

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОЙ КОРОТКОДУГОВОЙ КСЕНОНОВОЙ ЛАМПЫ В РЕЖИМАХ “НАСЫЩЕННОЙ” СВЕТОВОЙ ЯРКОСТИ

А. С. Камруков¹, С. Г. Киреев^{2*}, Н. П. Козлов¹, С. Г. Шашковский²

УДК 535.33

¹ Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
(Национальный исследовательский университет), Россия, Москва

² Научно-производственное предприятие “Мелитта”,
117997, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 16/10, Россия; e-mail: kireevsg@mail.ru

(Поступила 14 марта 2017)

Представлены результаты исследования электротехнических, энергетических и спектрально-яркостных характеристик экспериментальной трехэлектродной импульсной ксеноновой лампы высокого давления в режимах, обеспечивающих близкие к предельно достижимым спектральные яркости излучения ксенона. Показано, что в режиме насыщенной световой яркости (яркостная температура в видимой области спектра ~30000 К) излучение импульсного разряда в ксеноне существенно отличается от излучения абсолютно черного тела — максимальные яркостные температуры в коротковолновой УФ области 24000 К, в ближнем ИК диапазоне 19000 К. Относительная доля УФ излучения в эмиссионном спектре лампы >50 %, что позволяет рассматривать такие лампы в качестве перспективных широкополосных источников излучения высокой спектральной яркости для многих актуальных практических применений.

Ключевые слова: импульс, ультрафиолетовое излучение, шаровая лампа, яркость, яркостная температура.

The results of investigating electrical, power and spectral radiation properties of an experimental three-electrode xenon flash lamp are presented. The lamp was operated at high-pressure in the regimes close to the maximum spectral brightness limit of xenon emission. It was shown that in the regime of saturated brightness (the black-body temperature in the visible spectral range ~30000 K) the radiation of the pulsed discharge in xenon differs significantly from the radiation of an absolutely black body: the maximum black-body temperatures were 24000 and 19000 K for UV and near IR ranges, respectively. The relative portion of UV radiation in the lamp emission spectrum is more than 50%, which allows to consider such lamps as promising broadband radiation sources of high spectral brightness for many actual practical applications.

Keywords: pulse, ultraviolet radiation, short-arc lamp, brightness, black-body temperature.

Введение. В последние годы заметно возрос интерес к импульсным высокотемпературным плазменным источникам оптического излучения. Это связано как с развитием новых плазменно-оптических технологий, основанных на сильном фотохимическом и фотобиологическом действии мощного широкополосного УФ излучения [1—4], так и с разработками перспективных технических устройств различного назначения (быстродействующих коммутаторов электрического тока [5], приборов оптической локации, мощных прожекторных систем [6, 7] и др.). На сегодняшний день наиболее интенсивными (яркими) плазменными источниками излучения, имеющими перспективы широкого практического применения, являются короткодуговые импульсные лампы высокого давления, в частности импульсные ксеноновые шаровые лампы. Основные преимущества таких ламп связаны

ENERGETIC AND RADIATIVE CHARACTERISTICS OF A PULSE SHORT-ARC XENON LAMP IN THE REGIMES OF “SATURATED” LIGHT BRIGHTNESS

A. S. Kamrukov¹, S. G. Kireev^{2*}, N. P. Kozlov¹, S. G. Shashkovskii² (¹ Bauman Moscow State Technic University (National Scientific University), Moscow, Russia; ² Scientific-Production Enterprise “Melitta”, 16/10 Mikluho Maklay Str., 117997, Moscow, Russia; e-mail: kireevsg@mail.ru)

с компактным изолированным телом свечения, высокой спектральной яркостью излучения, сплошным эмиссионным спектром, короткой длительностью вспышки и возможностями работы в импульсно-периодических режимах с достаточно большой частотой (до нескольких килогерц) следования импульсов и высокой средней электрической мощностью (сотни ватт и более). Несмотря на то что импульсные короткодуговые ксеноновые лампы известны сравнительно давно (см. [7] и ссылки там), адекватные теоретические модели и систематизированные экспериментальные данные, позволяющие по конструктивным параметрам лампы и электротехнического контура надежно определить ее излучательные характеристики, в настоящее время отсутствуют. В связи с этим эксперимент остается пока единственным источником достоверной информации об основных физических и технических характеристиках импульсных шаровых ламп, необходимой для успешной реализации актуальных практических приложений.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования электротехнических, энергетических и спектрально-яркостных характеристик импульсной короткодуговой ксеноновой лампы в режимах так называемой “насыщенной” световой яркости, т. е. в режимах, обеспечивающих близкие к предельно достижимым спектральные яркости излучения ксенона.

