

УДК 537.52 + 621.327 + 536.2 + 536.714

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЭКСИЛАМПАХ МЕТОДОМ СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ (обзор)

© 2012 г. А. А. Пикулев, В. М. Цветков, Э. А. Соснин^{*,**},
В. А. Панарин^{*}, В. Ф. Тарасенко^{*,**}

РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики
Россия, 607190, Саров Нижегородской обл., ул. Мира, 37
E-mail: pikulev@expd.vniief.ru

**Институт сильноточной электроники СО РАН*
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3
E-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru

***Томский государственный университет*
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36

Поступила в редакцию 06.12.2011 г.
После доработки 11.01.2012 г.

Представлен обзор исследований термодинамических процессов в эксилампах KгVг (207 нм), KгСl (222 нм) и ХеVг (282 нм) барьерного разряда и ХеVг (282 нм), ХеСl (222 нм) с.в.ч.-разряда. Экспериментально при помощи различных датчиков давления показано, что происходящий при включении (выключении) эксилампы скачок давления содержит быструю (характерное время ~100 мс) и медленную (~100 с) составляющие. Быстрая составляющая скачка давления связана с нагревом газа в процессе разряда, так что по ней можно судить о доли мощности разряда, термализованной в газе. Из анализа спада давления после скачка следует, что нагрев газа происходит в результате двух процессов: непосредственного нагрева газа во время разряда (~100 мс) и диссипации энергии акустических волн в газе (~10 мс). Медленная составляющая скачка давления обусловлена общим нагревом эксилампы и может быть использована для определения доли мощности разряда, преобразующейся в тепловую энергию, а также для исследования различных режимов охлаждения эксилампы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время эксилампы находят все большее применение в различных областях технологии, экологии и медицины. Наибольшее распространение получили эксилампы барьерного разряда [1], что обусловлено тем, что они имеют высокий к.п.д. (5–15% для эксиплексов инертный газ–галоген и до 40% для эксимеров инертных газов), узкую ширину спектральной полосы излучения (5–10 нм для эксиплексных молекул и до 30 нм для эксимерных молекул) и длительное время работы (тысячи часов) [2–8].

В последние годы активно ведутся исследования, направленные на оптимизацию режимов работы эксиламп в условиях длительной эксплуатации, к которым относятся состав газовой смеси, условия возбуждения, температура рабочего газа и колбы эксилампы, выбор режимов охлаждения, что вызвано активным внедрением эксиламп.

Задача оптимизации состава и условий возбуждения газовой смеси эксиламп барьерного разряда рассматривалась во многих работах [2–8]. При этом лампа рассматривалась с методологиче-

ских позиций физики плазмы и физики газового разряда.

Для изучения баланса энергии в эксилампах мы предложили использовать методы термодинамики [9]. Судя по литературе, ранее для этого их не применяли. Для определения термодинамических параметров эксилампы (температура рабочего газа и колбы, эффективность режимов охлаждения и т.д.) в работе [9] было предложено использовать результаты измерения скачка давления в эксилампе. Этот подход, удобный для оценок баланса энергии в газоразрядном приборе, ранее использовали только для изучения работы лазеров с накачкой пучком электронов [10].

Для измерения статических и динамических параметров скачка давления мы использовали различные датчики давления: 1) индуктивный дифференциальный малогабаритный датчик давления ДМИ-0.1-2, основная погрешность которого при нормальных условиях составляет ±3% (ООО “Научный прогресс-М”, Москва); 2) керамический тензорезистивный датчик давления-вакуума DMP 330L (ООО “БД Сенсорс РУС”, Москва), погрешность измерений которого в диапазоне

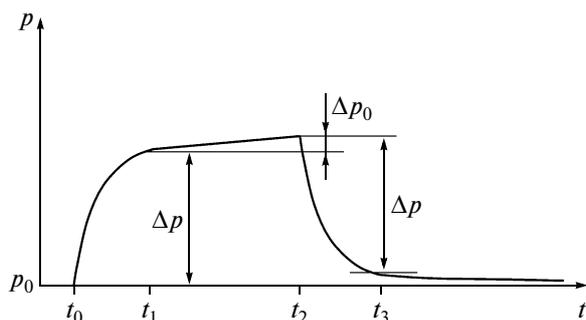


Рис. 1. Типичная осциллограмма скачка давления.

давлений до 1 атм не превышает $\pm 0.5\%$; 3) датчик давления-вакуума PSE 511 (SMC Corporation, Япония), относительная погрешность измерений которого в диапазоне давлений до 757.5 Торр составляет $\pm 1.5\%$.

Типичная осциллограмма скачка давления при включении лампы представлена на рис. 1. Видно, что после включения (в момент времени t_0) давление быстро возрастает от начального давления p_0 до значения $p_0 + \Delta p$ (где Δp – амплитуда быстрой составляющей скачка давления). Характерное время этого процесса составляет ~ 100 мс в зависимости от состава и давления смеси. Далее происходит медленный линейный рост давления (характерное время процесса ~ 100 с), на больших временах (длительность зависит от способа охлаждения) давление стремится к насыщению. После выключения лампы (в момент t_2) происходит быстрое снижение давления на величину Δp (~ 100 мс) до значения $p_0 + \Delta p_0$, где Δp_0 – амплитуда медленной составляющей скачка давления. Далее следует медленный спад давления до начального значения p_0 .

Наш анализ показал, что быстрая составляющая скачка давления связана с нагревом газа в процессе разряда, и это позволяет судить о доли мощности разряда, затрачиваемой на разогрев газа. Повышение температуры газа происходит в результате непосредственного нагрева газа во время разряда (~ 100 мс) и диссипации энергии акустических волн, источником которых являются микроразряды (~ 10 мс) [9].

Медленная составляющая скачка давления обусловлена общим нагревом эксилампы и может быть использована для определения доли мощности разряда, преобразующейся в тепловую энергию, а также для исследования различных режимов охлаждения эксилампы.

