

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Доллежал Н.А. Канальный ядерный энергетический реактор. – М.: Атомиздат, 1980. – 208 с.
2. Головацкий А.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В. Оптимальная температура эксплуатации графита для обеспечения проектной глубины выгорания ядерного топлива в реакторе ГТ-МГР // Известия Томского политехнического университета. – 2011. – Т. 319. – № 2. – С. 71–76.
3. Романенко В.С. Некоторые вопросы физики РБМК (обзор) // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. – 1981. – Вып. 5 (18). – С. 8–20.
4. Воробьев А.В. Управлением составом газовой смеси, продуваемой через графитовую кладку реактора РБМК, для повышения надежности и эффективности его работы: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – М., 1988. – 20 с.
5. Способ регулирования мощности канального уран-графитового реактора: а.с. 1316448 Гос. Комитет СССР по делам изобр. и открытий / Воробьев А.В., Иванов В.А., Еперин А.П. и др.; заявитель и патентообладатель Ленинградский политех. ин-т. – 08.02.1987.
6. Ротач В.Я. Теория автоматического управления. – М.: Изд-во МЭИ, 2004. – 400 с.
7. Дементьев Б.А. Ядерные энергетические реакторы. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 352 с.
8. Гольцев А.О., Давыдова Г.Б., Давиденко В.Д. Влияние депрессии потока нейтронов в ячейке РБМК на величину максимальной и средней температуры топлива // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 314. – № 4. – С. 5–7.

Поступила 01.02.2013 г.

УДК 534:621.32

АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАНАРНОЙ K_rCl-ЭКСИЛАМПЫ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

Э.А. Соснин^{1,2}, В.А. Панарин¹, А.А. Пикунев³, В.Ф. Тарасенко¹

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск
E-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru

²Томский государственный университет

³Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование акустических характеристик планарной K_rCl-эксилампы барьерного разряда, заполненной смесью K_r:Cl₂=400:1 при давлении 20 кПа. Выполнены измерения спектра акустических колебаний колбы эксилампы. В экспериментах обнаружены резонансы на частотах 4,96; 5,36; 9,92; 10,80 и 21,60 кГц. Расчетным путем определены частоты собственных колебаний стенок колбы эксилампы и акустических колебаний в газе. Определена энергия акустических колебаний газа в зависимости от частоты колебаний стенок колбы. Сравнение результатов экспериментов и расчетов показало, что в области частот >10 кГц максимумы акустического сигнала совпадают с собственными частотами колебаний газа в колбе эксилампы.

Ключевые слова:

Эксилампа, барьерный разряд, акустические колебания.

Key words:

Excilamp, dielectric barrier discharge, acoustic waves.

В последние два десятилетия источники спонтанного ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового излучения связанно-свободных переходов эксимерных (R₂^{*}, X₂^{*}) или эксиплексных (RX^{*}) молекул, где R – инертные газы (Ar, Kr, Xe) а X – галогены (F, Br, Cl, I), стали объектом многих исследований и приложений (см. ссылки в [1]). Ключевыми вопросами в исследовании эксиламп сегодня являются вопросы обеспечения максимальной эффективности и надёжности устройства. Для изучения традиционно применяются три подхода: 1) оптический, с акцентом на регистрации и интерпретации спектральных и энергетических параметров излучения; 2) электрофизический, в котором моделью лампы служит эквивалентная схема, а объектом внимания являются величины тока и напряжения в системе; 3) плазмохимический, где основное внимание уделяется кинетике процессов в плазме, формирующейся в разрядном промежутке. Эти подходы, как правило, дополняют друг друга [2–4]

и позволяют получать ценную информацию о режимах работы прибора.

В [5, 6] был предложен новый подход для изучения баланса энергии в эксилампах, основанный на регистрации быстрой (характерное время ~100 мс) и медленной (~100 с) составляющих скачка давления, возникающего при включении, работе и выключении эксилампы. Газовая смесь здесь рассматривалась как термодинамическая система, повышение температуры которой происходит при постоянном объеме (изохорный процесс).

