

УДК 535-3;53.083

ЭФФЕКТ ДИНАМИЧЕСКОГО СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ В K_rCl – ЭКСИЛАМПЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

В.М. Цветков, А.А. Пикулев

Институт ядерной и радиационной физики ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров

E-mail: pikulev@expd.vniief.ru

Представлены результаты исследования термодинамических процессов в лампах барьерного разряда с помощью измерения скачка давления. Исследования проводились на K_rCl-эксилampe (222 нм) барьерного разряда в диапазоне давлений 4...50 кПа и соотношений компонент смеси K_r:Cl₂ от 50:1 до 400:1. Эксперименты показывают, что при включении (выключении) лампы зависимость скачка давления от времени состоит из быстрой (характерное время 30...160 мс) и медленной (100 с) частей. Быстрая часть связана с генерацией акустических волн (10...30 мс) и непосредственным нагревом газа (30...160 мс) в процессе разряда. Медленная часть скачка давления обусловлена нагревом колбы эксилампы.

Ключевые слова:

Барьерный разряд, эксилampa, скачок давления, акустические колебания, термодинамические процессы.

Key words:

Barrier discharges, excilamp, pressure drop, acoustic oscillations, thermodynamic processes.

В настоящее время эксилампы барьерного разряда (БР) находят все большее применение в различных областях технологии, экологии и медицины. Это связано со следующими преимуществами этих источников УФ-излучения: 1) высокий КПД; 2) узкая ширина спектральной линии излучения; 3) длительное время работы [1–4].

При длительной эксплуатации, в связи с необходимостью исключить перегрев колбы и рабочего газа, возникает важная задача организации охлаждения поверхности эксилампы. Решение данной задачи осуществляется с помощью использования воздушного или водяного охлаждения. Выбор системы охлаждения связан с тепловой мощностью эксилампы и с максимально допустимой температурой рабочего газа.

Для определения тепловой мощности обычно используют оценки мощности разряда за вычетом мощности УФ-излучения лампы [5]. В данной работе для определения тепловой мощности и температуры предлагается использовать амплитуду медленной части (характерное время ~100 с) скачка давления в колбе эксилампы.

Кроме того, быстрая часть скачка давления (характерное время 30...160 мс), позволяет получить важные результаты, касающиеся термодинамических процессов, происходящих в эксилампах БР, в частности, определить долю мощности разряда, идущую на генерацию акустических колебаний и непосредственный нагрев газа.

Исследования скачка давления проводились на K_rCl-эксилampe (222 нм) БР в диапазоне давлений

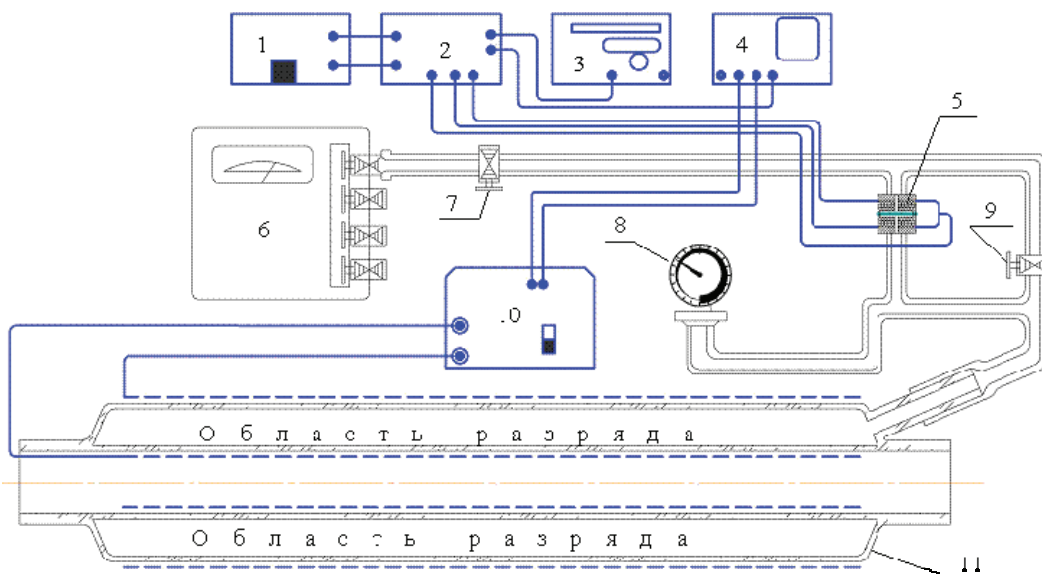


Рис. 1 Схема проведения эксперимента: 1) низковольтный источник питания; 2) мостовая схема питания датчика давления; 3) генератор; 4) осциллограф; 5) датчик давления ДМИ-0.1-2; 6) вакуумный пост; 7) вентиль откачки-наполнения; 8) вакуумметр образцовый МО; 9) вентиль отсечения магистрали; 10) высоковольтный импульсный источник питания лампы барьерного разряда; 11) лампа барьерного разряда

