходные характеристики мгновенной электрической мощности $N_{el}(t)$, поступающей в ИКЛ, и мгновенной мощности излучения ИКЛ $N_{izl}(t)$.

Стадии увеличения, уменьшения или поддержания температуры равновесного плазменного канала

На стадиях увеличения, уменьшения или поддержания температуры равновесного плазменного канала в ИКЛ ионная температура плазменного канала равна его электронной температуре $T_i = T_e$. Объемная плотность ксеноновой плазмы ρ_{pl} в равновесном плазменном канале равна плотности ксенона ρ_{a0} в ИКЛ $\rho_{pl} = \rho_{a0}$, находящегося при температуре $T_0 = 300$ К и давлении $P_0 = 80$ кПа.

Электрическая мощность N_{1*} , поступающая в положительный столб равновесного плазменного канала, расходуется на мощность нагрева равновесного плазменного канала N_{2*} , мощность излучения N_{4*} и мощность теплоотдачи N_{5*} из равновесного плазменного канала в окружающую среду, находящуюся при температуре T_0 , через пристеночную граничную область с ксеноном, сжатым до высокого давления, и стенки колбы ИКЛ:

$$N_{1*} = N_{2*} + N_{4*} + N_{5*}, \quad (56)$$

где N_{1*} — электрическая мощность, поступающая в положительный столб равновесного плазменного канала, N_{2*} — мощность нагрева равновесного плазменного канала, N_{4*} — мощность излучения равновесного плазменного канала и N_{5*} — мощность теплоотдачи из равновесного плазменного канала в окружающую среду через пристеночную граничную область с ксеноном, сжатым до высокого давления, и стенки колбы ИКЛ.

Электрическая мощность N_{1*} , поступающая в положительный столб плазменного канала, определяется по формуле (4).

Мощность, идущую на нагрев равновесного плазменного канала, можно представить в виде

$$N_{2*} \approx \rho_{pl} C_v V_{km} \frac{dT_i}{dt}, \quad (57)$$

где V_{km} — объем равновесного плазменного канала, C_v — удельная теплоемкость равновесного плазменного канала при постоянном объеме, рассчитываемая по формуле Майера

$$C_v = C_p - \frac{R_g}{M_1}.$$

Удельная теплоемкость C_p равновесной ксеноновой плазмы при квазистационарном давлении начинает изменяться, когда температура последней превышает электронную температуру образования плазмы T_{eo} . При этом C_p рассчитывается по эмпирической формуле [11, 12]:

$$C_p = C_{po} \exp(\beta_c (T_i - T_{eo})),$$

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

Ионная температура T_i равновесного ксенонового плазменного канала связана с током накачки i_1 в ИКЛ следующей зависимостью [1] с учетом дифференциального закона Ома:

$$\begin{aligned} T_i = T_e &= \sqrt{\frac{\sigma_k}{D_1}} = \sqrt{\frac{H_{st} i_1}{\pi R_{km}^2 D_1 (u_1 - U_a - U_k)}} = \\ &= \sqrt{\frac{H_{st} y_{st}}{\pi R_{km}^2 D_1}}, \end{aligned} \quad (58)$$

где R_{km} — радиус равновесного плазменного канала, являющийся максимальным радиусом установившегося по объему канала.

Площадь боковой поверхности S_{bkm} равновесного плазменного канала на рассматриваемых стадиях максимальна:

$$S_{bkm} = 2\pi R_{km} H_{st}.$$

Объем равновесного плазменного канала V_{km} равен

$$V_{km} = \pi R_{km}^2 H_{st}.$$

С учетом формул (56), (4), (57), (50), (54), уравнение баланса мощностей на стадиях увеличения, уменьшения или поддержания температуры равновесного плазменного канала принимает вид

$$\begin{aligned} i_1^2 y_{st}^{-1} &= \rho_{pl} C_v V_{km} \frac{dT_i}{dt} + \\ &+ \frac{8\pi h}{c^2} \alpha_k \left(\frac{kT_e}{h} \right)^4 S_{bkm} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx + \\ &+ \chi_1 S_{bkm} \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell}. \end{aligned} \quad (59)$$

Расчет переходной характеристики тока накачки в ИКЛ $i_1(t)$ на стадиях увеличения, уменьшения или поддержания температуры равновесного плазменного канала производится в результате численного решения уравнения баланса мощностей (59) с учетом формул (7), (58). Из рассчитанной переходной характеристики тока накачки $i_1(t)$ в ИКЛ по формулам (1), (51) находятся переходные характеристики электрической мощности $N_{el}(t)$, поступающей в ИКЛ, и мощности излучения ИКЛ $N_{izl}(t)$.