На основе обобщения экспериментальных данных в работах [5, 6] был сделан вывод, что амплитуда быстрой составляющей скачка давления характеризует часть вложенной энергии, которая термализуется в газе, а амплитуда медленной составляющей – энергию, расходуемую на нагрев колбы эксилампы. В рамках такого подхода за баланс энергии в эксилампе барьерного разряда (БР) отвечают четыре процесса:

- I) непосредственный нагрев газа (за счет термализации энергии разряда в плазмохимических процессах);
- II) генерация и диссипация акустических волн;
- III) прямой нагрев стенок колбы за счет бомбардировки ионами и электронами;
- IV) оптическое излучение.

В [7] были проведены прямые измерения акустических параметров коаксиальной эксилампы и подтверждены выводы моделирования [5], согласно которым с увеличением давления в KгCl-эксилампе БР наблюдается постепенная смена механизма диссипации энергии. В частности, при увеличении давления происходит существенное снижение доли тепловой мощности разряда, ограничение мощности и эффективности УФ-излучения, и всё большая доля энергии разряда расходуется на возбуждение акустических колебаний. Переход к высоким давлениям обогащает фурье-спектр акустического сигнала и увеличивает его интенсивность. При очень высоких давлениях происходит снижение акустического сигнала до уровня, соответствующего колебаниям колбы эксилампы при отсутствии разряда.

Цель данной работы – теоретическое и экспериментальное исследование спектра акустических колебаний планарной KгCl-эксилампы БР.

Эксперименты проводились на установке, рис. 1. Колба эксилампы 2 была выполнена из двух круглых кварцевых пластинок, имеющих пропускание на $\lambda=200$ нм >90 %, спаянных по краям и образующих газоразрядный промежуток $d=10$ мм. Перфорированный электрод 4 выполнен из металлической сетки с пропусканием 72 %. Диаметр выходного окна составлял 6 см. Сплошной электрод-отражатель 3 изготовлен из алюминийево-магниево-й фольги толщиной 40 мкм. Толщина стенок колбы составляла 1,4 мм.

Лампа была заполнена смесью Kг: Cl₂=400:1 и отпаяна при давлении смеси 20 кПа. Для этих условий, как было показано ранее [1], обеспечиваются максимальные величины эффективности и плотности мощности ультрафиолетового излучения рабочих молекул KгCl*.

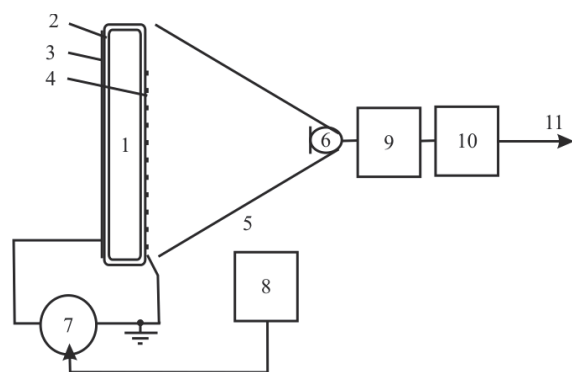


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – разрядный промежуток; 2 – колба планарной лампы; 3, 4 – сплошной и перфорированный электроды; 5 – собирающий конус; 6 – микрофон; 7 – источник питания лампы; 8 – задающий генератор; 9 – питание микрофона; 10 – полюсовый фильтр; 11 – выход на осциллограф

Акустический сигнал собирался конусом 5 на ультразвуковой конденсаторный микрофон РМС-2 с трехконтактным выходом и близкой к линейной частотной характеристикой до 20 кГц. Через операционный усилитель 9 и RC-цепочку 10 (для фильтрации частот ниже 340 Гц) сигнал с микрофона подавался на осциллограф TDS 3034 (Tektronics Inc.).

Источник питания 7 создавал импульсы напряжения амплитудой до 5,2 кВ и длительностью на полувывоте 1,5 мс. Частота следования импульсов f могла меняться от 1 до 60 кГц. Для стабилизации частоты применялся задающий генератор 8 (BNC 563, Berkeley Nucleonics Corp.).