4...50 кПа и соотношений компонент смеси Kг:Cl₂ от 50:1 до 400:1. В экспериментах также измерялись интенсивность УФ-излучения эксилампы, напряжение и ток через лампу.

Схема измерения скачка давления представлена на рис. 1. Цилиндрическая коаксиальная лампа БР (поз. 11) (длина лампы 330 мм, диаметр 43 мм, толщина разрядного промежутка 8,5 мм) подключалась к вакуумному посту (поз. 6). Для измерения скачка давления был использован датчик давления ДМИ 0.1-2. Питание лампы осуществлялось от источника питания, генерирующего двуполярные импульсы напряжения с амплитудой 4,5 кВ и частотой 100 кГц.

Регистрация импульсов напряжения и тока проводилась с помощью осциллографа Tektronix TDS 3014В. Для измерения импульсов тока применялся пояс Роговского, а для регистрации формы напряжения – резистивный делитель. Типичные осциллограммы импульсов напряжения и тока приведены на рис. 2 (смесь Kг:Cl₂=350:1, полное давление 29,3 кПа).

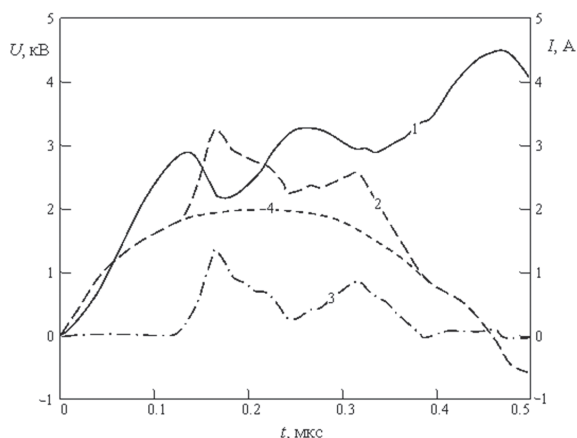


Рис. 2. Импульсы напряжения и тока: 1) напряжение; 2) полный ток; 3) активный ток; 4) реактивный ток

Типичная осциллограмма скачка давления представлена на рис. 3. После включения лампы давление быстро возрастает (за характерное время 20...100 мс) на величину Δp . Далее происходит медленный рост давления (~100 с), который на больших временах стремится к насыщению. После выключения лампы происходит быстрое снижение давления на величину Δp (30...160 мс), которое сменяется медленным экспоненциальным спадом.

Рассмотрим медленную часть скачка давления. На рис. 4 представлена осциллограмма скачка давления при работе эксилампы в течение 100 с без использования охлаждения (смесь Kг:Cl₂=300:1, давление 32 кПа). Из рисунка видно, что рост давления является практически линейным и за 100 с составляет 3,3 кПа (для изохорического процесса повышение температуры равно 31 К). Мощность нагрева составляет 48 Вт, что хорошо согласуется со значением 50 Вт, полученным из осциллограмм напряжения и тока.

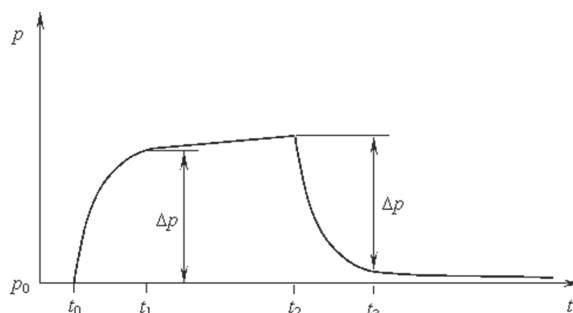


Рис. 3. Типичная осциллограмма скачка давления

Через 100 с после выключения лампы давление линейно понижается на 0,65 кПа, т. е. характерное время остывания кюветы без охлаждения составляет около 500 с.