Эксперимент. Объект исследования — экспериментальная лампа с межэлектродным расстоянием 4 мм, наполненная спектрально чистым ксеноном до давления 0.4 МПа. Оболочка лампы — сферическая колба с внешним диаметром 30 мм — изготовлена из кварца достаточно высокого оптического качества: коэффициент пропускания стенки колбы на длине волны $\lambda \approx 190$ нм составлял ≥ 50 %, в области $240 \leq \lambda \leq 1000$ нм превышал 90 %. Электродные узлы лампы выполнены по технологии фольговых цилиндрических тоководов, допускающих импульсно-периодическую работу лампы с высокой нагрузкой по средней мощности [7]. Материал электродов — торированный вольфрам. Для иницирования электрического разряда использован третий (поджигной) вольфрамовый электрод $\varnothing 2$ мм, впаянный в колбу лампы таким образом, что его заостренный конец расположен вблизи центра разрядного промежутка на расстоянии ~ 2 мм от оси лампы.

В качестве источника питания лампы использована конденсаторная батарея емкостью $C = 2$ мкФ из двух параллельно соединенных импульсных конденсаторов типа К75-74, которые напрямую с помощью медных шин подключены к импульсной лампе. Для увеличения скорости ввода энергии в плазму и снижения потерь в контуре длина коммутирующих шин минимизирована. Зарядка батареи осуществлялась до напряжения $U_0 = 1.5\text{—}3$ кВ. Лампа работала в режиме одиночных импульсов. Разряд инициировался подачей на третий электрод высоковольтного импульса поджига со вторичной обмотки импульсного трансформатора.

Электротехнические параметры контура и лампы определены с помощью смешанного частотно-компенсированного делителя напряжения и пояса Роговского с интегрирующим RC -звеном и без него. Оптические характеристики лампы измерены калиброванным спектральным комплексом “Спектр-01” [8], позволяющим осуществлять одновременную регистрацию излучения в четырех спектральных областях (270 ± 20 , 430 ± 50 , 555 ± 50 и 1000 ± 70 нм) с временным разрешением не хуже 0.1 мкс. Сигналы со всех измерительных приборов подавались на цифровые осциллографы Tektronix TDS-1001 и Tektronix TDS-2004C с полосой пропускания 60 МГц.

Электротехнические характеристики разрядного контура и лампы. Разрядный ток в лампе носит колебательный характер и содержит четыре выраженных периода колебаний. При зарядном напряжении $U_0 = 2.5$ кВ длительность первого квазиполупериода разряда $\tau_1 \sim 2.69$ мкс, последующих 2.15 мкс. Удлинение первой полуволны тока связано с конечным временем нарастания проводимости плазменного канала в начальной стадии разряда. В связи с этим производная тока изменяется практически от нуля до максимального значения, достигаемого за время ~ 0.6 мкс, а на фронте токового импульса имеется точка перегиба (рис. 1). При $U_0 = 2.5$ кВ максимальный ток $I_1 \approx 4.9$ кА достигается на $\tau_m \sim 1.42$ мкс. Это определено по моменту перехода токовой производной через нулевое значение. Характерно, что во всех исследуемых режимах $\tau_m > \tau_1/2$. Это свидетельствует о сильной нелинейности электротехнического контура в первом полупериоде тока, в дальнейшем разряд достаточно хорошо описывается стандартным уравнением RLC -цепи с некоторыми эффективными значениями индуктивности и сопротивления.

