

Спектральная диагностика плазмы в цезиевой лампе с импульсно-периодическим разрядом

© А.А. Богданов, И.И. Столяров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: a.bogdanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 22 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 30 мая 2025 г.

Принято к публикации 6 июня 2025 г.

Детальное исследование спектров излучения цезиевой лампы с импульсно-периодическим разрядом при сравнительно небольших давлениях позволило определить концентрацию электронов как по рекомбинационному континууму, так и по уширению спектральных линий цезия и ксенона. Значения концентрации, полученные двумя методами, согласуются. Температура электронов определена по спектру рекомбинационного континуума, который был зарегистрирован в видимом и коротковолновом диапазонах (вплоть до 290 nm), что позволило определить здесь сечение фоторекомбинации. Была обнаружена особенность сдвига линий CsI диффузной серии $b\sigma$ - nd ($n = 7 - 10$). Регистрация эволюции формы многих спектральных линий позволила сделать вывод о поведении газа в импульсе и распаде в рамках простой модели.

Ключевые слова: спектр излучения, концентрация и температура электронов, рекомбинационный континуум, уширение и сдвиг спектральных линий.

DOI: 10.61011/JTF.2026.01.62037.78-25

Введение

Осветительные сильноточные цезиевые лампы с импульсно-периодическим разрядом имеют высокий индекс цветопередачи (97–98) и достаточно высокую светоотдачу (до 70 lm/W), что дает возможность их применения для высококачественного освещения и для получения больших световых потоков. Для поиска оптимальных режимов работы таких ламп проводилась их диагностика, которая включала как регистрацию интегрального светового потока лампы в широком диапазоне рабочих параметров с определением ее светоотдачи, так и регистрацию спектров излучения ламп с временным разрешением $1\ \mu\text{s}$ [1–4].

Основными элементами конструкции цезиевой лампы являются цилиндрическая сапфировая горелка, в которой горит разряд, и вакуумированная цилиндрическая кварцевая колба. При этом возможны две модификации конструкции: двухцокольная и одноцокольная. В двухцокольной лампе впаян токовводов расположены в противоположных концах кварцевой колбы, в одноцокольной — оба токоввода впаяны в одном конце колбы. Это упрощает конструкцию, однако в одноцокольной лампе сечение токовводов значительно меньше. Это приводит к повышенной тепловой нагрузке на токовводы, что может вызвать перегрев спая токоввода с кварцевой колбой и разгерметизацию колбы. Поэтому предельные средние мощности, которые удалось реализовать в одноцокольной лампе, и соответственно давления цезия были ниже, чем в двухцокольной. В настоящей работе в отличие от предыдущих [1–4] приводятся результаты исследования разряда в одноцокольной лампе в режимах

с меньшей мощностью (меньшими давлениями цезия). Целью настоящей работы является диагностика параметров плазмы в импульсных режимах цезиевой лампы при относительно низких давлениях цезия с помощью регистрации оптических спектров с достаточным временным разрешением.

1. Техника эксперимента

Конструкция одноцокольной цезиевой лампы состоит из цилиндрической сапфировой горелки, помещенной в цилиндрическую кварцевую колбу. Внутренний диаметр горелки $2r = 5\ \text{mm}$, межэлектродное расстояние — $22\ \text{mm}$. В горелку перед запайкой вводился Cs и напускали ксенон (Xe) при давлении $20\ \text{Torr}$ (концентрация атомов Xe $n_{\text{Xe}} = 6.7 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$). Ксенон необходим для поджига холодной лампы. Регистрация спектра излучения лампы осуществлялась с помощью монохроматора МДР-23, изображение лампы фокусировалось с помощью кварцевой линзы (фокусное расстояние линзы $112\ \text{mm}$) на входную щель монохроматора. Приемником излучения служил ФЭУ-79. Цилиндрическая горелка лампы (как и сама лампа) располагалась горизонтально и была перпендикулярна оптической оси системы регистрации, так что в монохроматор попадало все излучение из области, вытянутой вдоль диаметра горелки. Поперечный размер этой области задавался входной щелью монохроматора.

В процессе работы от специального генератора на электроды подаются импульсы линейно нарастающего тока переменной полярности. Амплитуда этих импульсов может меняться до $150\ \text{A}$, длительность — в диа-

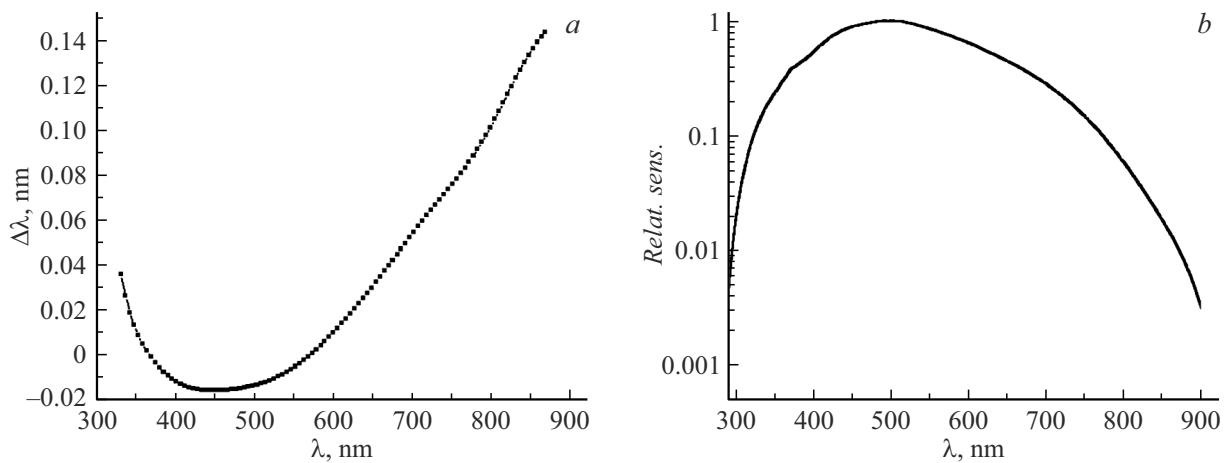


Рис. 1. *a* — градуировочная кривая монохроматора, *b* — относительная чувствительность системы регистрации.

пазоне $15 - 50 \mu\text{s}$, частота следования — $12 - 1500 \text{ Hz}$. Метод стробируемого интегрирования позволял записывать спектры в разные моменты импульса тока и после его окончания в распадающейся плазме с временным разрешением $1 \mu\text{s}$. Система сбора и обработки информации позволяла также регистрировать зависимости от времени тока и напряжения на лампе, а также излучения лампы на заданной длине волны.