В данном обзоре приведены новые и обобщенные полученные нами ранее результаты применения метода регистрации скачка давления для изучения термодинамических характеристик ряда эксиламп барьерного разряда: KгVг (207 нм), KгCl (222 нм) и ХеVг (282 нм), а также для изучения эк-

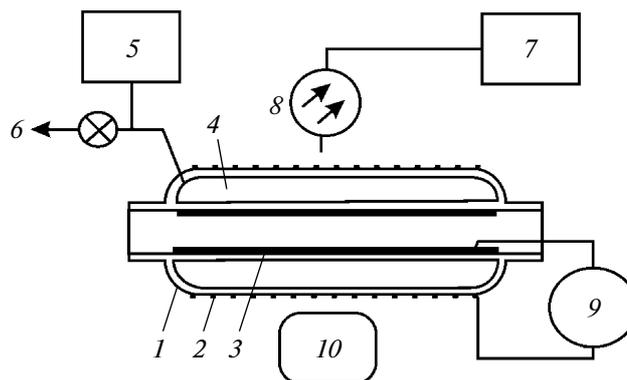


Рис. 2. Схема измерений характеристик эксилампы барьерного разряда. 1 – колба эксилампы; 2 – перфорированный внешний электрод; 3 – внутренний электрод-отражатель; 4 – газоразрядный объем; 5 – вакуумметр; 6 – отвод к откачному посту; 7 – спектрофотометр; 8 – оптоволоконно; 9 – импульсный источник питания; 10 – фотоприемник.

силамп с.в.ч.-разряда: ХеVг (282 нм) и ХеCl (222 нм).

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В ЭКСИЛАМПАХ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

При проведении экспериментов использовались эксилампы барьерного разряда цилиндрической геометрии. Типичная схема измерения параметров у.ф.-излучения, импульсов напряжения и тока и скачка давления в эксилампе представлена на рис. 2.

В процессе разряда происходит нагрев газа 4 и колбы эксилампы 1, но поскольку теплоемкость колбы в ~ 1000 раз больше теплоемкости газа, при определении скачка давления в газе можно считать, что стенки разрядного объема находятся при постоянной температуре.

Если скачок средней температуры в разрядном объеме $\langle \Delta T \rangle$ и давления Δp малы по сравнению с начальными значениями $|\langle \Delta T \rangle| \ll T_0$ и $|\Delta p| \ll p_0$, то справедливо соотношение [9, 11–13]

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{V}{V_0} \frac{\langle \Delta T \rangle}{T_0} \quad (1)$$

(где V_0 – полный внутренний объем кюветы, V – разрядный объем), в котором предполагается, что температура колбы эксилампы равна T_0 .

Для определения средней температуры газа в разрядном объеме рассмотрим процесс теплопроводности в объеме газа, ограниченном двумя плоскопараллельными пластинками (рис. 3). Более точный анализ показывает, что учет цилиндрической геометрии эксилампы лишь незначительно влияет на результаты. В стационарных условиях температура газа в разрядном объеме может быть определена из уравнения теплопроводности [14]

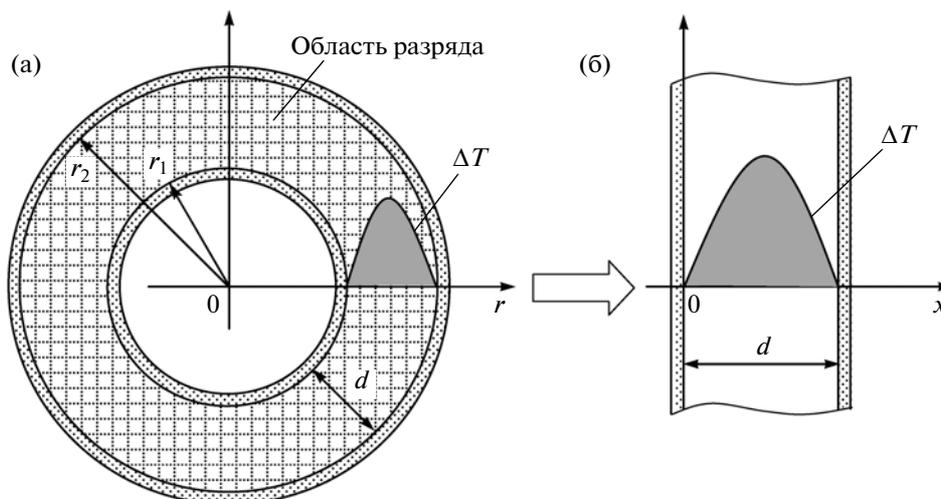


Рис. 3. Распределение температуры в цилиндрической кювете барьерного разряда (а) и в случае плоскопараллельной геометрии разряда (б).

$$\lambda \frac{d^2 \Delta T}{dx^2} + \frac{W_g}{V} = 0, \quad (2)$$

где λ – коэффициент теплопроводности; W_g – мощность разряда, идущая на нагрев газа. Предполагается, что W_g однородно распределена по разрядному объему V эксилампы.

Решая уравнение (2), получаем

$$\Delta T(x) = \frac{xW_g}{2\lambda V} \{d - x\},$$

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \Delta T(x) dx = \frac{W_g d}{6\lambda S}, \quad (3)$$

где d – ширина разрядного промежутка; S – полная площадь поверхности колбы эксилампы, ограничивающая разрядный объем V .

Из формул (1) и (3) получаем следующее выражение для мощности разряда, идущей на нагрев газа:

$$W_g = \frac{6\lambda S V_0 T_0 \Delta p}{V p_0 d}. \quad (4)$$

Полная (активная) мощность разряда, вкладываемая в эксилампу, определялась интегрированием импульсов напряжения и тока [15]:

$$W = f \int_0^\tau I(t) U(t) dt, \quad (5)$$

где $U(t)$, $I(t)$ – мгновенные значения напряжения и тока; f – частота повторения импульсов.

Соотношения (1), (3), (4) были использованы нами для определения температуры газа в разрядном объеме и мощности разряда, термализован-

ной в газе для эксиламп барьерного разряда K_rBr (207 нм), K_rCl (222 нм) и XeBr (282 нм).