Отношение энергии излучения ИКЛ W_{izl} за время импульса тока накачки $t_{im} = t_3 - t_0$ к электрической энергии W_{el} , поступившей за время t_{im} в ИКЛ, определяет средний коэффициент полезного действия ИКЛ $\langle \eta_1 \rangle$:

$$\langle \eta_1 \rangle = \frac{W_{izl}}{W_{el}} = \frac{\int_{t_0}^{t_1} N_{izl1} dt + \int_{t_1}^{t_2} N_{izl2} dt + \int_{t_2}^{t_3} N_{izl3} dt}{\int_{t_0}^{t_1} N_{el1} dt + \int_{t_1}^{t_2} N_{el2} dt + \int_{t_2}^{t_3} N_{el3} dt}. \quad (60)$$

Анализ электрических процессов в разрядном контуре накачки импульсной ксеноновой лампы

Рассмотрим разработанную физико-математическую модель при работе ИКЛ типа ИНП-5/40 (ИСП250) в электрической схеме, работающей в двух выше указанных режимах. Первый режим работы ИКЛ наблюдается в электрической схеме на основе LC-контра, то есть в случае, когда ключ SW находится в положении (1) (см. рис. 1). Второй режим работы ИКЛ наблюдается в электрической схеме на основе модулятора с частичным разрядом накопительной емкости, т. е. в том случае, когда ключ SW находится в положении (2) (рис. 1).

При расчете переходной характеристики тока накачки $i_1(t)$ и остальных физических параметров в ИКЛ будем считать заданными: значение электрической энергии W_{el} , поступившей в лампу за длительность импульса t_{im} тока накачки в каждом из двух упомянутых выше режимов работы лампы.

Зададим значение электрической энергии $W_{el} = 4,5$ Дж, поступившей в лампу за длительность $t_{im} = 500$ мкс импульса тока накачки. В этом случае для первого режима работы ИКЛ начальная величина напряжения на конденсаторе СК емкостью $C_k = 100$ мкФ принимает значение $U_C(t_0) = 300$ В, близкое к величине ЭДС (электродвижущей силы) E_1 источника электропитания E_1 , а для второго режима работы величина квазистабильного напряжения на блоке конденсаторов СК емкостью $C_k = 13$ мФ принимает значение $E_1 \approx U_C(t_0) = 117$ В.

На рис. 2 приведены расчетные переходные характеристики электрических мощностей $N_{el}(t)$, поступающих в импульсную ксеноновую лампу, работающую в двух рассматриваемых режимах. Эти переходные характеристики $N_{el}(t)$ рассчитаны численными методами по формуле (1) с учетом уравнений (55), (59), (7), (58).