При регистрации спектра разряда ширины входной и выходной щелей монохроматора находились в диапазоне $0.1 - 0.01 \text{ mm}$, ширина поперечной щели составляла 0.8 mm . Широкие щели использовались при регистрации относительно более слабого континуума, узкие щели — при регистрации сильных линий. Все спектры регистрировались монохроматором с установленной решеткой 1200 groove/mm , обратная дисперсия монохроматора с такой решеткой составляла 1.3 nm/mm . Отсюда спектральное разрешение при указанных ширинах щелей составляло $0.13 - 0.013 \text{ nm}$. Минимальный спектральный интервал при записи спектров составлял $1/300 \text{ nm}$, он определялся шаговым двигателем монохроматора. Такой шаг записи использовался при регистрации самых узких линий. При записи медленно меняющегося континуума использовался шаг $0.05 - 0.1 \text{ nm}$. Оптическая диагностика параметров плазмы требует тщательной градуировки монохроматора и определения спектральной чувствительности системы регистрации.

Градуировка монохроматора в спектральном диапазоне $320 - 890 \text{ nm}$ была проведена по спектру неоновой индикаторной лампы, питание лампы осуществлялось постоянным током 16 mA , 300 V . При таких токах концентрация электронов в разряде никак не влияла на положение спектральных линий. Всего в указанном диапазоне было зарегистрировано 120 линий NeI , KrI и даже KrII . Линии KrII практически исчезали при уменьшении тока до 6 mA . Оптическое разрешение системы регистрации определялось шириной щелей монохроматора и составляло около 0.15 nm . Положение линий

определялось с точностью не хуже 0.005 nm . Результирующая градуировочная кривая монохроматора (рис. 1, *a*) была получена с помощью сглаживания исходной экспериментальной кривой. Все экспериментальные точки отклоняются от результирующей градуировочной кривой не более 0.01 nm . Таким образом, точность определения длин волн при регистрации спектров с использованием данного монохроматора и учете градуировочной кривой составляет 0.01 nm (не хуже).

Спектральная чувствительность системы регистрации оптического сигнала определялась с помощью ленточной лампы ТРШ 2850-3000. Для тока лампы 7.00 A калибровка на $\lambda = 656.3 \text{ nm}$ дала значение яркостной температуры 2432 K , с учетом пропускания сапфирового окна лампы и коэффициента излучения вольфрама истинная температура лампы при этом 2756 K . С уменьшением длины волны λ излучение ленточной лампы быстро падает, к тому же при $\lambda < 320 \text{ nm}$ происходит резкий спад чувствительности всей системы регистрации, который определяется здесь в основном ФЭУ. Поэтому сигнал ленточной лампы в этом диапазоне быстро уменьшается при уменьшении λ , и при $\lambda < 290 \text{ nm}$ выходит на достаточно большой постоянный уровень, обусловленный рассеянным светом в монохроматоре. Такой вывод подтверждается с помощью применения фильтра УФС-1 на входе монохроматора, который сильно уменьшает интегральный поток излучения, входящий в монохроматор. Как следствие, уменьшается уровень рассеянного света в монохроматоре и сигнал, фиксируемый системой регистрации на плате при $\lambda < 290 \text{ nm}$. Для определения истинного сигнала ленточной лампы необходимо вычесть величину рассеянного света из зарегистрированного сигнала. Шум рассеянного света и некоторая неопределенность в его экстраполяции приводят к тому, что сигнал ленточной лампы удается определить с приемлемой погрешностью лишь при $\lambda > 295 \text{ nm}$. В результате чувствительность системы регистрации была определена в диапазоне $295 - 900 \text{ nm}$ (рис. 1, *b*).

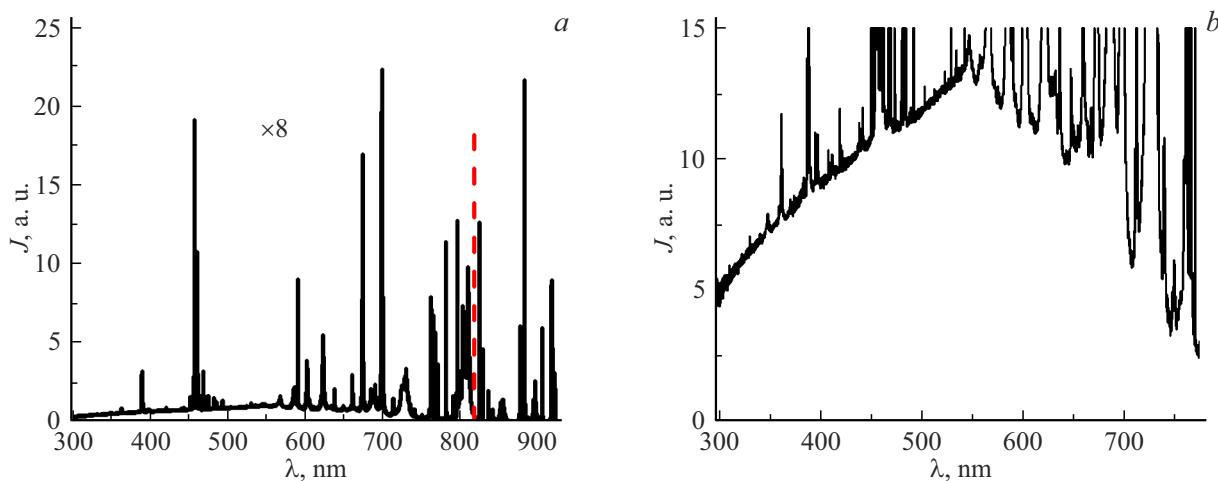


Рис. 2. *a* — спектр разряда, *b* — рекомбинационный континуум для режима 1.

2. Результаты измерений

Как было показано в [4], после поджига лампа начинает нагреваться и постепенно (за несколько минут) выходит на установившийся тепловой режим. Общее количество пара Cs в горелке не меняется в установившемся тепловом режиме, хотя распределение Cs по радиусу сильно меняется на протяжении периода, следя за изменением температуры плазмы. За время импульса тока температура электронов на оси горелки увеличивается до $(5 - 10) \cdot 10^3$ К. В узком пристеночном слое она остается близкой к температуре внутренней стенки горелки, которая не превышает 1500 – 2000 К. Это приводит к уменьшению концентрации тяжелой компоненты (атомы и ионы) в приосевой области и увеличению этой концентрации в узком пристеночном слое. Распределение температуры по радиусу горелки достаточно пологое, особенно в конце импульса, когда плазма близка к полной ионизации. В пристеночном слое, где температура уменьшается, концентрация электронов резко падает к стенке, и вместе с ней излучение рекомбинационного континуума из этого слоя. Поэтому в первом приближении будем считать, что параметры плазмы, а также существенные детали спектра (например, ширина линий и их сдвиг) не зависят от радиуса. Это будет учитываться при обработке спектра. Справедливость такого достаточно грубого приближения будет подтверждаться удовлетворительной согласованностью значений параметров плазмы, полученных разными способами. Здесь следует отметить, что погрешность восстановления радиального распределения светимости плазменного столба для лампы данной конструкции очень велика. Это связано с тем, что монокристаллическая сапфировая горелка имеет малый внутренний диаметр (5 mm) и толстые стенки (1 mm), поверхности которых не обрабатываются после выращивания.