Зависимости амплитуды быстрой составляющей скачка давления Δp от состава и давления смеси K_r/Cl₂ представлены на рис. 4. Видно, что с увеличением давления при уменьшении содержания хлора в смеси K_r/Cl₂ максимум скачка давления повышается и смещается в сторону больших давлений, при этом максимальный скачок давления составляет 30 Торр.

Среднее значение скачка температуры газа в разрядном объеме $\langle \Delta T \rangle$ и мощность разряда, затрачиваемая на разогрев газа, W_g представлены на

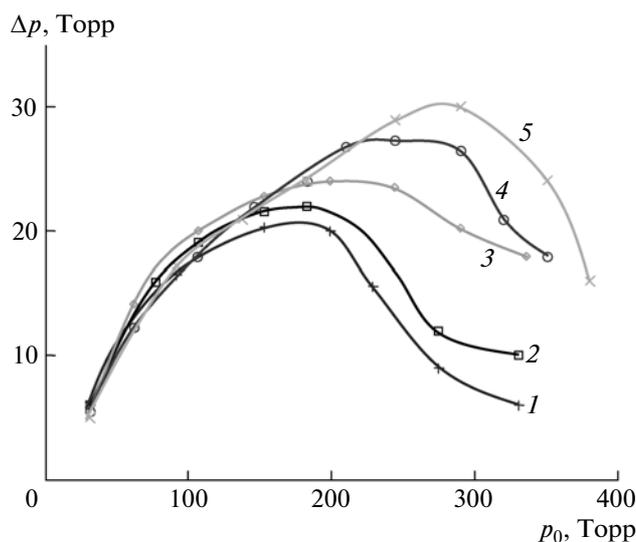


Рис. 4. Зависимость Δp от начального давления p_0 и состава в смеси K_r/Cl₂ = 50/1 (1), 100/1 (2), 200/1 (3), 300/1 (4), 400/1 (5) [9].

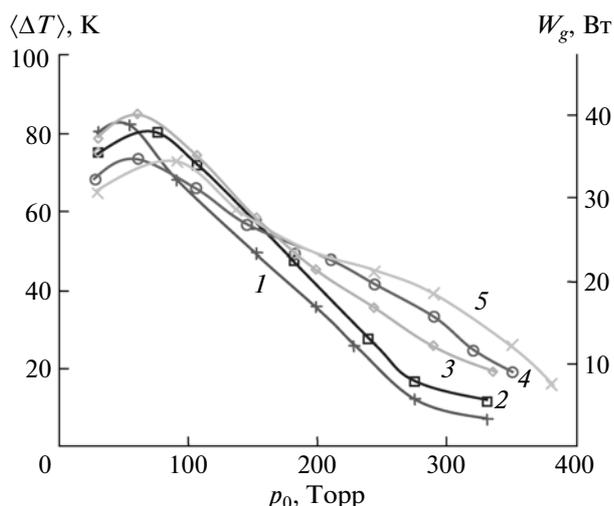


Рис. 5. Зависимости $\langle \Delta T \rangle$ и W_g от начального давления p_0 и состава в смеси $\text{Kr}/\text{Cl}_2 = 50/1$ (1), $100/1$ (2), $200/1$ (3), $300/1$ (4), $400/1$ (5) [9].

рис. 5. Видно, что при увеличении давления смеси Kr/Cl_2 сначала происходит рост температуры газа, а при давлении свыше 50–70 Торр наблюдается постепенное понижение температуры. Снижение температуры газа и тепловой мощности разряда W_g связано с тем, что при увеличении давления характер свечения лампы изменяется: происходит переход от диффузного свечения в объеме в целом к возникновению отдельных микро-разрядов, так что на нагрев газа затрачивается все меньшая доля от полной мощности разряда (максимальная мощность разряда наблюдается при давлении ~ 200 Торр).

Похожая зависимость была получена и для смеси Xe/Br_2 [11, 12]. На рис. 6 представлены полная W и тепловая W_g мощности разряда, а также их разность $W - W_g$ в зависимости от начального давления (соотношение компонент смеси $\text{Xe}/\text{Br}_2 = 200/1$) [11]. Видно, что при низких давлениях практически вся мощность разряда идет на нагрев газа (однородный разряд). При увеличении давления разряд перестает быть однородным, и наблюдается возникновение микро-разрядов конической формы. В этом режиме доля мощности разряда, идущая на нагрев газа, падает, но возрастает доля мощности, идущая на нагрев стенок колбы за счет бомбардировки ионами и электронами и на генерацию у.ф.-излучения. Дальнейший рост давления в смеси приводит к возникновению в объеме узких отдельных микро-разрядов в форме тонкой нити (филаментов), и величина W_g становится незначительной.

Кроме того, экспериментально было обнаружено, что амплитуда быстрой составляющей скачка давления практически линейно зависит от мощно-

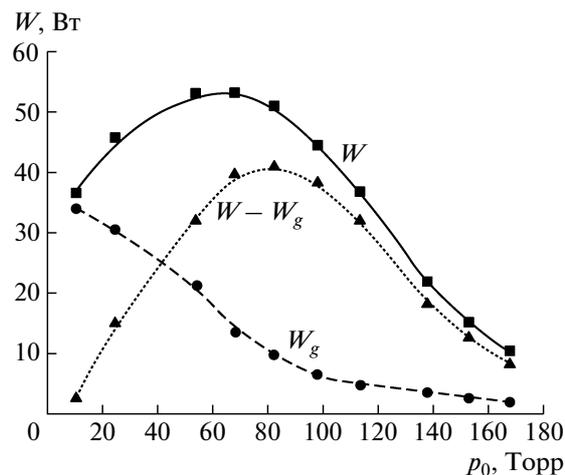


Рис. 6. Баланс энергии в Xe/Br_2 -эксимерной лампе барьерного разряда в зависимости от давления (соотношение компонент смеси $\text{Xe}/\text{Br}_2 = 200/1$) [9].