Полная индуктивность электрической цепи L , включающая в себя индуктивность контура (конденсаторов и подводящих шин) и индуктивность лампы с плазменным промежутком (L_b), $L \approx 230$ нГн. Эффективное омическое сопротивление цепи, соответствующее наблюдаемому декременту затухания,

при $U_0 = 2.5$ кВ $R_{\text{эф}} \approx 0.08$ Ом. Параметр затухания контура $\gamma = R_{\text{эф}}/2Z \approx 0.117$ ($Z = (L/C)^{1/2} \approx 0.34$ Ом — волновое сопротивление контура).

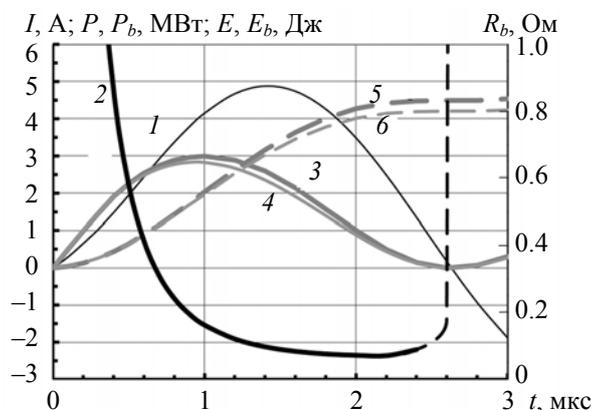


Рис. 1. Энергомощностные параметры разрядного контура импульсной ксеноновой лампы при $U_0 = 2.5$ кВ; 1 — разрядный ток (I); 2 — активное сопротивление лампы (R_b); 3 — электрическая мощность контура (P); 4 — электрическая мощность, рассеиваемая в лампе (P_b); 5 — электрическая энергия, рассеиваемая в контуре (E); 6 — электрическая энергия, рассеиваемая в лампе (E_b)

Временная зависимость омического сопротивления лампы $R_b(t)$, рассчитанная по экспериментальным значениям разрядного тока $I(t)$ и напряжения на электродах лампы $U_b(t)$:

$$R_b(t) = (U_b(t) - L_b dI/dt)/I(t),$$

приведена на рис. 1 (кривая 2). Оценка активного сопротивления электродных узлов с учетом скин-эффекта дает $R_b \leq 2-3$ мОм, что составляет по максимуму $\leq 4\%$ от минимального полного сопротивления лампы. В связи с этим практически вся электрическая мощность, подводимая к лампе, рассеивается в плазме.

Начальное сопротивление разрядного промежутка, т. е. сопротивление непосредственно после подачи инициирующего импульса, достаточно велико (10—30 Ом), однако уже за 0.1 мкс оно падает до уровня нескольких ом. Промежуток времени резкого снижения сопротивления лампы ~ 1 мкс, сопротивление при этом уменьшается до десятых долей ома; в дальнейшем в течение основного периода энерговыделения активное сопротивление изменяется относительно слабо.

В момент максимума тока τ_m напряжение на лампе $U_b(\tau_m)$ и на конденсаторах $U_c(\tau_m)$ определяется активными сопротивлениями лампы $R_b(\tau_m)$ и всего контура $R_\Sigma = R_k + R_b(\tau_m)$ (R_k — не зависящее от времени активное сопротивление контура без лампы). Напряжение на конденсаторах практически совпадает с напряжением на электродах лампы в момент достижения током максимума — различие на уровне точности измерений (несколько десятков вольт). Это указывает на малый вклад паразитного сопротивления контура в суммарные активные потери. Действительно, согласно проведенным оценкам, максимальное сопротивление токоподводящих шин, рассчитанное с учетом скин-эффекта, и эквивалентное сопротивление, соответствующее активным потерям в конденсаторах, не превышают в сумме 10 мОм. Это значение принималось в дальнейшем за “паразитное” сопротивление контура при расчетах энергомощностных характеристик разряда для всех исследуемых режимов.

На рис. 1 представлены временные зависимости электрической мощности контура $P(t) = I^2(t)R_\Sigma(t)$ и мощности, рассеиваемой в лампе $P_b(t) = I^2(t)R_b(t)$, а также временные зависимости энергии, выделенной в контуре и лампе в течение первого полупериода разряда. Последние получены интегрированием по времени импульсов электрической мощности.