В настоящей работе, как уже упоминалось во Введении, исследовались режимы с пониженной мощностью 34 и 42 В и соответственно небольшим давлением паров цезия (режим 1 — амплитуда тока 50 А, длительность

импульса $\tau = 50 \mu\text{s}$, частота следования импульсов — 854 Hz, мощность — 34 Вт; режим 2 — 42 А, 42 μs , 1397 Hz, 42 Вт). На рис. 2, *a* изображен панорамный спектр разряда (с учетом чувствительности системы регистрации, показанной на рис. 1, *b*) в режиме 1. Спектр зарегистрирован в конце импульса тока. На рисунке сигнал в диапазоне 295 – 816 nm увеличен в 8 раз.

Как видно из рисунка, спектр состоит в основном из сильных линий и довольно слабого непрерывного рекомбинационного континуума при $\lambda < 750$ nm (показан в увеличенном виде на рис. 2, *b*). Вследствие малой концентрации цезия в исследованных режимах в континууме отсутствуют даже следы молекулярных полос поглощения молекулы димера цезия [4], в том числе и диффузные полосы поглощения в диапазоне 700 – 720 nm, которые позволяют определить концентрацию атомов Cs. Наиболее интенсивные линии излучения спектра находятся в инфракрасном диапазоне. Детальный анализ спектра показывает, что сильные линии в основном принадлежат CsI, XeI. Среди сильных линий цезия видны слабые линии двух запрещенных дублетов $6s-5d$ (684.88 и 689.49 nm) и $6s-6d$ (441.13 и 442.57 nm). В спектре излучения лампы наблюдаются линии примесей: NaI (первый и второй резонансные дублеты), KI (первый резонансный дублет) и RbI (первый, второй и третий резонансные дублеты), а также несколько слабых линий, которые можно приписать XeII и CsII.

Как известно [5,6], для максвелловской функции распределения электронов интенсивность излучения $I_j(\lambda)$ для рекомбинации в состояние *j*:

$$J_j(\lambda)d\lambda = \left(\frac{2m}{\pi}\right)^{1/2} \frac{h^2 c^2}{(kT_e)^{3/2}} \frac{n_e^2}{\lambda^3} v^2 \sigma_j(v) \times \exp\left[-\frac{hc}{kT_e}(1/\lambda - 1/\lambda_j)\right] d\lambda, \quad (1)$$

где T_e — температура электронов плазмы, n_e — концентрация электронов, c — скорость света, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, hc/λ_j — энергия

связи состояния j , λ_j — длинноволновая граница j -континуума, $mv^2/2$ — начальная кинетическая энергия захваченного электрона, $\sigma_j(v)$ — сечение фоторекомбинации электрона со скоростью v в состояние j . В цезии непрерывное излучение определяется в основном суммой $6P$ - и $5D$ -континуумов ($\lambda_{6P} = 508.4 \text{ nm}$, $\lambda_{5D} = 594.6 \text{ nm}$).

В [5,6] были измерены сечения фоторекомбинации на $6P$ - и $5D$ -уровни атома цезия: $\sigma_j(v)v^2 = C_j$. $C_{6P} = 3.74 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^4/\text{s}^2$, $C_{5D} = 8.3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^4/\text{s}^2$. Абсолютная интенсивность в голове $6P$ -континуума определяет концентрацию электронов n_e . Как видно из (1), зависимость $\ln[J(\lambda)\lambda^3]$ от $1/\lambda$ является прямой, ее наклон определяет hc/kT и, следовательно, электронную температуру. Время передачи энергии от электронов ионам цезия Cs^+ в начале импульса тока, когда концентрация электронов $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, составляет $1 - 2 \mu\text{s}$. Время передачи энергии от ионов Cs^+ атомам Xe в начале импульса тока также около $1 \mu\text{s}$. С ростом концентрации плазмы до 10^{16} cm^{-3} эти времена уменьшаются в 10 раз. Поэтому при характерном времени изменения температуры в разряде $10 \mu\text{s}$ температуры электронов, ионов и атомов практически совпадают в большей части горелки, т.е. все частицы имеют единую температуру плазмы T . Только в очень узкой пристеночной области наблюдается отрыв температуры электронов.

На рис. 3 изображен спектр разряда в координатах $[x = 10^3/\lambda, y = \ln(J\lambda^3)]$ (с учетом чувствительности системы регистрации). Стрелками указаны длинноволновые границы соответствующих континуумов. При определении чувствительности было выбрано несколько вариантов уровня рассеянного света (изменения уровня в пределах шума не более 2%). Этим вариантам соответствуют разные пересчитанные спектры разряда (показаны разными цветами). В диапазоне значений $1000/\lambda > 3.40 \text{ nm}^{-1}$ ($\lambda < 294 \text{ nm}$) указанные небольшие изменения уровня рассеянного света приводят к очень

сильному изменению спектра. При $\lambda > 294 \text{ nm}$ истинный сигнал Cs лампы не зависит от указанных изменений фона, все графики совпадают. При этом точки идеально ложатся на прямую, что указывает на применимость простейшей модели данного разряда, упомянутой выше. Длина волны $\lambda = 294 \text{ nm}$ соответствует величина кванта 4.22 eV. Учитывая энергию ионизации атома Cs в состоянии $6P$ — 2.51 eV, для энергии рекомбинирующего электрона получаем значение 1.71 eV, таким образом, соотношение $\sigma_j(v)v^2 = \text{const}$, экспериментально определенное в [5] до 0.66 eV, справедливо по крайней мере до энергии электрона 1.71 eV. Из графика на рис. 3 получается значение температуры $T = 8100 \text{ K}$. Спектры континуума были зарегистрированы еще в 2 – 3 момента времени импульса и распада, в указанных координатах все они представляли прямые линии. Зависимость температуры плазмы от времени $T(t)$ можно получить после регистрации спектров континуума в разные моменты времени в импульсе и распаде. Такую длительную процедуру можно сократить с помощью регистрации зависимости от времени излучения континуума $J_\lambda(t)$ на двух длинах волн λ_1 и λ_2 из диапазона $\lambda < \lambda_{6P} = 508.4 \text{ nm}$ [7]. Естественно, что на λ_1 и λ_2 должны отсутствовать атомарные линии. В настоящей работе были выбраны $\lambda_1 = 500 \text{ nm}$ и $\lambda_2 = 400 \text{ nm}$. Температура вычислялась по формуле

$$T(t) = \frac{\frac{hc}{k\lambda_2} - \frac{hc}{k\lambda_1}}{\ln \left[\frac{J_1(t)s_2}{J_2(t)s_1} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3 \right]} = \frac{1.439 \cdot 10^4 \left(\frac{1}{400} - \frac{1}{500} \right)}{\ln \left[\frac{J_1(t)s_2}{J_2(t)s_1} \left(\frac{500}{400} \right)^3 \right]} = \frac{7.19}{\ln \left(1.044 \frac{J_1(t)}{J_2(t)} \right)}. \quad (2)$$

Здесь s_1 и s_2 — относительная чувствительность системы регистрации на длинах волн 500 и 400 nm.