сти у.ф.-излучения эксимерной лампы (W_{opt}), так что можно записать: $\Delta p \approx A + BW_{\text{opt}}$, где A и B – постоянные. В частности, максимальной величине скачка давления соответствует максимальное значение мощности у.ф.-излучения. Это иллюстрируется рис. 7, на котором приведены зависимость скачка давления от мощности излучения смеси $\text{Ar}/\text{Cl}_2 = 400/1$ на длине волны 258 нм и прямая, соответствующая линейной аппроксимации зависимости $\Delta p \approx A + BW_{\text{opt}}$, где $A = 2.28$ Торр, $B = 36.6$ Торр/Вт [11]. Отсюда был сделан вывод о том, что линейная зависимость между амплитудой быстрой составляющей скачка давления и интенсивностью излучения может быть использована для контроля мощности у.ф.-излучения в условиях длительной эксплуатации эксимерной лампы.

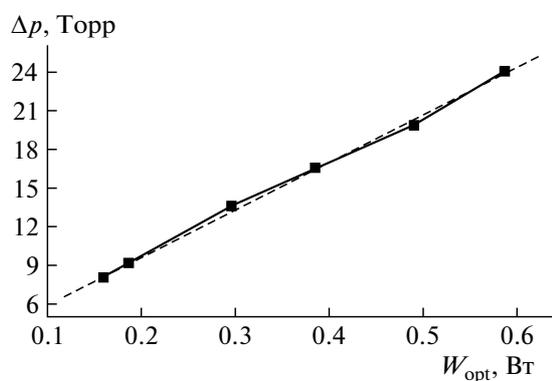


Рис. 7. Зависимость скачка давления от мощности оптического излучения смеси $\text{Ar}/\text{Cl}_2 = 400/1$ (сплошная линия); штриховой линией показана линейная аппроксимация [13].

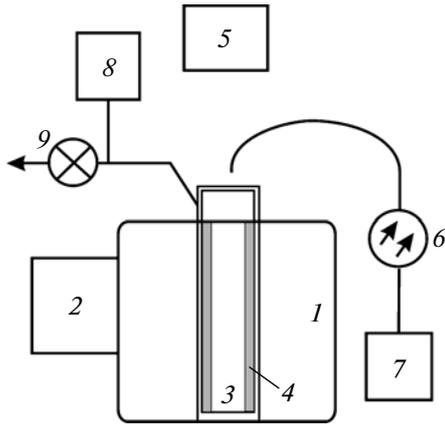


Рис. 8. Исследование характеристик эксилампы с в.ч.-разряда. 1 – резонатор; 2 – магнетрон; 3 – цилиндрическая колба лампы; 4 – зона горения разряда (в разрезе); 5 – фотоприемник; 6 – оптоволокно; 7 – спектрофотометр; 8 – вакуумметр; 9 – отвод к вакуумному посту.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ДЛЯ ЭКСИЛАМП С.В.Ч.-РАЗРЯДА

Измерения амплитуды быстрой составляющей скачка давления были использованы для определения температуры и тепловой мощности с.в.ч.-разряда [13]. При с.в.ч.-возбуждении (рис. 8) свечение разряда локализуется в узком слое около внутренней стенки эксилампы. Если разряд локализован в области толщиной Δ около плоской стенки, находящейся при постоянной температуре, то скачок температуры вне этого слоя можно найти по формуле

$$\Delta T(\infty) = \alpha \frac{r_0 W_g \Delta}{\lambda V}, \quad (6)$$

где α – постоянная (порядка единицы), r_0 – радиус кюветы.

Значение α существенно зависит от распределения энергии в объеме кюветы. Так, для ступенчато-однородного распределения энергии $w_1 = w_0 \sigma(\Delta - x)$ (вклад постоянен в пристеночной области $0 \leq x \leq \Delta$ и равен нулю для $x > \Delta$; $\sigma(x)$ – единичная функция Хэвисайда) $\alpha = 1/4$. В случае экспоненциального распределения энергии по сечению $w_2 = w_0 \exp\{-x/\Delta\}$ $\alpha = 1/2$ (рис. 9). Если толщина области разряда Δ существенно меньше поперечных размеров кюветы (радиуса кюветы r_0), то $\langle \Delta T \rangle \approx \Delta T(\infty)$ [13].

Можно показать, что в случае цилиндрической кюветы при любых Δ ($\Delta \leq r_0$) для среднего скачка температуры в кювете справедливо следующее соотношение (индекс 1 – ступенчато-однородное распределение энергии w_1 , индекс 2 – экспоненциальное распределение w_2) [13]:

$$\begin{aligned} \langle \Delta T_1 \rangle &= \Delta T_1(\infty) \left\{ 1 - \frac{\Delta}{2r_0} \right\}, \\ \langle \Delta T_2 \rangle &\approx \Delta T_2(\infty) \left\{ 1 - \frac{2\Delta}{r_0} + \frac{2\Delta^2}{r_0^2} \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Связь между скачком давления и мощностью разряда, термализованной в газе, для случая ступенчато-однородного распределения имеет вид

$$W_{lg} = \frac{8\lambda V_0 T_0 \Delta p}{p_0 \Delta (2r_0 - \Delta)}. \quad (8)$$

Формулы (7) при $\Delta \ll r_0$ переходят в $\langle \Delta T \rangle \approx \Delta T(\infty)$, а соотношение (8) преобразуется к виду [13]