Пиковая электрическая мощность контура в режиме с $U_0 = 2.5$ кВ составляет ~ 3 МВт, максимальное значение рассеиваемой в лампе мощности 2.8 МВт. Вследствие сильной временной зависимости сопротивления лампы на переднем фронте токового импульса экстремум электрической мощности по времени сдвинут вперед относительно максимума тока на ~ 0.5 мкс. В первом полупериоде разряда в лампу вкладывается 4.2 Дж ($\sim 67\%$) энергии, запасенной в конденсаторах, полная (за весь разряд) эффективность передачи энергии из конденсаторов в плазму $\sim 92\%$, что свидетельствует о достаточно хорошем электротехническом согласовании контура и плазменной нагрузки.

Проведенные исследования показывают, что с повышением начального напряжения имеет место более быстрый по сравнению с линейным рост максимального тока разряда ($\sim U_0^{1.3}$), обусловленный падающей зависимостью сопротивления от тока. Сопротивление лампы в момент максимума тока снижается примерно обратно пропорционально зарядному напряжению ($R_b(\tau_m) \approx 230U_0^{-1}$) с ~ 150 МОм при $U_0 = 1.5$ кВ до ~ 76 МОм при $U_0 = 3.0$ кВ. Уменьшение сопротивления нагрузки с ростом U_0 приводит к уменьшению параметра затухания контура γ с 0.215 до 0.117, усилению колебательного характера тока и снижению эффективности передачи энергии из контура в плазму. Однако этот эффект в описываемых экспериментах не играет существенной роли, поскольку во всех режимах обеспечиваются условия значительного (в несколько раз) превышения активного сопротивления лампы по сравнению с “паразитным” сопротивлением разрядного контура. Пиковая электрическая мощность, рассеиваемая в лампе, зависит от зарядного напряжения в степени ~ 1.6 , достигается в момент времени $\tau_{\text{мп}} \approx 0.7\tau_m$ и в среднем на 20 % превышает мощность в момент максимума разрядного тока.

Таким образом, исследуемые режимы работы лампы характеризуются достаточно высокой энергонапряженностью — разрядные токи в максимуме составляют 2.5—6.2 кА при микросекундных фронтах нарастания, вкладываемые в плазму пиковые электрические мощности 1.1—3.3 МВт.

Спектрально-яркостные характеристики лампы. Известно [7], что световая яркость свободно расширяющегося плазменного канала в плотных газах растет с увеличением удельной вкладываемой электрической мощности лишь до определенного уровня, определяемого родом газа; в дальнейшем яркость излучения (соответственно, и яркостная температура) стабилизируется и перестает зависеть от параметров, повышающих концентрацию энергии в разряде. В этом заключается так называемый эффект насыщения яркости. Достигнутая максимальная яркость характерна для данного газа как предельная. Особенности проявления этого эффекта в мощных импульсных разрядах в газах подробно рассмотрены в [7]. В частности, показано, что зарядное напряжение на конденсаторе $U_{0.9}$, при котором яркость плазменного канала достигает 90 % предельной яркости, связано с основными параметрами разряда эмпирическим соотношением

$$U_{0.9} \approx 152/A(Ll/p_0C_0)^{0.25},$$

где A — относительная атомная масса газа; l — длина межэлектродного промежутка, мм; p_0 — начальное давление газа, МПа; L — индуктивность контура, Гн; C_0 — разрядная емкость, Ф. В условиях описываемых экспериментов $A = 131$ (ксенон), $l = 4$ мм, $p = 0.4$ МПа, $L = 2.3 \cdot 10^{-7}$ Гн, $C_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ Ф и $U_{0.9} \approx 1.2$ кВ. Таким образом, согласно [7], все исследуемые режимы работы лампы, начиная с $U_{0.9} \approx 1.5$ кВ, находятся в области режимов излучения с сильными эффектами насыщения яркости. Частично это подтверждается результатами измерения яркостных характеристик плазменного канала лампы. Для регистрации яркости электроразрядной плазмы кварцевой линзой в плоскости апертурной диафрагмы создавалось увеличенное в 10—12 раз оптическое изображение светящегося тела (плазменного канала), на оси которого вырезался участок $\varnothing 2$ мм. Приемники комплекса “Спектр-01” располагались за диафрагмой на расстоянии, с которого световой пучок, выходящий из диафрагмы, полностью заполнял их входные апертуры. Ввиду возможной пространственной нестабильности разряда из 10—15 зарегистрированных сигналов для дальнейшей обработки отбирались сигналы с максимальной амплитудой.