На рис. 4 показана зависимость $T(t)$, построенная таким способом ($t = 0$ и $50 \mu\text{s}$ соответствуют началу и концу импульса тока). На вставке показаны исходные зависимости от времени континуума на $\lambda = 500$ и 400 nm . Видно, что сигналы континуума сильно (в 100 раз) уменьшаются к $150 - 200 \mu\text{s}$, сигнал на 400 nm уменьшается практически до постоянного уровня шума. С этим связано увеличение разброса при вычислении температуры при $t > 150 \mu\text{s}$ и невозможность определения температуры в дальнем распаде при $t > 200 \mu\text{s}$. В начале импульса сигналы континуума также малы (особенно для $\lambda = 400 \text{ nm}$), поэтому здесь также невозможно определить T .

На рис. 5 показаны зависимости от времени концентрации плазмы и температуры в режиме 2, рассчитанные по измеренному континууму. Из рисунка видно, что характерное время роста n_e и T в импульсе составляет $10 - 20 \mu\text{s}$, в начале стадии релаксации характерное время спада также $10 - 20 \mu\text{s}$, а затем увеличивается до $100 \mu\text{s}$ и более. Для интерпретации полученных результатов оценим характерные времена основных процессов в распаде и импульсе.

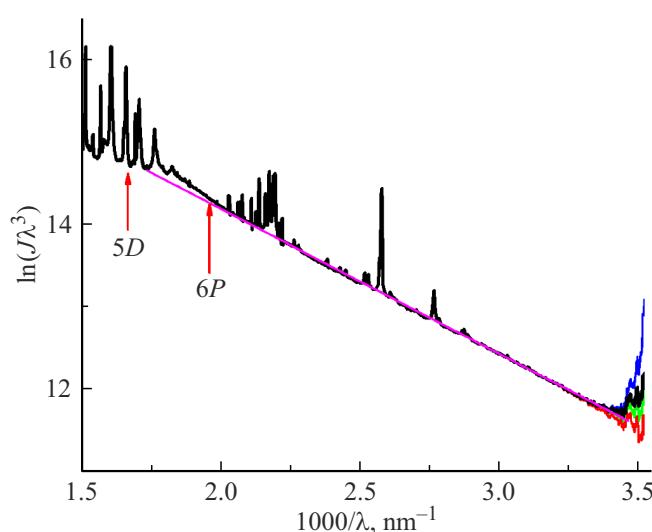


Рис. 3. Спектр разряда в режиме 1, зарегистрированный в конце импульса ($50 \mu\text{s}$).

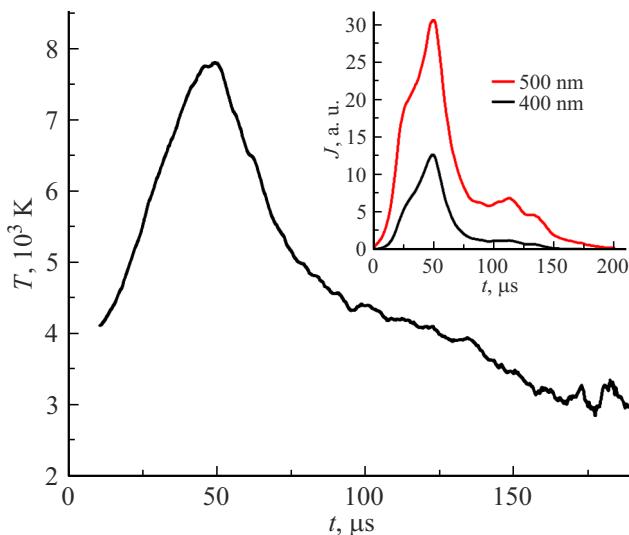


Рис. 4. Зависимость температуры от времени в режиме 1. На вставке — зависимости от времени континуума на $\lambda = 500$ и 400 nm.

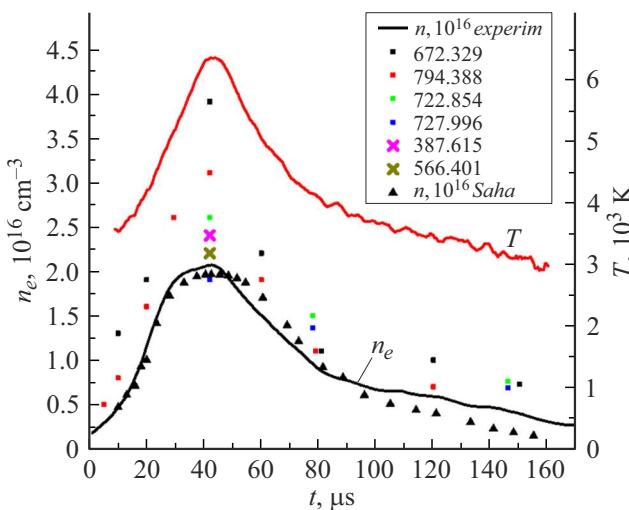


Рис. 5. Зависимость от времени концентрации плазмы n и температуры T в режиме 2.

При концентрация Xe в горелке $n_{\text{Xe}} = 6.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ удельная внутренняя энергия Xe в конце импульса тока ($T = 6300 \text{ K}$) составляет $(3/2)kTn_{\text{Xe}} = 0.086 \text{ J/cm}^{-3}$. Удельная внутренняя энергия ионов Cs^+ в конце импульса при $n_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (цезий считаем полностью ионизованным) составляет 0.015 J/cm^{-3} . Как видно из этих оценок, большая часть внутренней энергии газовой среды лампы в конце импульса тока запасается в нагретом ксеноне. Его охлаждение будет определять динамику распада. Характерное время охлаждения ксенона в промежутке между импульсами тока в цилиндрической горелке за счет теплопроводности к стенке $\tau_{T1} = r^2/(a_{\text{Xe}}(\mu_1)^2)$. Здесь r — внутренний радиус горелки, a_{Xe} — коэффициент температуропро-

водности ксенона, μ_1 — постоянная для основной моды, определяется из граничных условий и зависит от теплоотдачи на границе газ — сапфировая стенка; $a_{\text{Xe}} = \lambda_{\text{Xe}}/(c_V \rho)$, здесь λ_{Xe} — теплопроводность Xe , c_V — удельная изохорная теплоемкость, ρ — плотность Xe ; $\lambda_{\text{Xe}} = 0.02 \text{ W/(m·K)}$ (при $T = 1300 \text{ K}$) [8]. В распаде $T = (3 - 4) \cdot 10^3 \text{ K}$ (рис. 6), значение теплопроводности увеличивается более чем в $(T)^{0.5}$ раз (a_{Xe} в диапазоне $25 - 40 \text{ cm}^2/\text{s}$). При большой теплоотдаче $\mu_1 = 2.4$. В результате $\tau_{T1} = 300 - 400 \mu\text{s}$ в предположении, что λ_{Xe} постоянна по радиусу.