$$W_{lg} = \frac{4\lambda V_0 T_0 \Delta p}{r_0 p_0 \Delta}. \quad (9)$$

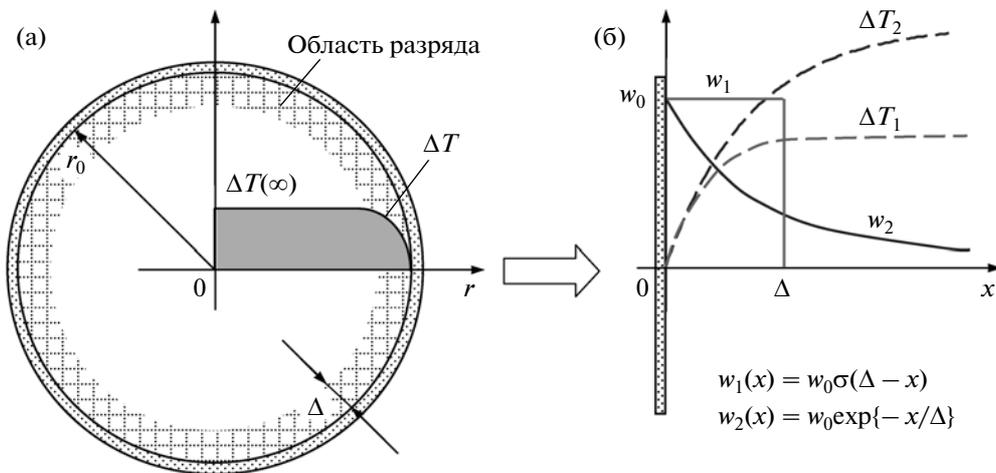


Рис. 9. Распределение температуры в цилиндрической кювете с.в.ч.-разряда (а) и распределение температуры газа у плоской стенки (б).

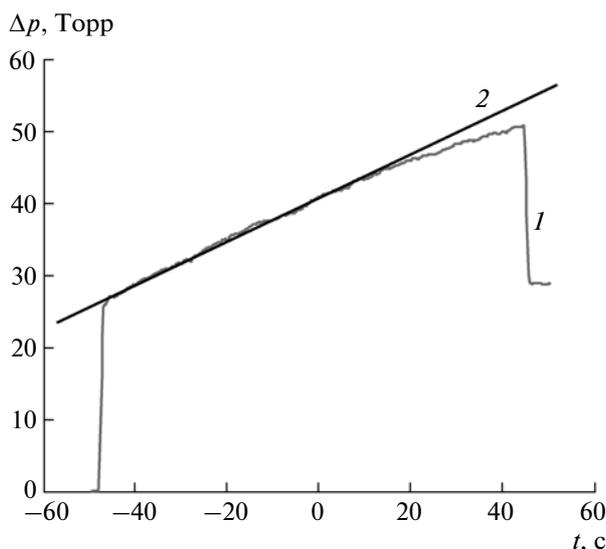


Рис. 10. Рост давления при работе эксилампы без использования охлаждения: 1 — эксперимент; 2 — линейная аппроксимация [12].

Для экспоненциального распределения энергии в объеме численный коэффициент в формуле (9) равен 2 (вместо 4).

В отличие от барьерного разряда, при возбуждении с.в.ч.-разрядом большая часть мощности разряда идет на нагрев газа и существенно меньшая — на нагрев стенок колбы эксилампы за счет бомбардировки электронами и ионами. Поэтому для с.в.ч.-разряда W_g лишь незначительно отличается (в основном, на мощность у.ф.-излучения эксилампы) от полной мощности разряда W [13]. Это было использовано нами при определении мощности разряда и эффективности эксилампы с.в.ч.-разряда XeVr (282 нм) и XeCl (222 нм) по результатам измерения скачка давления [13]. Поскольку в экспериментах наблюдалось однородное свечение разряда в узкой пристеночной области, для определения мощности с.в.ч.-разряда в эксилампе была использована формула (8), полученная в приближении ступенчато-однородного распределения энергии.

Исследования показали, что наибольшие эффективность и мощность излучения плазмы с.в.ч.-разряда достигается в смесях $\text{Xe/Vr}_2 = 50/1$ и $\text{Xe/Cl}_2 = 25/1$ при полном давлении в смеси $p_0 = 6$ Торр. Они составили 7.2 и 7.8%, 3.6 и 3.9 Вт соответственно. Это примерно в два раза меньше значений эффективности, полученных в цилиндрических XeCl -эксилампах тлеющего разряда [16]. Такое различие может быть связано с тем, что при расчетах мощности, вкладываемой в разряд, мы исходили из предположения об однородном распределении энергии по слою. Если распределение мощности разряда близко к экспоненциальному, то оценка эффективности дает величину

в ~2 раза выше приведенной. В этом случае эффективность излучения эксилампы с с.в.ч.-возбуждением будет примерно равна эффективности эксиплексных ламп тлеющего разряда.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ РАЗРЯДА

Выше было указано, что в то время как амплитуда быстрой составляющей скачка давления характеризует мощность разряда, термализованную в газе, медленная составляющая скачка давления определяется нагревом стенок колбы эксилампы и характеризует полную тепловую мощность разряда W_T . Полная мощность разряда W равна сумме тепловой мощности W_T и мощности излучения W_{opt} : $W = W_T + W_{\text{opt}}$.

Тепловая мощность разряда W_T связана со скачком температуры эксилампы ΔT_0 следующим соотношением:

$$W_T = mC \frac{d\Delta T_0}{dt}, \quad (10)$$

где m — масса колбы; C — удельная теплоемкость материала колбы эксилампы.

На рис. 10 представлена осциллограмма скачка давления при работе эксилампы в течение 100 с без использования охлаждения (смесь $\text{Kr/Cl}_2 = 300/1$, давление 240 Торр) [12]. Из рисунка видно, что рост давления является практически линейным, и за 100 с он составляет 25 Торр, что соответствует повышению температуры колбы эксилампы на 31 К. Тепловая мощность разряда, вычисленная по формуле (10), равна 48 Вт. При этом полная мощность разряда, полученная по формуле (5), составляет около 50 Вт, из которых 4 Вт уносит у.ф.-излучение, т.е. тепловая мощность разряда равна 46 Вт, что всего на 5% ниже значения, полученного по величине медленной составляющей скачка давления.