В случае использования охлаждения (обдув колбы эксилампы потоком сжатого воздуха) максимальное повышение медленной части скачка давления составляет 2,1 кПа, что эквивалентно нагреву колбы лампы на 20 К (рис. 4). После выключения лампы снижение давления происходит по экспоненциальному закону с характерным временем, равным 50 с, т. е. использование воздушного охлаждения на порядок ускоряет процесс теплоотвода.

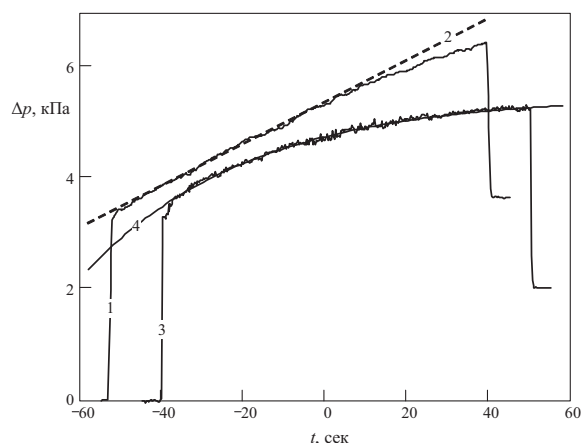


Рис. 4. Рост давления при работе эксилампы: 1,2) без охлаждения; 3,4) при использовании охлаждения. 1,3) эксперимент; 2,4) аппроксимация

Рассмотрим быструю часть скачка давления. На рис. 5 приведены задние фронты скачка давления (Kг:Cl₂=300:1). Из рисунка видно, что характерная длительность фронтов растет при увеличении начального давления смеси и составляет десятки-сотни микросекунд.

Хорошей аппроксимацией экспериментальных результатов являются функция

$$\Delta p = \Delta p_0 \left(\beta \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{ac}} \right\} + (1 - \beta) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_T} \right\} \right),$$

где Δp_0 – амплитуда скачка давления; β , τ_{ac} , τ_T – параметры аппроксимации. Зависимость параметров β , τ_{ac} , τ_T от давления приведена в таблице. Относи-

тельная погрешность аппроксимации не превосходит 2...3 %.

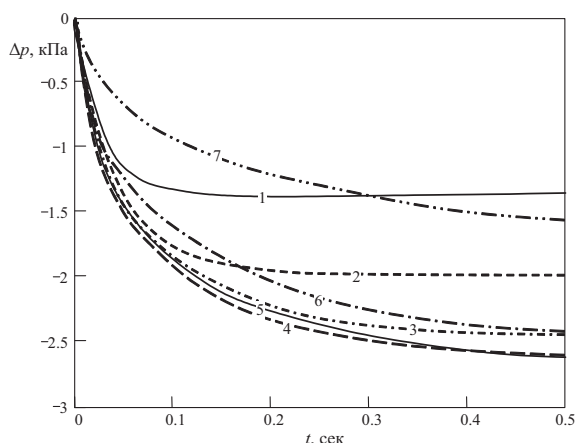


Рис. 5. Задний фронт скачка давления. Давление смеси, кПа: 1) 8; 2) 12; 3) 24; 4) 28; 5) 32; 6) 40; 7) 53

Таблица. Зависимость параметров аппроксимации β , τ_{ac} , τ_T от давления

p , кПа	β	τ_{ac} , мс	τ_T , мс
8	0,18	27	30
12	0,29	25	54
24	0,34	15	104
28	0,35	13	115
32	0,36	13	140
40	0,30	12	150
53	0,20	11	160

На рис. 6 приведена зависимость параметра аппроксимации τ_T от давления. Для сравнения на рисунке также представлено характерное время остывания газа в кювете, полученное в приближении линейной теплопроводности [7]

$$\tau_T = \frac{Vd}{6\gamma\chi S},$$

где γ – показатель адиабаты; χ – коэффициент температуропроводности; V – внутренний объем кюветы (350 см³); S – площадь поверхности внутренних стенок кюветы (680 см²); d – величина разрядного промежутка (8,5 мм).

Из рис. 6 видно, что в диапазоне давлений 8...30 кПа расчетная зависимость τ_T от давления практически совпадает с экспериментальной. Ниже мы будем отождествлять эти величины и считать, что параметр τ_T равен характерному времени остывания газа в кювете.

Параметр τ_{ac} положим равным характерному времени затухания акустических колебаний. Если предположить, что τ_{ac} связано с поглощением акустических волн в газе, то характерные частоты акустических колебаний составят 40...65 кГц [7].