Оценим характерное время диффузионного распада плазмы (диффузионный уход Cs^+ на стенку горелки) после окончания импульса тока: $\tau_{\text{dif}} = r^2/(2D_{\text{Cs}^+}(2.4)^2)$. Здесь $2D_{\text{Cs}^+}$ — коэффициент амбиполярной диффузии (для случая $T_e = T_i$). Коэффициент диффузии ионов Cs^+ в Xe $D_{\text{Cs}^+} = 0.057 \text{ cm}^2/\text{s}$ для давления 1 atm и $T = 320 \text{ K}$ [9,10]. Пересчет D_{Cs^+} для давления 20 Torr и $T = 3200 \text{ K}$ [9] дает значение $D_{\text{Cs}^+} = 14.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ и соответственно $\tau_{\text{dif}} = 380 \mu\text{s}$. Учет дополнительного рассеяния на атомах Cs увеличивает это время до $\tau_{\text{dif}} = 1000 \mu\text{s}$.

При $T = 5000 \text{ K}$ сечение ступенчатой ионизации Cs электронами с максвелловской функцией распределения $\sigma_i = 10^{-16} \text{ cm}^2$ [11,12]. При этом для концентрации атомов цезия — $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, характерное время ступенчатой ионизации $\tau_i = (\sigma_i v_e n_{\text{Cs}})^{-1} = 10^{-2} \mu\text{s}$, для 3000 K это время будет примерно в 30 раз больше, но все еще меньше $1 \mu\text{s}$. Характерное время объемной трехчастичной рекомбинации [13] $\tau_r = T^{(9/2)}/(5.4 \cdot 10^{-27} \cdot n_e^2)$, здесь T , [eV]. В диапазонах значений $T < 6 \cdot 10^3 \text{ K}$ и $n_e > 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ время рекомбинации $\tau_r < 1 \mu\text{s}$. Таким образом, τ_i и τ_r много меньше характерных времен роста и спада температуры в импульсе и распаде, процессы ионизации-рекомбинации практически уравновешены. Концентрация электронов следует за медленным ростом температуры в импульсе и медленным спадом T в распаде, и в каждый момент достигает равновесного значения. Это подтверждает сравнение экспериментальной кривой $n_e(t)$ с расчетной зависимостью равновесной концентрации от времени для экспериментального $T(t)$ (рис. 5). Расчет равновесной концентрации ионов Xe^+ при $T = 6200 \text{ K}$ и $n_{\text{Xe}} = 6.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ дает значение $n_{\text{Xe}} = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, что намного меньше концентрации ионов Cs . Реальная концентрация ионов Xe^+ будет меньше равновесной, поскольку функция распределения электронов при энергиях около первого резонансного уровня Xe будет отклоняться от максвелловской функции (частота максвеллизации электронов ν_{ee} при энергии $8 - 10 \text{ eV}$ сравнима с частотой неупругих столкновений электронов с атомами Xe).

Цветными значками на рис. 5 показаны значения концентрации плазмы в различные моменты времени, вычисленные по полуширине соответствующих спектральных линий CsI , зарегистрированных в соответствующие моменты времени. Ширина щелей при записи линий составляла $0.02 - 0.03 \text{ mm}$, что соответствует

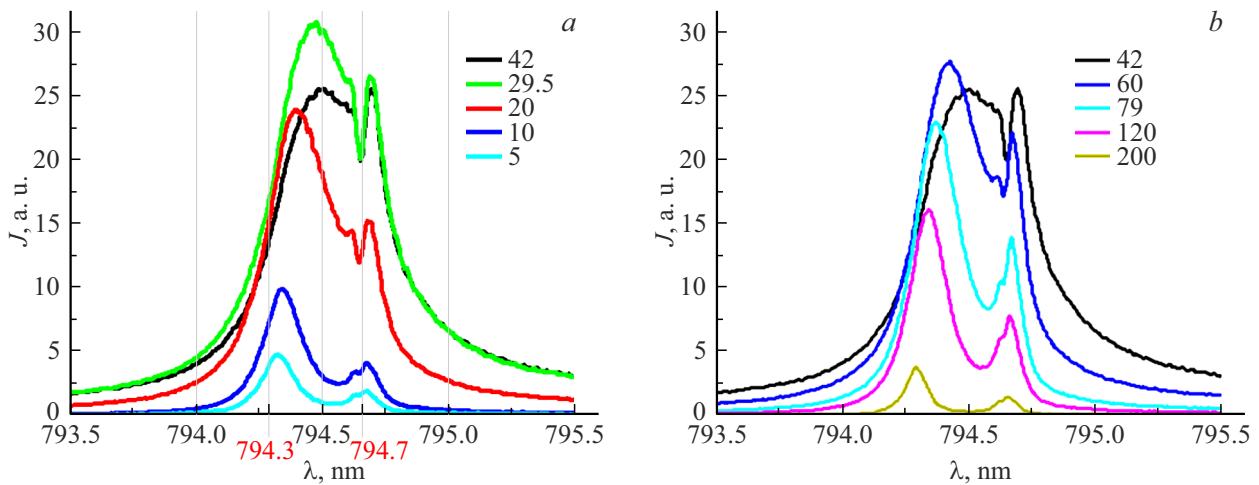


Рис. 6. Участок спектра с линиями CsI (794.388 nm $6p-8s$) и RbI (794.760 nm $5s-5p$) в режиме 2, зарегистрированный в разные моменты импульса (слева) и распада (справа). Цифры — время в μ s от начала импульса (длительность импульса — 42 μ s).

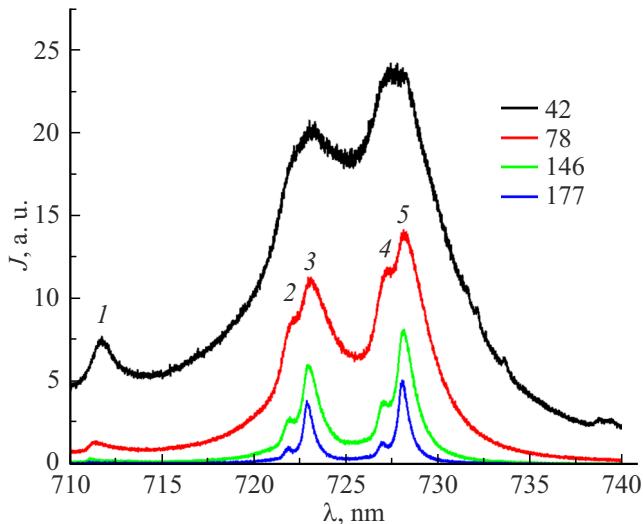


Рис. 7. Линии: 1 — XeI 711.960, 2 — CsI 721.970 $5d-6g$, 3 — CsI 722.854 $5d-6f$, 4 — CsI 727.070 $5d-6g$, 5 — CsI 727.990, 727.996 $5d-6f$. Цифры в легенде — время в μ s от начала импульса (длительность импульса — 42 μ s).