Для определения характерного времени теплообмена лампы с окружающей атмосферой были проведены эксперименты, в которых измерялся скачок давления после выключения эксилампы. Эксперименты показали, что характерное время остывания составляет около 500 с. Рис. 11 иллюстрирует влияние охлаждения на температуру эксилампы (смесь $\text{Kr/Cl}_2 = 300/1$, давление 240 Торр). Охлаждение осуществлялось обдувом колбы эксилампы снаружи и изнутри потоком воздуха. На этом рисунке также приведена аппроксимация медленной составляющей давления выражением вида

$$\Delta p_0(t) = \Delta p_0(0) + \Delta p_\infty \left(1 - \exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\}\right), \quad (11)$$

где τ — характерное время нагрева колбы эксилампы. Параметры аппроксимации в (11) следующие: $\Delta p_0(0) = 28$ Торр (амплитуда быстрой состав-

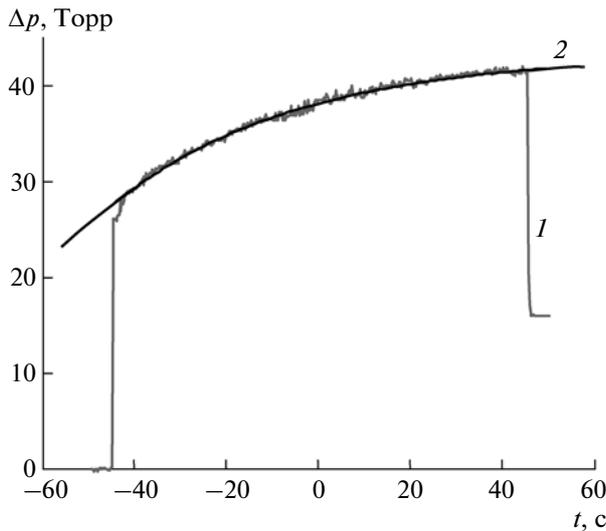


Рис. 11. Рост давления при работе эксилампы с охлаждением: 1 – эксперимент; 2 – экспоненциальная аппроксимация [12].

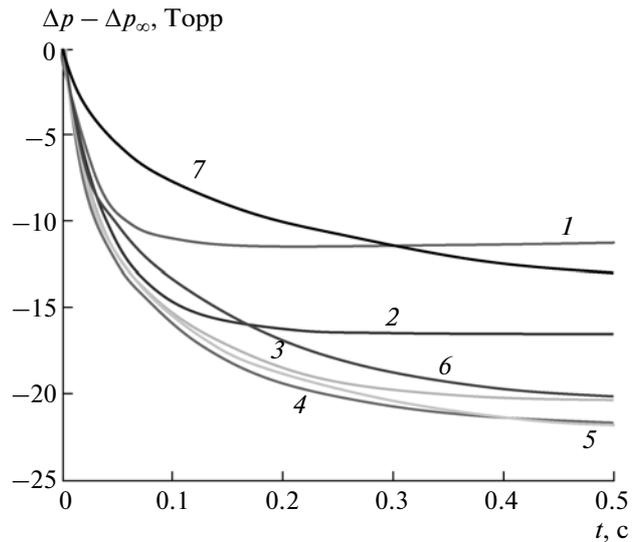


Рис. 12. Падение давления при выключении накачки. Смесь Kr/Cl₂ = 300/1; начальное давление p₀ составляет 60 (1), 90 (2), 180 (3), 210 (4), 240 (5), 300 (6) и 400 Торр (7) [9].

ляющей скачка давления), Δp_∞ = 16 Торр (амплитуда медленной составляющей скачка давления), τ = 50 с. Таким образом, использование охлаждения на порядок ускоряет процесс теплоотвода (с 500 до 50 с) и ограничивает медленную составляющую скачка давления значением 16 Торр, т.е. повышение температуры колбы лампы составляет всего 20 К.

Аналогичные эксперименты были проведены с ХеВг-эксилампой барьерного разряда [11, 12]. Так, после включения ХеВг-эксилампы (смесь Хе/Вг₂ = 50/1, начальное давление 97 Торр) рост давления является практически линейным и за 45 с составляет p₀ = 7 Торр (без охлаждения). Тепловая мощность разряда, определенная по осциллограмме медленной составляющей скачка давления, равна 55 Вт. В сумме с мощностью уф.-излучения (2.5 Вт) полная мощность, потребляемая эксилампой, составила 57.5 Вт, что практически совпадает с мощностью, вычисленной по импульсам напряжения и тока ≈58 Вт [11].

5. ВРЕМЕННОЕ ПОВЕДЕНИЕ БЫСТРОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ

Для более подробного анализа поведения быстрой составляющей скачка давления в работах [9, 11] были проведены измерения фронтов скачка давления, соответствующих моменту включения (отключения) эксилампы.

Осциллограммы скачка давления после отключения KrCl-эксилампы (смесь Kr/Cl₂ = 300/1) представлены на рис. 12. Хорошей аппроксимацией экспериментальных результатов является функция вида

$$\Delta p = \Delta p_{\infty} \left(\beta \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{ac}} \right\} + (1 - \beta) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_T} \right\} \right), \quad (12)$$

где Δp_∞ – амплитуда скачка давления; β, τ_{ac}, τ_T – параметры аппроксимации, нижеприведенные в зависимости от давления [8]:

p, Торр	60	90	180	210	240	300	400
β	0.18	0.29	0.34	0.35	0.36	0.3	0.2
τ _{ac} , мс	27	25	15	13	13	12	11
τ _T , мс	30	54	104	115	140	150	160.

Относительная погрешность аппроксимации не превосходит 2–3%.

В работе [8] параметр τ_T был отождествлен с характерным временем остывания газа в кювете, а τ_{ac} – с характерным временем затухания акустических колебаний.

Характерное время остывания газа можно определить, воспользовавшись уравнением для среднего давления газа в эксилампе [17]

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} = \frac{W_g}{V_0} - \frac{\lambda}{V_0} \iint_S (\nabla T, \mathbf{ds}), \quad (13)$$

где γ – показатель адиабаты; S – площадь внутренней поверхности колбы эксилампы; ∇ – оператор Набла (градиент); ds – элемент площади поверхности, ориентированный по направлению внешней нормали (в разрядный промежуток).