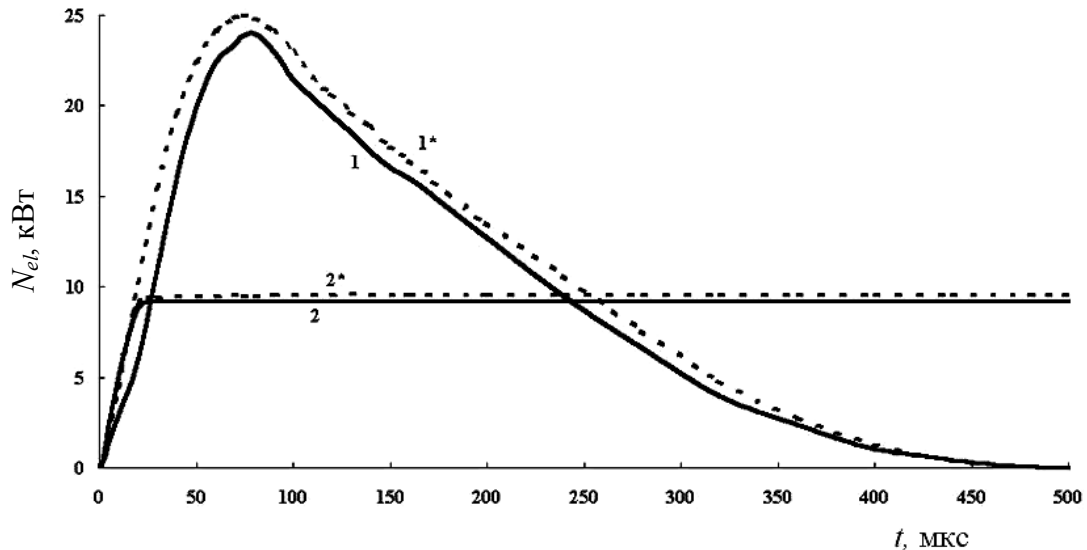


Рис. 2. Переходные характеристики электрических мощностей, поступающих в импульсную ксеноновую лампу: 1 — экспериментальная характеристика первого режима работы, 1* — расчетная характеристика первого режима работы, 2 — экспериментальная характеристика второго режима работы, 2* — расчетная характеристика второго режима работы.

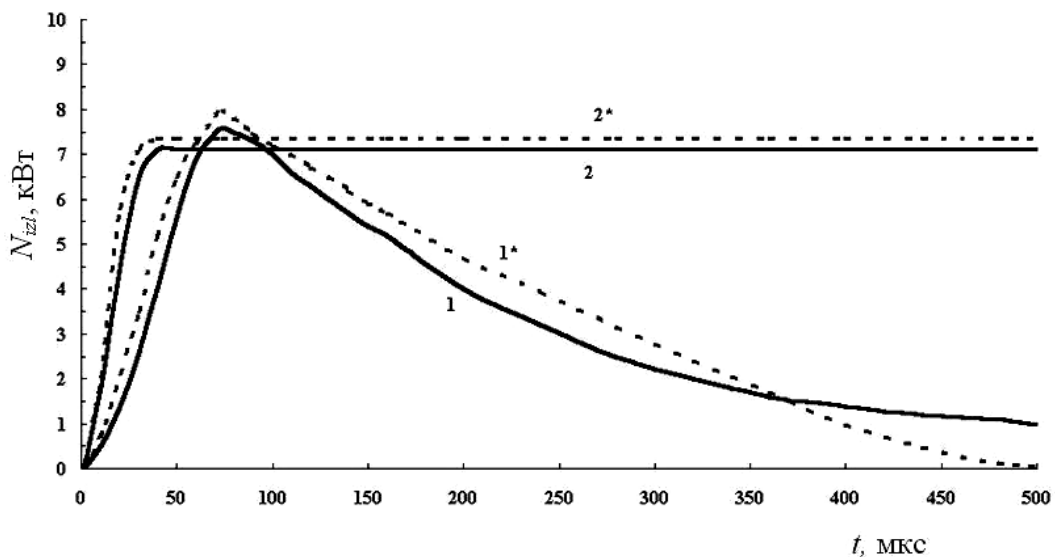


Рис. 3. Переходные характеристики мощностей излучения импульсной ксеноновой лампы: 1 — экспериментальная характеристика первого режима работы, 1* — расчетная характеристика первого режима работы, 2 — экспериментальная характеристика второго режима работы, 2* — расчетная характеристика второго режима работы.

Эксперимент

Исследуем работу импульсной ксеноновой лампы типа ИНП-5/40 (ИСП250) в электрической схеме накачки, представленной на рис. 1 и функ-

На рис. 3 приведены расчетные переходные характеристики мощностей излучения $N_{izl}(t)$ импульсной ксеноновой лампы, работающей в двух рассматриваемых режимах. Эти переходные характеристики $N_{izl}(t)$ рассчитаны численными методами по формуле (51) с учетом уравнений (55), (59), (7), (58).