спектральной ширине 0.02 – 0.04 nm для обратной дисперсии 1.3 nm/mm. Практическое спектральное разрешение системы регистрации определялось по узким резонансным линиям примесей NaI и KI и превышало ширину щелей в два раза. В исследуемых режимах для всех линий, указанных на рис. 5, экспериментальная полуширина гораздо больше спектрального разрешения. Поэтому при определении реальной полуширины линии было достаточно вычесть величину спектрального разрешения из полуширины экспериментального контура. При определении n_e из реальной полуширины линии использовались теоретические и экспериментальные значения констант уширения w и сдвига d для Cs, а также Xe, Na, K и Rb [14,15]. Как видно из рисунка,

значения n_e , определенные независимо по континууму и по полуширине линий, согласуются удовлетворительно. Отметим, что значения n_e , вычисленные из полуширины линий Xe, также согласуются с приведенными на рис. 5. В качестве примеров на рис. 6, 7 показаны характерные линии, зарегистрированные в разные моменты времени.

Из рис. 6 видно, что линия CsI (794.388 nm $6p-8s$) на протяжении импульса расширяется и сдвигается в сторону длинных волн, почти сливаясь с линией RbI (794.760 nm $5s-5p$, длинноволновая компонента резонансного дублета). Обратный процесс происходит в распадающейся плазме: линия 794.388 nm сужается и сдвигается в коротковолновую сторону. Аналогичное поведение линий CsI (722.854 и 727.99 nm $5d-6f$) в распаде можно увидеть на рис. 7.

На рис. 6 отчетливо виден узкий провал на линии RbI. Этот провал обусловлен самопоглощением излучения RbI в холодном пристеночном слое с повышенной концентрацией тяжелой компоненты. Положение этого провала не меняется на протяжении импульса и в распаде, его длина волны хорошо совпадает с табличным значением (показано на рисунке меткой с красной цифрой). По относительной глубине провала можно судить о росте пристеночного слоя. На 5 μ s импульса слой практически отсутствует, к 30 μ s уже в значительной степени сформирован. В распаде к 79 μ s от провала остается только ступень (T упала к этому моменту до 3500 K). Подобные провалы, связанные с самопоглощением в пристеночном слое, наблюдались и на некоторых линиях CsI (первый и второй резонансные дублеты, а также линии $6p-6d$ и $6p-7d$). Это неудивительно, поскольку поглощение в этих линиях обусловлено переходами из основного и первого возбужденного состояний атома Cs. Таким образом, регистрация изменения формы линий во времени позволила качественно выделить процессы генерации и распада плазмы (по уширению и сдвигу линий), а также установить вытеснение атомов к стенке горелки (по возникновению и росту провала).

Расчетные и экспериментальные сдвиги линий

λ , нм	Переход	Экспериментальный сдвиг, нм	Расчетный сдвиг, нм
563.521	$6p-10d$	0	$-(0.4 - 0.6)$
546.594	$6p-10d$	0	-0.2
566.401	$6p-9d$	-0.07	-0.2
601.04905	$6p-8d$	-0.05	-0.1
621.30998	$6p-8d$	-0.05	-0.1
672.329	$6p-7d$	-0.04	-0.04
697.330	$6p-7d$	-0.04	-0.1

Градуировка использованного в работе монохроматора с точностью до 0.01 нм (рис. 1, *a*) позволила выявить особенности в поведении линий CsI диффузной серии $6p-nd$ ($n = 7 - 10$). Экспериментально определенные сдвиги этих линий $\Delta\lambda_{\text{exp}}$ отличаются от расчетных сдвигов $\Delta\lambda_{\text{cal}}$ (по данным [14]) для параметров плазмы $n_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T = 6000 \text{ K}$, которые можно считать надежно установленными в пределах разброса экспериментальных точек на рис. 6. С ростом n разность экспериментального и расчетного сдвигов увеличивается от 0.05 для $n = 7$ до 0.4 – 0.5 нм для $n = 10$ (см. таблицу). Так, для $n = 10$ ($\lambda = 563.521 \text{ nm}$) $\Delta\lambda_{\text{exp}} = 0$, а $\Delta\lambda_{\text{cal}} = -(0.4 - 0.6)$. Эта разница между $\Delta\lambda_{\text{exp}}$ и $\Delta\lambda_{\text{cal}}$ может быть связана с влиянием столкновений атомов Cs с атомами Xe (концентрация Xe в 30 раз больше концентрации плазмы).

На рис. 8 показана зависимость от времени светимости некоторых линий CsI, XeI, KI, RbI, а также излучение континуума на 500 нм. Для линий CsI (672.2 и 723.2 нм) было учтено изменение непрерывного фона во времени. Для других линий фон был незначительным и не менял характер временной зависимости светимости линий. Светимость всех линий CsI, RbI, KI и NaI (в том числе линий, не показанных на рис. 8) имеет максимум на 30 – 31 μs за 10 – 12 μs до окончания импульса, этот момент совпадает с изломом на графике концентрации плазмы n_e и выходом n_e практически на насыщение, хотя температура T продолжает расти (рис. 5). В распаде некоторых линий также имеют четко выраженный максимум, например, CsI 672.3 и KI 766.4 (рис. 8), у других же линий этот максимум в распаде смазан. В противоположность этому все зарегистрированные линии XeI разгораются с задержкой и имеют максимум светимости сразу после окончания импульса. Такое поведение светимости большинства линий (наличие двух максимумов) объясняется следующим обстоятельством. При выходе плазмы в состояние, близкое к полной ионизации (по компонентам с низким потенциалом ионизации — Cs, Rb, K), концентрации атомов этих компонентов в основном состоянии резко уменьшаются. Это приводит к уменьшению заселенности возбужденных уровней этих

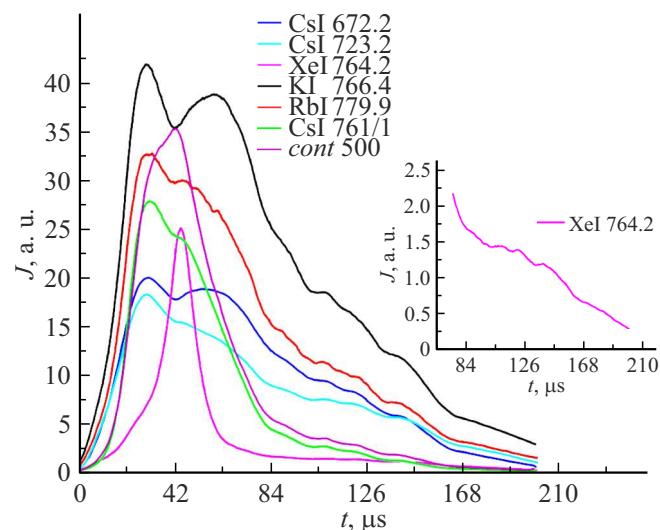


Рис. 8. Зависимость светимости линий и континуума от времени для режима 2. На вставке показано излучение линии XeI 764.2 нм в увеличенном масштабе.

компонентов даже при продолжающемся росте температуры T . Такое уменьшение приводит к спаду светимости и образованию максимума. В распаде при удалении от состояния с полной ионизацией процессы направлены противоположно: температура падает (не так быстро), а концентрации атомов в основном состоянии резко увеличивается.