В случае, когда можно пренебречь теплообменом газа со стенками буферного объема, для скачка температуры в разрядном объеме справедливо следующее уравнение:

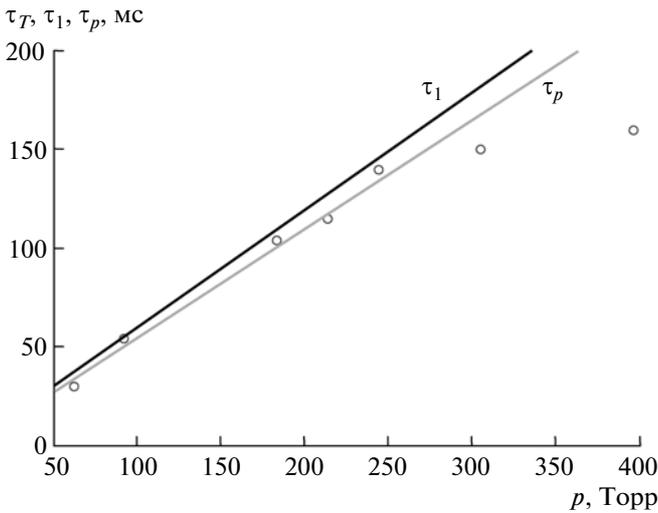


Рис. 13. Расчетное время затухания основной гармоники τ_1 и в случае параболического распределения τ_p в зависимости от начального давления (смесь $\text{Kг/Cl}_2 = 300/1$) [9], точки (τ_T) – эксперимент.

$$\frac{c_p \rho_0}{1 + \phi(\gamma - 1)} \frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \frac{W_g}{V} + \lambda \nabla^2 \Delta T, \quad \phi = \frac{V}{V_0}, \quad (14)$$

где c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении; ρ_0 – начальная плотность газа; ϕ – доля, занимаемая разрядом во всем газовом объеме. Из (14) следует, что для $\phi = 1$ процесс нагрева происходит при постоянном объеме, а при $\phi = 0$ – при постоянном давлении.

Для случая плоскопараллельной геометрии разряда распределение температуры описывается рядом Фурье вида (суммирование ведется по нечетным n)

$$\Delta T(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin\left\{\frac{\pi n x}{d}\right\} \exp\left\{-\frac{t}{\tau_n}\right\}, \quad (15)$$

$$\tau_n = \frac{1}{\lambda} \left\{\frac{d}{\pi n}\right\}^2 \frac{c_p \rho_0}{1 + \phi(\gamma - 1)}.$$

В качестве характерного времени остывания газа ниже мы будем использовать характерное время затухания основной гармоники τ_1 , поскольку время затухания высших гармоник на порядок меньше, чем основной гармоники.

Если в разрядном объеме распределение температуры описывается параболой (3), то характерное время остывания газа описывается следующей формулой [9]:

$$\tau_p = \frac{d^2}{12\lambda} \frac{c_p \rho_0}{1 + \phi(\gamma - 1)}. \quad (16)$$

На рис. 13 приведены зависимости параметра аппроксимации τ_T и характерных времен τ_1 и τ_p остывания газа от давления для KгCl -эксилампы

(смесь $\text{Kг/Cl}_2 = 300/1$). Из рисунка видно, что в диапазоне давлений 60–250 Торр расчетные зависимости τ_1 и τ_p практически совпадают с τ_T , что свидетельствует о правильности отождествления параметра τ_T с характерным временем остывания газа в кювете. Близкие результаты были также получены для XeVг -эксилампы [12].

Предположение об участии акустических волн в нагреве газа основывается на том факте, что при давлении выше ~10–30 Торр разряд переходит от однородной формы горения к микроразрядной. Микроразряды, помимо всего прочего, являются эффективными генераторами акустических волн.

Коэффициент затухания акустических волн α_0 можно определить по формуле [14]

$$\alpha_0 = \frac{\omega^2}{2\rho v^3} \left\{ \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) + \lambda \left\{ \frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_p} \right\} \right\}, \quad (17)$$

где ω – круговая частота акустических волн; v – скорость звука; η – коэффициент сдвиговой вязкости; ζ – объемная вязкость; c_V – теплоемкость газа при постоянном объеме.

Характерное время затухания акустических волн определяется с помощью соотношения $\tau_0 = 1/\alpha_0 v$, т.е. τ_0 прямо пропорционально давлению газа и обратно пропорционально квадрату частоты колебаний. Если предположить, что τ_{ac} связано с поглощением акустических волн в газе, то характерные частоты акустических колебаний (для смесей на основе ксенона) составят от 40 кГц (для давления ксенона 60 Торр) до 65 кГц (400 Торр). Данные частоты близки к собственным частотам радиальных акустических колебаний газа в кювете [9].

Для описания зависимости скачка давления (12) в работе [9] была предложена модель, в которой предполагается, что скорость падения давления при мгновенном выключении разряда определяется двумя процессами: затуханием акустических волн с характерным временем затухания τ_{ac} (при этом часть энергии акустических волн переходит в тепловую энергию за время $\tau_0 \geq \tau_{ac}$) и остыванием газа в кювете с характерным временем τ_T .

В рамках данной модели в работе [9] было показано, что составляющие скачка давления с характерными временами затухания τ_{ac} и τ_T описываются следующими соотношениями:

$$\begin{cases} \Delta p_{ac} = \frac{\alpha_{ac} \tau_{ac} W}{V} \left\{ \delta + \frac{\gamma - 1}{\tau_0} \frac{\tau_T \tau_{ac}}{\tau_T - \tau_{ac}} \right\} \exp\left\{-\frac{t}{\tau_{ac}}\right\}, \\ \Delta p_T = (\gamma - 1) \frac{\tau_T W}{V} \left\{ \alpha_T + \frac{\alpha_{ac} \tau_{ac}}{\tau_0} - \frac{\tau_{ac}^2}{\tau_T - \tau_{ac}} \frac{\alpha_{ac}}{\tau_0} \right\} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{t}{\tau_T}\right\}, \end{cases} \quad (18)$$

где α_{ac} , α_T – доли мощности разряда, идущие на генерацию акустических волн и на непосред-

ственный нагрев газа; $0 \leq \delta \leq 1$ – коэффициент, учитывающий ориентацию датчика давления относительно направления колебаний газа в акустической волне (с учетом модового состава колебаний). Если чувствительный элемент датчика давления ортогонален волновому вектору акустической волны, то $\delta = 1$, в случае касательного падения $\delta = 0$.