На рис. 2 приведена полученная с помощью цифровой фотокамеры Casio EX-F1 интегральная фотография тела свечения лампы. Видно, что плазменный канал “привязывается” к поджигному электроду и имеет изогнутую форму, в связи с чем реальная длина плазменного канала на 10—20 % превышает длину межэлектродного промежутка. Регистрируемый световой диаметр канала (~ 1.4 мм) дает оценочное значение поперечных размеров плазменного шнура.

Временная структура импульсов излучения плазменного канала — его яркости в УФ области и соответствующей спектральной силы излучения — показана на рис. 3. Момент времени достижения максимальной яркости излучения, примерно совпадающий с максимумом температуры плазмы, достигается спустя ~ 0.2 — 0.3 мкс после экстремума тока (~ 0.7 — 0.8 мкс после максимума вкладываемой электрической мощности). Такая же задержка (~ 0.7 — 0.8 мкс) наблюдается между яркостью и силой излучения или излучаемой мощностью. Запаздывание температуры (яркости) связано с высокой скоростью поступления энергии в канал и характерно для так называемых “быстрых” разрядов [9], когда вплоть до момента максимума тока вводимая в плазму энергия в основном уравнивается за счет теплоемкости, а потери на излучение в общем энергобалансе сравнительно малы. Временной сдвиг между максимумами мощности и яркости излучения обусловлен расширением плазменного канала,

при котором уменьшение спектральной яркости при снижении температуры плазмы некоторое время компенсируется увеличением площади излучающей поверхности канала.

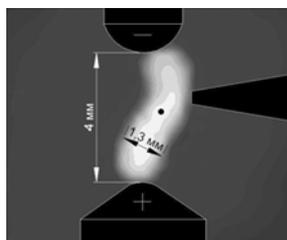


Рис. 2. Тело свечения шаровой трехэлектродной лампы

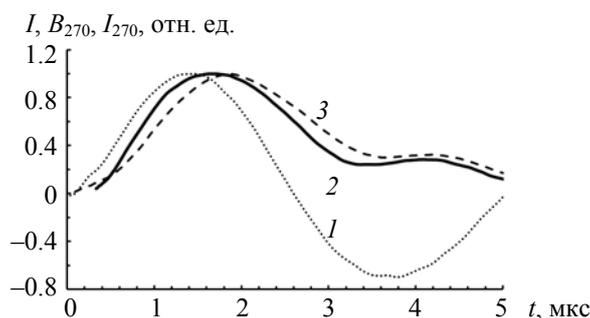


Рис. 3. Синхронизированные с разрядным током (I) временные зависимости яркости B_{270} (2) и силы I_{270} (3) излучения плазменного канала на $\lambda = 270$ нм; $U_0 = 2.5$ кВ; импульсы излучения нормированы на амплитудные значения $B_{270\max} = 930$ Вт/ср \cdot см² \cdot нм; $I_{270\max} = 200$ Вт/ср \cdot нм

Неожиданным результатом проведенных измерений является факт значительного расслоения яркостных температур излучения ксеноновой плазмы по длинам волн, что указывает на существенное отклонение спектрального распределения излучения от планковского. Максимальные температуры излучения $\sim 30000 \pm 1000$ К наблюдаются в диапазоне видимой области $\Delta\lambda = 555 \pm 50$ нм при зарядных напряжениях $U_0 \geq 2$ кВ. При этом отчетливо проявляется эффект насыщения световой яркости. Эти данные достаточно хорошо согласуются с известными экспериментальными результатами [7].