В соответствие с изложенным, был проведен оценочный расчет заселенности верхнего уровня линии CsI 672.3 нм ($7d$, $j = 3/2$, потенциал возбуждения — 3.23 eV). Ионизация считалась равновесной, а возбужденные уровни — заселенными по Больцману. Расчет выполнен для зависимости температуры $T(t)$, определенной экспериментально (рис. 5) и значения $n_{a0} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, которое равно значению концентрации плазмы n_e в конце импульса на стадии насыщения (полная ионизация). Сравнение светимости линии CsI 672.3 (нормализованная) с расчетом равновесной заселенности показано на рис. 9. Расчет дал два максимума на заселенности уровня. Как видно из рисунка, положение максимумов и провала между ними, а также передний фронт нарастания заселенности хорошо согласуются с аналогичными деталями на графике светимости линии CsI 672.3 нм. Это еще раз подтверждает существование термического равновесия в рассматриваемом разряде. В расчете провал между максимумами заметно глубже, чем на эксперименте. Это можно объяснить радиальной зависимостью T и n_{a0} , в результате чего максимум на заселенности возбужденного уровня в разных точках по радиусу достигается в разные моменты времени. При регистрации светимости линии происходит суммирование излучения из всех точек разряда, расположенных вдоль диаметра горелки, что приводит к сглаживанию.

В исследованных режимах Xe очень слабо ионизован (в отличие от цезия). В режиме 2, например, при

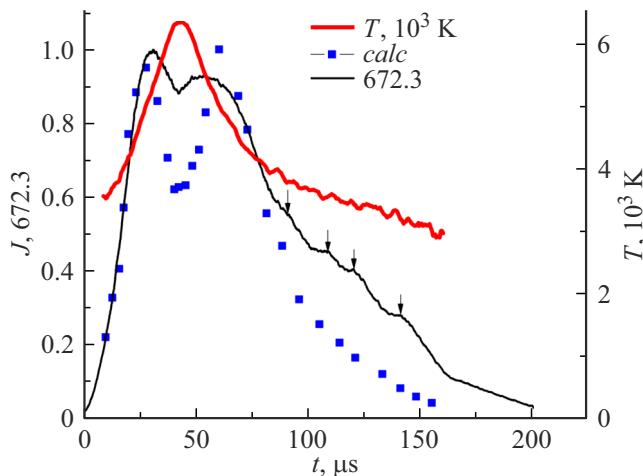


Рис. 9. Сравнение светимости линии CsI 672.3 с расчетом равновесной заселенности верхнего уровня $7d, j = 3/2$. Стрелками указаны максимумы светимости в распаде.

максимальной температуре в импульсе 6300 К равновесная концентрация ионов Xe^+ не более 10^{15} cm^{-3} , реальная концентрация Xe^+ еще меньше и почти на три порядка меньше средней концентрации атомов Xe, поэтому концентрации атомов Xe в основном состоянии не зависят от температуры, а заселенность возбужденных уровней атомов Xe следует за температурой $T(t)$. В результате, как уже упоминалось выше, максимум светимости линий ксенона находится сразу после окончания импульса тока (например, рис. 8, линия XeI 764.2). Задержка в начале импульса на графике светимости линий XeI объясняется резкой зависимостью заселенности возбужденных уровней от $T(t)$ ($\sim \exp(-E_k/kT)$, E_k — энергия возбуждения k -уровня). Отметим, что на рис. 8 начальный участок светимости линии XeI 764.2 искажен влиянием небольшого фона. После окончания импульса светимость линий Xe быстро уменьшается вслед за температурой, однако уже через $20 \mu\text{s}$ спад светимости линий Xe резко тормозится (рис. 8 и вставка на нем). Такое замедление спада объясняется дополнительным заселением возбужденных уровней XeI в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ , которые, в свою очередь, образуются в результате конверсии атомарных ионов Xe^+ в молекулярные Xe_2^+ . Константы этих процессов можно найти в [16,17], для Xe при комнатной температуре константа конверсии $k = 2 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$, коэффициент диссоциативной рекомбинации $\beta = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$. Для температуры газа в распаде около 3000 К эти значения следует уменьшить в 5–10 раз. Оценка времен конверсии и рекомбинации для параметров рассматриваемого разряда дают значения около $100 \mu\text{s}$ для конверсии и $10^{-4} - 10^{-3} \mu\text{s}$ для диссоциативной рекомбинации. Следовательно, общее время процесса рекомбинации определяется конверсией и составляет около $100 \mu\text{s}$. Это значение согласуется с экспериментальным временем спада светимости линии ксенона (рис. 8, вставка).

В распаде на графиках светимости линий всех присутствующих в разряде элементов (Cs, Xe, K, Rb), а также рекомбинационного континуума, видны колебания (рис. 8 и 9). Особенно рельефно колебания проявляются в режиме 1 (рис. 10). В настоящей работе регистрируется интегральное излучение разряда из области, вытянутой вдоль диаметра горелки. Очевидно, что при таком способе регистрации величина локальных колебаний светимости сильно сглаживается, т. е. реальная амплитуда локальных колебаний светимости значительно больше наблюдаемой. Максимумы на всех графиках совпадают по времени, что указывает на единый механизм образования этих колебаний. Такие колебания в распадающейся плазме импульсного разряда наблюдались во многих работах, например, [18,19]. Колебания наблюдались, как правило, в цилиндрических трубках, причем наблюдение велось с торца трубы, что позволяло надежно зарегистрировать колебания интенсивности свечения осевой области разряда, а также изменения плотности газа в этой области с помощью интерферометрического метода. Макроскопическое движение газа в цезиевой лампе с импульсно-периодическим разрядом рассчитывалось в [20,21]. Относительно медленный нагрев плазмы в импульсе обусловливает выравнивание полного давления плазмы вдоль радиуса в любой момент импульса. При этом радиальные перемещения газа происходят со скоростями, значительно меньшими скорости звука v_s , как во время импульса, так и после его окончания в распадающейся плазме на временах, гораздо больших длительности импульса [20]. Наш эксперимент показывает, что этот вывод справедлив только в импульсе при плавном (линейном) нарастании тока от 0 до максимального значения 50–100 А. В распаде после резкого обрыва тока и прекращения энерговклада в плазму возникают колебания светимости линий и континуума.

К моменту обрыва тока газ в горелке распределен очень неравномерно, отношение концентраций тяжелой

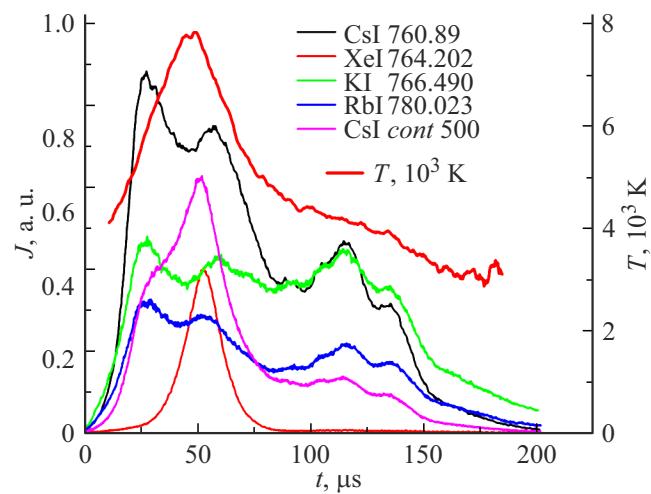


Рис. 10. Зависимость светимости линий и континуума от времени для режима 1.