Для описания полученных результатов используем модель, в которой предполагается, что формирование заднего фронта скачка давления определяется двумя процессами: 1) акустическими волнами, имеющими характерное время затухания τ_{ac} , при

этом энергия акустических волн переходит в тепловую за время τ_0 ($\tau_0 \geq \tau_{ac}$) и 2) остыванием газа в кювете с характерным временем τ_T .

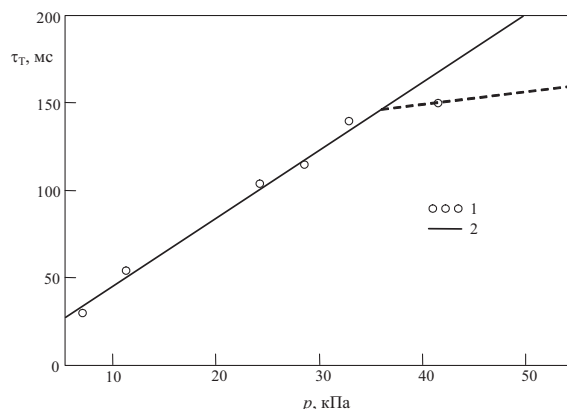


Рис. 6. Характерное время охлаждения газа в кювете в зависимости от давления: 1) обработка эксперимента; 2) расчет

Средняя энергия акустических волн в кювете описывается уравнением

$$\frac{d\langle E_{ac} \rangle}{dt} = \alpha_{ac} W - \frac{\langle E_{ac} \rangle}{\tau_{ac}}, \quad (1)$$

где α_{ac} – доля мощности разряда W , идущая на генерацию акустических волн.

Для тепловой энергии в кювете справедливо уравнение

$$\frac{d\langle E_T \rangle}{dt} = \alpha_T W + \frac{\langle E_{ac} \rangle}{\tau_0} - \frac{\langle E_T \rangle}{\tau_T}, \quad (2)$$

где α_T – доля мощности разряда, идущая на непосредственный нагрев газа.

Суммарное давление, создаваемое акустическими волнами (первое слагаемое) и нагревом газа (второе слагаемое) определяется по формуле

$$\Delta p = \delta \frac{\langle E_{ac} \rangle}{V} + (\gamma - 1) \frac{\langle E_T \rangle}{V}, \quad (3)$$

где $0 \leq \delta \leq 1$ – коэффициент, учитывающий конфигурацию акустических волн в колбе эксилампы и чувствительность датчика давления к акустическим колебаниям.

Из соотношений (1)–(3) получаем, что после отключения лампы составляющая скачка давления с характерным временем спада τ_{ac} описывается соотношением

$$\Delta p_{ac} = \frac{\alpha_{ac} \tau_{ac} W}{V} \left\{ \delta + \frac{\gamma - 1}{\tau_0} \frac{\tau_T \tau_{ac}}{\tau_T - \tau_{ac}} \right\} \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{ac}} \right\},$$

а составляющая скачка давления с характерным временем τ_T – соотношением

$$\Delta p_T = (\gamma - 1) \frac{\tau_T W}{V} \left\{ \alpha_T + \frac{\alpha_{ac} \tau_{ac}}{\tau_0} - \frac{\tau_{ac}^2}{\tau_T - \tau_{ac}} \frac{\alpha_{ac}}{\tau_0} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_T} \right\}.$$

Результаты расчетов показывают, что в случае, если диссипации акустических волн не происходит ($\tau_0 = \infty$), то сумма α_{ac} и α_T в диапазоне давлений 30...50 кПа превосходит единицу, т. е. энергии разряда недостаточно для создания наблюдающегося скачка давления. Отсюда следует, что для согласования энергетических потоков необходимо, чтобы часть энергии акустических колебаний переходила в тепло.

На рис. 7 приведены зависимости α_{ac} и α_T от давления для случая $\tau_0 = \tau_{ac}$ и $\delta = 1$. Уменьшение параметра δ приводит к росту доли мощности разряда, идущей на генерацию акустических колебаний. Это видно из рис. 8, полученного для $\delta = 0,5$. Расчеты показывают, что для $\delta < 0,15$ α_{ac} превышает единицу.