ционирующей в двух рассматриваемых режимах. Зарегистрируем переходные характеристики тока накачки $i_1(t)$ в ИКЛ, напряжения накачки $u_1(t)$ между электродами ИКЛ, поверхностной плотности мощности излучения ИКЛ при одном значении

электрической энергии $W_{el} = 4,5$ Дж, поступившей в лампу за длительность импульса $t_{im} = 500$ мкс, в двух упомянутых выше режимах работы лампы.

Регистрация переходной характеристики мгновенного тока накачки $i_1(t)$ в ИКЛ осуществляется с помощью безындуктивного датчика тока R3. Регистрация переходной характеристики мгновенного напряжения, пропорционального мгновенному напряжению накачки между электродами ИКЛ $u_1(t)$, осуществляется с помощью резисторного делителя R5, R6. Мгновенное напряжение, снимаемое с резистора R5, пропорционально мгновенному напряжению накачки между электродами ИКЛ $u_1(t)$. Регистрация переходной характеристики поверхностной плотности мощности излучения ИКЛ осуществляется с помощью фотоприемника VD3 и датчика тока R4. По экспериментальной переходной характеристике поверхностной плотности мощности излучения ИКЛ определена экспериментальная переходная характеристика мощности излучения ИКЛ $N_{izl}(t)$.

На рис. 2 также представлены экспериментальные переходные характеристики электрической мощности $N_{el}(t)$, поступающей в импульсную ксеноновую лампу, работающую в двух представленных режимах. Как следует из рис. 2, расчетные и экспериментальные переходные характеристики $N_{el}(t)$ соответственно для каждого режима работы ИКЛ удовлетворительно согласуются по амплитуде, длительности и форме импульса. Это свидетельствует об адекватности предложенной физико-математической модели.

На рис. 3 также приведены экспериментальные переходные характеристики мощности излучения $N_{izl}(t)$ импульсной ксеноновой лампы, работающей в двух представленных режимах. Как следует из рис. 3, расчетные и экспериментальные переходные характеристики $N_{izl}(t)$ соответственно для каждого режима работы ИКЛ удовлетворительно согласуются по амплитуде, длительности и форме импульса. Это свидетельствует об адекватности предложенной физико-математической модели.

При функционировании лампы в первом режиме из анализа переходной характеристики $N_{izl}(t)$, изображенной на рис. 3, с учетом формулы (60) следует, что энергия излучения ИКЛ составила $W_{izl} = 1,44$ Дж за длительность $t_{im} = 500$ мкс импульса тока накачки. С учетом заданного значения электрической энергии $W_{el} = 4,5$ Дж, поступившей в лампу за длительность $t_{im} = 500$ мкс тока накачки в первом режиме, средний коэффициент полезного действия КПД ИКЛ $\langle \eta \rangle = 0,32$ (или 32 %).

При работе лампы во втором режиме из анализа переходной характеристики $N_{izl}(t)$, представленной на рис. 3, с учетом формулы (60) следует,

что энергия излучения ИКЛ составила $W_{izl} = 2,993$ Дж за длительность $t_{im} = 500$ мкс импульса тока накачки. С учетом заданного значения электрической энергии $W_{el} = 4,5$ Дж, поступившей в лампу за длительность $t_{im} = 500$ мкс тока накачки во втором режиме, средний коэффициент полезного действия КПД ИКЛ $\langle \eta \rangle = 0,665$ (или 66,5 %). При работе ИКЛ во втором режиме с увеличением длительности импульса тока накачки КПД лампы растет и в пределе достигает 80 %.