В синей области видимого диапазона ($\Delta\lambda = 430 \pm 50$ нм) и в ближнем УФ диапазоне ($\Delta\lambda = 270 \pm 20$ нм) выраженного эффекта насыщения энергетической яркости излучения не наблюдается — с ростом зарядного напряжения яркостные температуры монотонно увеличиваются, достигая ~ 26000 и 24000 К при $U_0 = 3$ кВ. Такое уменьшение яркостных температур при продвижении в более коротковолновую область спектра может быть связано с монотонным уменьшением оптической толщины (увеличением оптической прозрачности) плазменного столба с ростом энергии испускаемых квантов. Отметим, что на фронте токового импульса яркостные температуры излучения в УФ области превышают таковые в видимом диапазоне. Это, по-видимому, связано с тем, что на начальной стадии разряда, когда оптическая плотность плазмы в непрерывном спектре мала, выход излучения разряда определяется преимущественно спектральными линиями атомов и ионов ксенона, наиболее мощный пакет которых сосредоточен в коротковолновой УФ области (200—300 нм) [7].

Падение яркостных температур, причем более сильное (до 16000—19000 К), зарегистрировано в ближней ИК области спектра. Физический механизм снижения яркости в этой области связан с эффектами экранирования высокотемпературной зоны разряда протяженной и сравнительно низкотемпературной плазменной пеленой, образованной в результате диффузии резонансного излучения из горячей зоны и каскадных ионизационных процессов.

На рис. 4 для режима с $U_0 = 2.5$ кВ представлены нормированные на амплитуду импульсы силы излучения в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра, сфазированные с токовым сигналом. Длительность импульса УФ излучения на полувысоте (~ 2 мкс) на $\sim 30\%$ превышает длительность импульса вкладываемой электрической мощности (~ 1.5 мкс). В видимой области длительность первого пика светового импульса более чем в 1.5 раза выше эффективной длительности энерговыклада. Временной сдвиг между максимумами излучаемой мощности и мощности энерговыклада ~ 1 мкс.

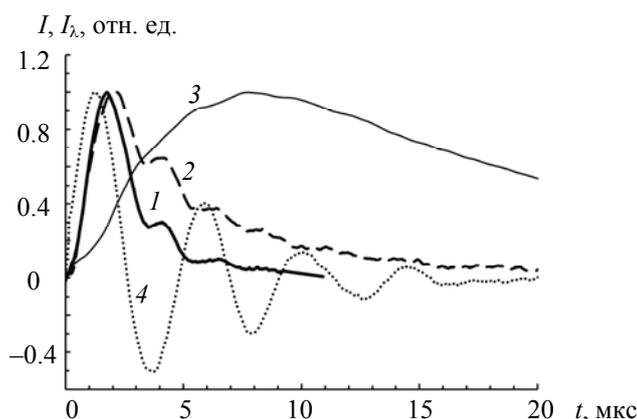


Рис. 4. Нормированные на амплитуду импульсы силы излучения в УФ (1), видимой (2) и ближней ИК (3) областях спектра и тока (4); $I_{270\text{max}} = 200 \text{ Вт/ср} \cdot \text{нм}$ (1); $I_{555\text{max}} = 26 \text{ Вт/ср} \cdot \text{нм}$; $I_{1000\text{max}} = 2 \text{ Вт/ср} \cdot \text{нм}$

Существенное изменение временной структуры излучения наблюдается в ближней ИК области спектра (в полосе с центром на 1000 нм). Максимум излучения достигается на 8-й мкс разряда и отстает от максимума импульса УФ излучения более чем на 5 мкс. Длительность импульса на полувысоте в ~ 10 раз превышает длительность УФ импульса. Такая временная динамика излучения может быть связана с так называемым эффектом “плазменных консервов” [10]. При высоких температурах в плазменном столбе значительная доля в спектре излучения плазмы приходится на область энергий квантов, превышающих первый потенциал ионизации холодного газа (для ксенона $h\nu \geq 12.1 \text{ эВ}$). Такие кванты имеют малые пробеги излучения в газе и полностью поглощаются в тонком, окружающем плазменный канал газовом слое, вызывая его нагрев и ионизацию. Таким образом, энергия коротковолнового (высокоэнергетического) излучения не теряется, а трансформируется во внутреннюю энергию радиационно нагретого газа. Эта энергия затем переизлучается в полосе прозрачности холодного газа, что и приводит к увеличению длительности импульсов излучения по отношению к вкладываемой электрической мощности.