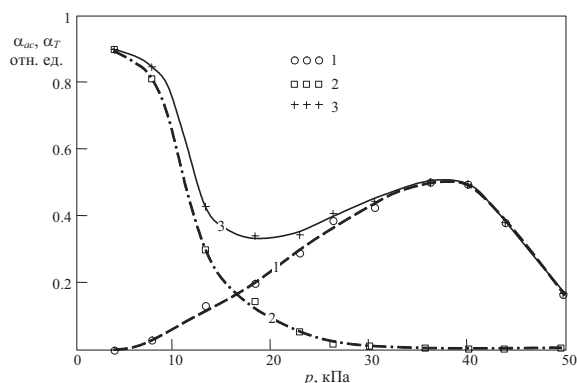


Рис. 7. Энергетический баланс внутри кюветы эксимерной лампы: доля мощности разряда, идущая на: 1) генерацию акустических колебаний α_{ac} ; 2) непосредственный нагрев газа α_T ; 3) сумма $\alpha_{ac} + \alpha_T$ ($\tau_0 = \tau_{ac}$, $\delta = 1$)

Из рис. 7, 8 видно, что при давлении ниже ~16 кПа $\alpha_T > \alpha_{ac}$, а выше 16 кПа – $\alpha_T < \alpha_{ac}$. Параметр α_{ac} достигает максимума при 40 кПа, после чего снижается.

Такое поведение параметров α_{ac} и α_T от давления может быть связано с изменением структуры разряда. Так, при давлениях ниже 7 кПа разряд происходит в диффузной форме, акустические волны практически не возбуждаются и значительная часть энергии тратится на нагрев газа. В диапазоне давлений 7...13 кПа разряд происходит в смешанной, диффузно-филаментарной фазе. При давлениях 13...50 кПа наблюдаются отдельные филамен-

ты, расстояние и интенсивность которых растут при увеличении давления. Для давлений выше 50 кПа разряд происходит в виде отдельных протяженных искр, неравномерно заполняющих внутренний объем кюветы.

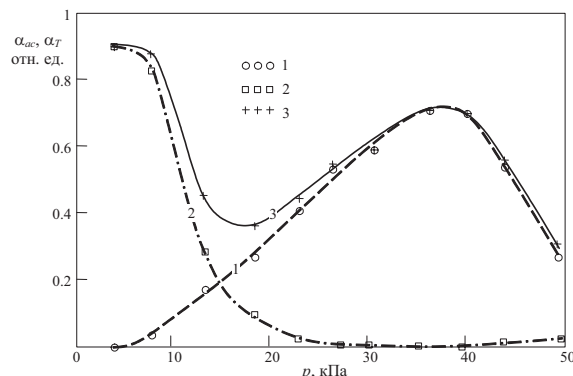


Рис. 8. Энергетический баланс внутри кюветы эксимерной лампы: доля мощности разряда, идущая на: 1) генерацию акустических колебаний α_{ac} ; 2) непосредственный нагрев газа α_T ; 3) сумма $\alpha_{ac} + \alpha_T$ ($\tau_0 = \tau_{ac}$, $\delta = 0,5$)

Выводы

Исследования термодинамических процессов в КгСl-эксимерной лампе (222 нм) барьерного разряда, проведенные с помощью измерения скачка давления, показали, что: 1) при включении (выключении) лампы зависимость скачка давления от времени состоит из быстрой (характерное время 30...160 мс) и медленной частей (100 с); 2) быстрая часть скачка давления связана с генерацией акустических волн (10...30 мс) и непосредственным нагревом газа (30...160 мс) в процессе разряда; 3) медленная часть скачка давления обусловлена общим нагревом лампы; 4) филаменты являются основным источником акустических колебаний, причем нагрев газа в филаментарной фазе разряда осуществляется, в первую очередь, в процессе диссипации энергии акустических колебаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТЦ (проект № 3583р).

Материалы статьи доложены и обсуждены на Международной конференции Atomic and Molecular Pulsed Lasers, Томск, 14–18 сентября, 2009 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Boyd I.W., Zhang J.Y. New large area ultraviolet lamp sources and their applications // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research. B. – 1997. – V. 121. – P. 349–356.
- Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ерофеев М.В. Эксимерные лампы – эффективные источники спонтанного УФ и ВУФ излучения // Успехи физических наук. – 2003. – Т. 173. – № 2. – С. 201–217.
- Авдеев С.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Излучение молекул йода I_2^* в барьерном разряде // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 1. – С. 107–110.
- Авдеев С.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Оптические характеристики плазмы эксимерных барьерных разрядов на димерах га-

- логенов I_2^* , Cl_2^* , Brg^* // Оптика и спектроскопия. – 2007. – Т. 103. – № 4. – С. 546–552.
- Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры. – М.: Физматлит, 2005. – С. 530, 531.
- Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. – М.: Наука, 1989. – 432 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 736 с.

Поступила 14.12.2009 г.