Проведено теоретическое моделирование акустических процессов в плоской колбе эксилампы, а именно, найдены частоты собственных колебаний стенок колбы эксилампы и акустических колебаний в газовой смеси, а также определена энергия акустических колебаний газа в зависимости от частоты колебаний стенок.

Условия определения собственных частот колебаний стенок эксилампы, на которых расположены электроды, были таковы: стенки выполняют функцию диэлектрических барьеров и представляют собой круглые пластины с радиусом $r_0=30$ мм и толщиной $b=14$ мм. Материал стенок – кварц КУ-1 (ООО «Завод «Кварц»). Собственные частоты колебаний круглой пластины можно определить по следующей формуле [8]:

$$\omega_{ml}^0 = \alpha_{ml}^2 \frac{h\pi^2}{r_0^2} \sqrt{\frac{E}{3\rho_0\{1-\sigma^2\}}}, \quad (1)$$

где α_{ml} – постоянные; $m=0;1;2, \dots$ – азимутальное число (определяет число узловых окружностей за исключением граничной $r=r_0$); $l=1;2;3, \dots$ – радиальное число (определяет число узловых диаметров без единицы); $h=b/2$ – половина толщины пластины; E – модуль Юнга; σ – коэффициент Пуассона; ρ_0 – плотность кварца.

В табл. 1 представлены некоторые собственные частоты колебаний круглой пластины, зажатой по краю (место сварки пластины с боковой стенкой кюветы). При расчетах, ур. (1), использовались следующие значения: $h=7$ мм, $r_0=30$ мм, плотность плавленого кварца $\rho_0=2,21 \cdot 10^3$ кг/м³; $\sigma=0,178$; $E=7,25 \cdot 10^{10}$ Па [9]. Значения коэффициентов α_{ml} взяты из [8].

Таблица 1. Частоты собственных колебаний стенок эксилампы

ν_{ml}^0 , кГц		Радиальное число		
		1	2	3
m	0	4,23	16,5	36,9
	1	8,85	25,3	50,0
	2	14,50	36,7	65,7

Для расчёта частот и энергии акустических колебаний газа было использовано волновое уравнение в цилиндрических координатах (r, φ, z) [10]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - v^2 \left\{ 1 + \frac{i}{\omega \tau} \right\} \nabla^2 u = 0, \quad (2)$$

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

где v – скорость звука; u – скорость перемещения частиц газа в акустической волне; $\tau = \tau(\omega)$ – характерное время затухания интенсивности акустических волн с частотой ω . Предполагалось, что формирование акустических волн в газе происходит из-за вынужденных колебаний стенок кюветы при приложении к электродам импульсного напряжения (электрострикционные силы).

Начало системы координат (r, φ, z) совпадает с центром внутренней поверхности нижней стенки колбы эксилампы, а координата z направлена перпендикулярно поверхности стенки. Длина разрядного промежутка составляет $d=10$ мм. Стенки колбы эксилампы совпадают с плоскостями $z=0$ (нижняя стенка) и $z=d$ (верхняя).

Скорости перемещения стенок колбы в направлении оси Oz могут быть представлены в виде ряда по следующим гармоникам:

$$\begin{cases} u_{ml}^{1,2}(r, \varphi, t) = \\ = U_{ml}^{1,2} J_m(k_{ml} r) \exp\{im\varphi\} \exp\{i\omega t\}, \\ J_m(x) = \left\{ \frac{x}{2} \right\}^m \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p! \Gamma(m+p+1)} \left\{ \frac{x}{2} \right\}^{2p}, \\ k_{ml} = \frac{\pi \beta_{ml}}{r_0}, \end{cases} \quad (3)$$

где 1, 2 – индексы, относящиеся к нижней и верхней стенке колбы; $J_m(x)$ – функция Бесселя порядка m ; Γ – гамма-функция [10]; β_{ml} – постоянные, для которых $J_m(k_{ml} r_0) = 0$ [8].