В ИК области в интервале 800—1100 нм оптический спектр ксенона содержит ряд сильных дуговых линий, соответствующих переходам между состояниями $6p$ и $6s$ возбужденного атома ксенона. Как указано выше, на стадии высокотемпературного излучения канал разряда окружен сравнительно протяженным плазменным слоем, образованным в результате диффузии резонансного излучения (переходы $5p \rightarrow 6s$). В этом, более холодном, наружном слое возбужденные до уровней $6s$ атомы ксенона поглощают сплошной спектр нагретой осевой части плазменного канала, что приводит к снижению регистрируемых в ИК области яркостных температур и мощности излучения. На этой стадии разряда дуговые линии ксенона проявляются в эмиссионных спектрах в виде линий поглощения [7]. По мере снижения температуры и оптической плотности плазменного канала (в первую очередь в УФ и видимой областях) максимум спектра излучения сдвигается в ИК область, ИК излучение становится доминирующим в суммарном эмиссионном спектре, дуговые линии ксенона, соответствующие переходам $6p \rightarrow 6s$, из линий поглощения трансформируются в линии излучения. Эти процессы (по сути процессы релаксации плазмы или процессы “послесвечения”) приводят к существенному увеличению длительности длинноволнового излучения по сравнению с эффективной длительностью энерговклада и длительностью излучения в УФ и видимой областях спектра.

Спектрально-энергетические характеристики лампы. Спектральные распределения излучения (мощности и энергии) лампы для различных режимов определены в результате обработки сигналов с фотоприемников комплекса “Спектр-01”. На рис. 5 представлен характерный спектр излучения исследуемой лампы (режим $U_0 = 2.5 \text{ кВ}$), соответствующий по времени моменту достижения максимума излучаемой мощности (для рассматриваемого режима $t = 1.8 \text{ мкс}$). Интегрированием полученных спектральных распределений по длинам волн найдена полная мощность излучения лампы. При этом в качестве коротковолновой границы излучения лампы условно принята $\lambda = 190 \text{ нм}$. Для режима с $U_0 = 2.5 \text{ кВ}$ интегральная по спектру сила излучения $\sim 40 \text{ кВт/ср}$, полная излучаемая импульсная

мощность $P_{\text{изл}} \approx 400$ кВт (эффективный телесный угол лампы принят равным 10 ср [7]), что составляет $\sim 14\%$ электрической мощности, рассеиваемой в лампе. Кривая 2 отражает относительное распределение мощности излучения в суммарном эмиссионном спектре. Доля УФ излучения ($\Delta\lambda = 190\text{—}400$ нм) для рассматриваемого режима $\sim 60\%$, что свидетельствует о высокотемпературном характере излучения лампы.

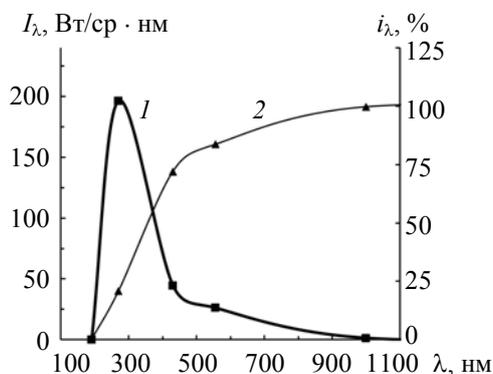


Рис. 5. Спектр излучения (1) и относительное спектральное распределение мощности излучения (2) лампы в момент максимума излучаемой мощности ($t = 1.8$ мкс); $U_0 = 2.5$ кВ; интегральная по спектру мощность излучения лампы (100%) 40 кВт/ср

При построении энергетического спектра лампы экспериментальные точки определены путем интегрирования по времени сигналов с фотоприемников, регистрирующих излучение в различных спектральных интервалах. Полная излучаемая лампой энергия получена интегрированием по длинам волн энергетического спектра лампы и в режиме с $U_0 = 2.5$ кВ составила $E_{\text{изл}} \approx 1.6$ Дж, или $\sim 25.6\%$ запасаемой в конденсаторах электрической энергии. При этом доля УФ излучения в суммарном спектре $\sim 50\%$, на видимый диапазон (400—780 нм) приходится $\sim 35\%$ всей излучаемой энергии. Эффективная длительность импульса излучения, определенная как $\tau_{\text{эфф}} = E_{\text{изл}}/P_{\text{изл}}$, для рассматриваемого режима ~ 4 мкс.