Сравнение результатов обработки эксперимента (12) и расчетной модели (18) позволяет определить зависимости параметров α_{ac} и α_T от давления (при известных δ и τ_0). Поскольку модовый состав акустических колебаний в кювете неизвестен, при проведении расчетов мы использовали значение коэффициента $\delta = 1$.

Рассчитанные таким образом зависимости α_{ac} и α_T от давления для случая $\tau_0 = \tau_{ac}$ и $\delta = 1$ представлены на рис. 14. Из рисунка видно, что при величинах давления ниже ~ 120 Торр $\alpha_T > \alpha_{ac}$, а выше 120 Торр – $\alpha_T < \alpha_{ac}$. Параметр α_{ac} достигает максимума при 300 Торр, после чего снижается.

Такое поведение параметров α_{ac} и α_T от давления может быть связано с визуально наблюдаемым изменением структуры разряда. Например, при давлениях ниже 50 Торр свечение разряда однородно, т.е. по нашей версии акустические волны практически не возбуждаются и значительная часть энергии тратится на нагрев газа. В диапазоне давлений 50–100 Торр разряд происходит в смешанной форме, для которой характерно наличие микрозарядов на фоне слабого однородного свечения. При давлениях 100–300 Торр микрозаряды становятся нитевидными, а расстояние между ними и их интенсивность растут при увеличении давления. Для давлений выше 300 Торр разряд происходит в виде отдельных протяженных искр, неравномерно заполняющих внутренний объем кюветы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены результаты исследований термодинамических процессов в KrBr-, KrCl- и XeBr-эксилампах барьерного разряда, а также в XeBr- и XeCl-эксилампах с.в.ч.-разряда. Для проведения измерений использовали датчики давления ДМИ-0.1-2, DMP 330L и PSE 511. Впервые показано, что:

а) при включении (выключении) эксилампы зависимость скачка давления от времени складывается из быстрой (характерное время ~ 100 мс) и медленной (~ 100 с) составляющих;

б) быстрая составляющая скачка давления связана с нагревом газа в процессе разряда и может служить для определения доли мощности разряда, термализованной в газе; при этом нагрев газа происходит в результате двух процессов: непосредственного нагрева газа во время разряда (~ 100 мс)

α_{ac}, α_T , отн. ед.

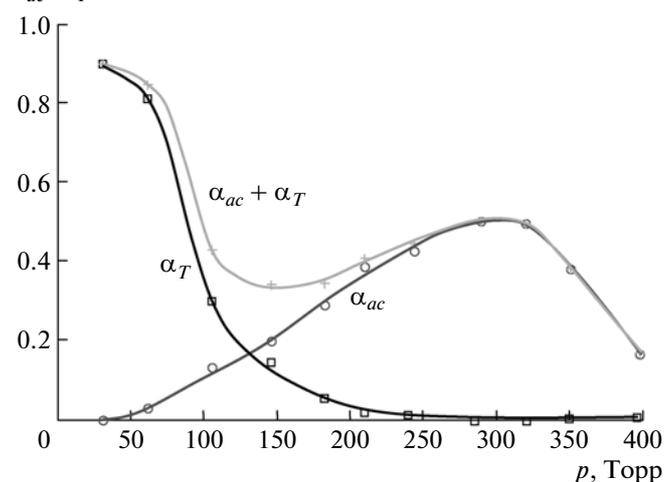


Рис. 14. Энергетический баланс внутри кюветы эксилампы [9].

и диссипации энергии акустических волн в газе (~ 10 мс);

в) медленная составляющая скачка давления обусловлена общим нагревом эксилампы и может быть использована для определения доли мощности разряда, преобразующейся в тепловую энергию, а также для исследования различных режимов охлаждения эксилампы;

г) обнаружена линейная связь между скачком давления и интенсивностью у.ф.-излучения, что можно использовать для контроля мощности у.ф.-излучения при длительной эксплуатации эксилампы.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов МНТЦ (№ 3583р) и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (г/к № 02.740.11.0562).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eliasson B., Kogelschatz U. // Appl. Phys. B. 1988. V. B46. P. 299.
2. Ломаев М.И., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. и др. // ПТЭ. 2006. № 5. С. 5.
3. Авдеев С.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // Оптический журн. 2010. Т. 77. № 1. С. 54.
4. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А. и др. // УФН. 2003. Т. 173. № 2. С. 201.
5. Авдеев С.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // Квантовая электрон. 2007. Т. 37. № 1. С. 107.
6. Zhuang X., Han Q., Zhang H. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 1.
7. Carman R.J., Ward B.K., Mildren R.P., Kane D.M. // Proc. 11th Int. Symp. on the Science & Technology of Light Sources (LS-11). China, Shanghai. 2007. P. 271.

8. *Feng X., Zhu S.* // Phys. Scr. 2006. V. 74. P. 322.
9. *ПикULEВ А.А., Цветков В.М.* // Изв. Том. политехн. ун-та. 2009. Т. 316. № 4. С. 132.
10. *Абдуллин Э.Н., Ковальчук Б.М., Орловский В.М. и др.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 2–3. С. 160.
11. *Tsvetkov V.M., Pikulev A.A., Sosnin E.A. et al.* // Technical Physics. 2010. V. 55. N. 6. P. 807.
12. *Соснин Э.А., Авдеев С.М., Ерофеев М.В. и др.* // Изв. Том. политехн. ун-та. 2010. № 2. С. 109.
13. *Sosnin E.A., Pikulev A.A., Tarasenko V.F.* // Technical Physics. 2011. V. 56. P. 526.
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
15. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры / Отв. ред. *С.И. Яковленко*. М.: Физматлит, 2005. С. 530.
16. *Головицкий А.П., Кан С.Н.* // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. № 3. С. 604.
17. *ПикULEВ А.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 10. С. 78.