Решение уравнения (2) с граничными условиями на верхней и нижней стенках кюветы вида (3) и нулевым граничным условием на боковой стенке ищем в следующем виде:

$$\begin{aligned} u_{ml}(r, \varphi, z, t) = \\ = \sum_{n=1}^{\infty} A_{nm} J_m(k_{ml} r) \exp\{im\varphi\} \sin\left\{ \frac{\pi n z}{d} \right\} \exp\{i\omega t\} + \\ + \left\{ U_{ml}^1 + (U_{ml}^2 - U_{ml}^1) \frac{z}{d} \right\} \times \\ \times J_m(k_{ml} r) \exp\{im\varphi\} \exp\{i\omega t\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $n=1, 2, \dots$ – продольное число (определяет число узловых плоскостей без единицы).

Для коэффициентов A_{nm} получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} A_{nm} \approx \frac{2\omega^2}{\pi n} \frac{\{\omega_{nmk}^2 - \omega^2\} - \frac{i\omega_{nmk}^2}{\omega \tau}}{\{\omega_{nmk}^2 - \omega^2\}^2 + \left\{ \frac{\omega_{nmk}^2}{\omega \tau} \right\}^2} \times \\ \times \{U_{ml}^1 - (-1)^n U_{ml}^2\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где ω_{nmk} – частоты собственных колебаний газа в кювете,

$$\omega_{nmk}^2 = \omega_{ml}^2 + \left\{ \frac{\nu \pi n}{d} \right\}^2 = \left\{ \frac{\nu \pi \beta_{ml}}{r_0} \right\}^2 + \left\{ \frac{\nu \pi n}{d} \right\}^2.$$

При получении соотношения (5) было учтено, что $\omega_{nmk} \gg \omega_{ml}$ для любых $n \geq 1$.

Исходя из выражений (4) и (5), находим, что средняя плотность энергии акустической волны $\varepsilon = \rho \langle u^2 \rangle$ (где ρ – плотность газовой среды) для моды колебаний стенок кюветы порядка (m, l) может быть найдена по формуле

$$\begin{aligned} \frac{\langle \varepsilon_{ml} \rangle}{\alpha \rho} \approx \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega^2 (2\omega_{nmk}^2 - \omega^2)}{\pi^2 n^2} \frac{\{U_{ml}^1 - (-1)^n U_{ml}^2\}^2}{\{\omega_{nmk}^2 - \omega^2\}^2 + \left\{ \frac{\omega_{nmk}^2}{\omega \tau} \right\}^2} \times \\ \times \langle J_m(k_{ml} r)^2 \rangle + \frac{\{U_{ml}^1\}^2 + U_{ml}^1 U_{ml}^2 + \{U_{ml}^2\}^2}{6} \langle J_m(k_{ml} r)^2 \rangle, \\ \langle J_m(k_{ml} r)^2 \rangle = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} J_m(k_{ml} r)^2 r dr, \end{aligned}$$

где $\alpha=1$ при $m=0$ и $\alpha=1/2$ для $m \geq 1$.

Наиболее интересными являются следующие три случая, когда стенки колбы колеблются:

- 1) синхронно, т. е. $U_{ml}^1 = U_{ml}^2 = U_{ml}$. В этом случае ненулевое значение имеют только нечетные по числу n гармоники;
- 2) асинхронно, т. е. $U_{ml}^1 = -U_{ml}^2 = U_{ml}$. В этом случае ненулевое значение имеют только четные по n гармоники;
- 3) в области резонанса $\omega = \omega_{nmk} + \Delta\omega$, где $\Delta\omega \ll \omega_{nmk}$,

$$\frac{\langle \varepsilon_{nmk} \rangle}{\rho U_{ml}^2} \approx \frac{4\alpha \tau^2 \omega_{nmk}^2}{\pi^2 n^2} \frac{\langle J_m(k_{ml} r)^2 \rangle}{1 + 4\tau^2 \Delta\omega^2}.$$

Отсюда видно, что ширина резонанса на полувысоте составляет $\Delta\omega_{1/2} = 1/\tau$.

Результаты расчётов представлены в табл. 2 и на рис. 3–5. В расчетах был взят криптон при давлении 20 кПа и температуре 300 К. Для определения характерного времени затухания акустических колебаний использовалось соотношение [11]:

$$\tau = \frac{1}{\beta \nu}, \quad \beta = \frac{\omega^2}{2\rho \nu^3} \left(\left\{ \frac{4}{3} \eta + \zeta \right\} + \lambda \left\{ \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right\} \right),$$

где c_v, c_p – теплоемкости при постоянных объеме и давлении; λ – коэффициент теплопроводности; η – коэффициент сдвиговой вязкости; ζ – коэффициент объемной вязкости.