Влияние зарядного напряжения (запасаемой энергии) на излучательные и световые характеристики лампы проявлялось следующим образом. Увеличение U_0 с 1.5 до 3.0 кВ приводит к росту мощности излучения с 230 до 450 кВт и силы света с 1 до 2 Мкд. Одновременно снижается интегральный выход излучения с 30 до 23% и КПД излучения в УФ области спектра, в частности выход излучения в УФ-С диапазоне ($\Delta\lambda = 200\text{—}280$ нм) уменьшается с 6.5 до $\sim 5\%$. Светоотдача и КПД излучения в видимом диапазоне спектра с ростом зарядного напряжения изменяются незначительно (в пределах 6%). Характерная светоотдача ~ 15 лм·с/Дж.

Закключение. Установлены зависимости электротехнических и энергетических параметров лампы от напряжения заряда конденсаторной батареи. Показана возможность организации эффективной передачи запасаемой электрической энергии в плазму короткодугового разряда в ксеноне. В исследуемых режимах (длительности фронта нарастания тока ≤ 1.5 мкс, запасаемые электрические энергии $W_0 = 2\text{—}9$ Дж) предельная для ксенона яркостная температура в видимом диапазоне ~ 30 кК достигается при зарядном напряжении $U_0 = 2$ кВ ($I_{\text{max}} \sim 3.5$ кА, $W_0 = 4$ Дж). Светоотдача лампы практически не зависит от электрической энергии разряда и в исследуемом диапазоне запасаемых энергий составляет ~ 15 лм·с/Дж; сила света увеличивается с ростом энерговклада в разряд и при $W_0 = 9$ Дж достигает 2 Мкд. Излучение лампы характеризуется высоким относительным выходом УФ компоненты спектра (50—60%) по энергии и излучаемой мощности. Спектральные плотности потоков излучения в коротковолновом УФ диапазоне соответствуют яркостным температурам 22—24 кК. Полученные результаты позволяют рассматривать разработанную импульсную трехэлектродную ксеноновую лампу как перспективный широкополосный источник излучения высокой спектральной яркости для многих актуальных практических применений (медицины, биологии, экологии, дистанционной передачи энергии и др.).

Авторы выражают благодарность А. И. Кулебякиной и М. С. Яловику за помощь в экспериментах и полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ в рамках Федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014—2020 гг.”, мероприятие 1.2 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI57414X0067).

- [1] **А. С. Камруков, Н. П. Козлов, С. Г. Шашковский, М. С. Яловик.** Безопасность в техносфере, № 3 (2009) 31—38
- [2] **C. Jinadatha, R. Quezada, Th. W. Huber.** BMC Infectious Diseases, **14** (2014) 187—193
- [3] **A. V. Barandaa, O. Fundazurib, Martínezde MarañónA. J.** Photochem. Photobiol. A: Chem., **286** (2014) 29—39
- [4] **H. P. Uradhyaya, A. Saha, A. Kumar, P. D. Naik.** Indian J. Phys., **86**, N 3 (2012) 165—171
- [5] **Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, М. Кришнан, Д. Томпсон.** Квант. электрон., **35**, № 7 (2005) 605—610
- [6] **С. В. Гавриш, А. И. Кобзарь, Д. Н. Кугушев, М. А. Лёвкин, Р. М. Образцов.** Светотехника, № 1 (2011) 12—15
- [7] Импульсные источники света, под ред. И. С. Маршака, Москва, Энергия (1978)
- [8] **В. П. Архипов, М. Н. Жарников, А. С. Камруков.** Сб. науч. тр. VI Межгос. симпозиума по радиационной плазмодинамике, Москва, НИЦ “Инженер” (2003) 202—203
- [9] **С. И. Андреев, Н. Ф. Ивасенко.** Основы расчета импульсных ксеноновых ламп, Томск, изд-во Томского университета (1990)
- [10] **А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов.** Материалы I Всесоюз. симпозиума по радиационной плазмодинамике, Москва, Энергоатомиздат (1991) 10—156