Заключение

В результате проведенных теоретических и экспериментальных исследований, рассмотренных в данной статье, показана взаимосвязь процессов, происходящих в электрической схеме накачки, с физическими процессами, протекающими в импульсной ксеноновой лампе. Построена физико-математическая модель процесса формирования плазменного канала в импульсной ксеноновой лампе, совпадающая с экспериментом с точностью около 90 %. Установлено, что коэффициент полезного действия импульсной ксеноновой лампы зависит от формы, амплитуды и длительности импульсов электрической мощности, поступающей в лампу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мак А. А., Яшин В. Е., Сомс Л. Н., Фромзель В. А. Лазеры на неодимовом стекле. — М.: Наука, 1990.
2. Маршак И. С. Импульсные источники света. — М.: Энергия, 1978.
3. Рохлин Г. Н. Разрядные источники света. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
5. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.
6. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. — М.: Наука, 1987.
7. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробы газов. — М.: Наука, 1991.
8. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 2. Термодинамика и молекулярная физика. — М.: Наука, 1990.
9. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. — М.: Атомиздат, 1980.
10. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.
11. Глушко В. П., Гурвич Л. В. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1. — М.: Наука, 1978.
12. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
13. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Арсланбеков М. А., Абакарова Х. М., Аббас Али Али Рафид // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 2. С. 154.
14. Омаров О. А., Курбанисмаилов В. С., Арсланбеков М. А. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 26.
15. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Арсланбеков М. А., Абакарова Х. М., Аббас Али Али Рафид // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 234.

Research of gas discharging lamp modes in an electrical circuit with the switching insulated-gate bipolar transistor (IGBT)

Yu. A. Mandryko

D. I. Mendeleev All-Russian Research Institute of Metrology (VNIIM D. I. Mendeleev)
19 Moskovsky pr., St. Petersburg, 190005, Russia
E-mail: mandryko1@rambler.ru

Received February 24, 2016

Consideration is given to the research of working modes for the impulsive xenon lamp in the electrical circuit with the switching IGBT-transistor, which allowed to realize a work of the lamp in the following modes:

- 1) limitation of the pump current variable speed and amplitude by electrical processes in the throttle and physical processes in the lamp's itself,
- 2) limitation of the pump current variable speed and amplitude just by physical processes in the lamp's itself.

PACS: 84.30.jc, 42.50.-p, 05.70.-a, 52.25.Kn, 52.20.-j, 52.25.Jm

Keywords: pump current pulse, plasmic channel, electrical circuit.

REFERENCES

1. A. A. Mak, V. E. Yashin, L. N. Soms, and V. A. Fromzel', *Neodymium Glass Lasers* (Nauka Moscow, 1990) [in Russian].
2. I. S. Marshak, *Pulse Sources of Light* (Energiya, Moscow, 1978) [in Russian].
3. G. N. Rokhlin, *Discharge Sources of Light*. (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
4. Yu. P. Raizer, *Foundations of Modern Physics of Gas Discharge Processes* (Nauka, Moscow, 1980) [in Russian].
5. Yu. P. Raizer, *Physics of Gas Discharge* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian].
6. E. P. Velikhov, A. S. Kovalev, and A. T. Rakhomov, *Physical Phenomena in Gas Discharge Plasma* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian].
7. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Physics of Pulse Breakdown of Gases* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
8. D. V. Sivukhin, *General Physics, Vol. 2* (Nauka, Moscow, 1990) [in Russian].
9. A. A. Radtsig and B. M. Smirnov, *Handbook on Atom Physics* (Atomizdat, Moscow, 1980) [in Russian].
10. G. S. Landsberg, *Optics* (Nauka, Moscow, 1976) [in Russian].
11. V. P. Glushko, L. V. Gurvich, et al., *Thermodynamic Features of Substances. Vol. 1*. (Nauka, Moscow, 1978) [in Russian].
12. N. B. Vargaftik, *Handbook on Thermalphysic Features of Gases and Liquids* (Nauka, Moscow, 1972) [in Russian].
13. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, M. A. Arslanbekov, Kh. M. Abakarova, and Rafid Abbas, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **3**, 154 (2015).
14. O. A. Omarov, V. S. Kurbanismailov, M. A. Arslanbekov, et al., *Plasma Phys. Rep.* **38**, 26 (2012).
15. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, M. A. Arslanbekov, Kh. M. Abakarova, and Rafid Abbas, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **2**, 234 (2014).