компоненты у стенки и на оси составляет $4 - 5$ (соответствует отношению температур). Достаточно быстрое уменьшение T после обрыва приводит к возникновению макроскопического движения газа к оси горелки и последующим волнам плотности. Можно оценить период таких колебаний, как $\tau = 2r/v_{sXe}$, здесь v_{sXe} — скорость звука в Xe. Скорость звука в газе $v_s = (\gamma kT/M)^{1/2}$, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей, M — масса атома. В ксеноне при $T = 4000\text{ K}$ $v_{sXe} = 6.44 \cdot 10^4\text{ cm/s}$, $\tau = 8\text{ }\mu\text{s}$. Среднее расстояние между максимумами для режима 2 составляет $16\text{ }\mu\text{s}$, а для режима 1 — $13\text{ }\mu\text{s}$. Видно, что имеется согласие расчетного и экспериментальных значений периода колебаний τ .

Как видно из рис. 8, 10, светимость линий падает практически до уровня шумов к $200\text{ }\mu\text{s}$. Регистрация светимости линий при больших временах с помощью увеличения ширины щелей монохроматора практически невозможна из-за быстрой деградации ФЭУ [4], поэтому пока невозможно сделать вывод о характерном времени затухания указанных колебаний.

Заключение

В работе зарегистрированы и проанализированы детальные спектры излучения цезиевой лампы с импульсно-периодическим разрядом при сравнительно небольших давлениях. Эти измерения включали регистрацию эволюции во времени рекомбинационного континуума и формы спектральных линий, что позволило надежно определить параметры плазмы — температуру и концентрацию электронов и их зависимость от времени. Параметры плазмы, определенные разными методами, достаточно хорошо согласуются. В рамках простой модели была дана интерпретация полученных данных, и сделан вывод о существовании локального термического равновесия в плазме данного разряда. Регистрация изменения формы спектральных линий во времени позволила качественно выделить процессы генерации и распада плазмы (по уширению и сдвигу линий), а также установить вытеснение атомов к стенке горелки (по возникновению и росту провала в линиях, вызванного поглощением в пристеночном слое). Колебания светимости континуума и линий в распаде косвенно свидетельствуют о возникновении макроскопического движения газа в распаде от стенки горелки к оси и последующим волнам плотности, распространяющимся в радиальном направлении.

Благодарности

Авторы благодарят А.М. Марциновского за полезное обсуждение и С.В. Гавриша за предоставление цезиевой одноцокольной лампы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.В. Гавриш, В.Б. Каплан, А.М. Марциновский, И.И. Столяров. Прикладная физика, **5**, 78 (2019).
- [2] А.А. Богданов, С.В. Гавриш, А.М. Марциновский, И.И. Столяров. Успехи прикладной физики, **8** (5), 326 (2020).
- [3] Ф.Г. Бакшт, В.Б. Каплан, В.Ф. Лапшин, А.М. Марциновский. Письма в ЖТФ, **35** (23), 17 (2009). [F.G. Baksht, V.B. Kaplan, V.F. Lapshin, A.M. Martsinovskii. Tech. Phys. Lett., **35** (12), 1078 (2009). DOI: 10.1134/S1063785009120037]
- [4] А.А. Богданов, А.М. Марциновский, И.И. Столяров. ЖТФ, **94** (10), 1665 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.10.58859.105-24 [A.A. Bogdanov, A.M. Martsinovsky, I.I. Stolyarov. Tech. Phys., **69** (10), 1541 (2024). DOI: 10.61011/TP.2024.10.59358.105-24]
- [5] L. Agnew, C. Summers. *Proceedings of the VII International Conference on Phenomena in Ionized Gases* (Belgrade 1965), v. II, p. 574–580.
- [6] L. Agnew, W.H. Reichelt. J. Appl. Phys., **39** (7), 3149 (1968). DOI: 10.1063/1.1656749
- [7] А.А. Богданов, И.И. Столяров. Письма в ЖТФ, **49** (24), 39 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56870.100A [A.A. Bogdanov, I.I. Stolyarov. Tech. Phys. Lett., **49** (12), 101 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.12.57599.100A]
- [8] Н.Б. Варгафтик. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (Наука, М., 1972), 2 изд.
- [9] Т.П. Редько. *Диффузия нормальных и возбужденных атомов металлов в газах*. В кн. А.Г. Жиглинский (ред.) *Справочник констант элементарных процессов с участием атомов, ионов, электронов, фотонов* (Изд-во СПб ун-та, СПб, 1994), с. 206–224.
- [10] W.A. Hamel, J.E.M. Haverkort, H.G.C. Werij, J.P. Woerdman. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **19**, 4127 (1986). DOI: 10.1088/0022-3700/19/24/014
- [11] Б.Я. Мойжес, Г.Е. Пикуса (ред.). *Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма* (Наука, М., 1973), с. 150.
- [12] В.Е. Черковец, Н.Г. Шестакова. ЖТФ, **48** (2), 266 (1978). [V.E. Cherkovets, N.G. Shestakova. Sov. Phys. Tech. Phys., **23** (2), 160 (1978).]
- [13] Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Наука, М., 1982), с. 167.
- [14] Г. Гриэм. *Уширение спектральных линий в плазме* (Мир, М., 1978), 491 с. [Пер. с англ.: H.R. Griem. *Spectral line broadening by plasmas* (Academic Press, NY–London, 1974)]
- [15] N. Konjević, M.S. Dimitrijević, W.L. Wiese. J. Phys. Chern. Ref. Data, **13** (3), 619 (1984). DOI: 10.1063/1.555715
- [16] Ф.Г. Бакшт, В.Г. Иванов. ЖТФ, **50** (3), 471 (1980). [F.G. Baksht, V.G. Ivanov. Sov. Phys. Tech. Phys., **25** (3), 285 (1980).]
- [17] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Интеллект, Долгопрудный, 2009), 3-е изд.
- [18] Ю.Г. Козлов, А.М. Шухтин. ЖТФ, **38** (9), 1465 (1968). [Yu.G. Kozlov, A.M. Shuktin. Sov. Phys. Tech. Phys., **13** (9), 1197 (1969).]
- [19] Т.В. Мусиенко, В.Н. Скребов. ЖТФ, **53** (7), 1284 (1983). [T.V. Musienko, V.N. Skrebov. Sov. Phys. Tech. Phys., **28** (7), 786 (1983).]
- [20] F.G. Baksht, V.F. Lapshin. J. Phys. D: Appl. Phys., **41**, 205201 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/20/205201
- [21] Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин. Письма в ЖТФ, **41** (2), 79 (2015). [F.G. Baksht, V.F. Lapshin. Tech. Phys. Lett., **41** (1), 90 (2015). DOI: 10.1134/S1063785015010204]