В табл. 2 представлены собственные частоты акустических колебаний газа в кювете. В таблице также представлены частоты продольных колебаний (для $m=0$; $l=1$ и $r_0 \gg d$) $\nu_n = \nu n/2d$.

На рис. 2 представлены частоты нескольких низших мод колебаний газа, полученные в расчетах, на фоне акустического сигнала, зарегистрированного в эксперименте. Видно, что частоты большинства мод колебаний газа совпадают с максимумами акустического сигнала. То есть данные мак-

симумы связаны с раскачкой стенок колбы акустическими колебаниями газа. Но в экспериментальном спектре также имеются максимумы (в районе 5 и 10 кГц), которые не совпадают ни с собственными частотами колебаний стенок колбы эксилампы (табл. 1), ни с частотами колебаний газа (табл. 2). Возможно, это собственные частоты колебаний колбы эксилампы как целого.

Таблица 2. Собственные частоты низших мод колебаний

V_{nmr} , кГц			Радиальное число		
n	ν_n , кГц	m	1	2	3
1	10,7	0	11,0	12,4	15,5
		1	11,6	13,3	15,7
		2	12,2	14,4	17,0
2	21,4	0	21,6	22,3	23,6
		1	21,8	22,8	24,3
		2	22,2	23,4	25,1
3	32,1	0	32,2	32,7	33,6
		1	32,4	33,1	34,1
		2	32,6	33,5	34,7

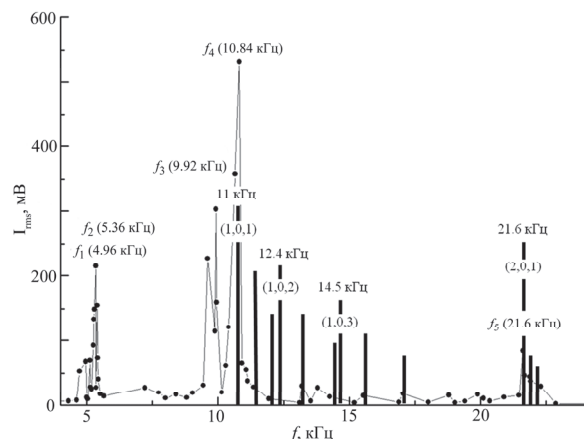


Рис. 2. Акустический сигнал от эксилампы и частоты собственных колебаний газовой смеси в колбе эксилампы. Собственным частотам соответствуют вертикальные жирные линии, у которых написаны порядковые номера мод колебаний (n, m, l) и соответствующая частота

На рис. 3 представлена относительная плотность акустических колебаний в диапазоне от 10 до 18 кГц для первой гармоники продольных колебаний ($n=1$, синхронные колебания) и для второй гармоники продольных колебаний ($n=2$, асинхронные колебания) в диапазоне 21...26 кГц.

Видно, что плотность энергии акустических колебаний для $n=2$ на порядок ниже, чем для $n=1$, что связано с более слабым возбуждением акустических колебаний (в ~ 4 раза) для второй продольной гармоники ($n=2$) и более интенсивной диссипацией акустических волн с высокой частотой колебаний. Характерное время затухания волн с частотой 10 кГц составляет 290 мс ($\Delta\nu_{1/2} \approx 1$ Гц), с частотой 20 кГц – 73 мс ($\Delta\nu_{1/2} \approx 4,4$ Гц), а с частотой 30 кГц – 32 мс ($\Delta\nu_{1/2} \approx 10$ Гц), т. е. резонансы являются очень узкими. Из рисунков видно, что в резонансах энергия акустических колебаний в колбе эксилампы на 6–8 порядков выше, чем для нерезонансного слу-

чая. В области резонансов значительная доля мощности разряда может переходить в тепло за счет диссипации энергии акустических колебаний.

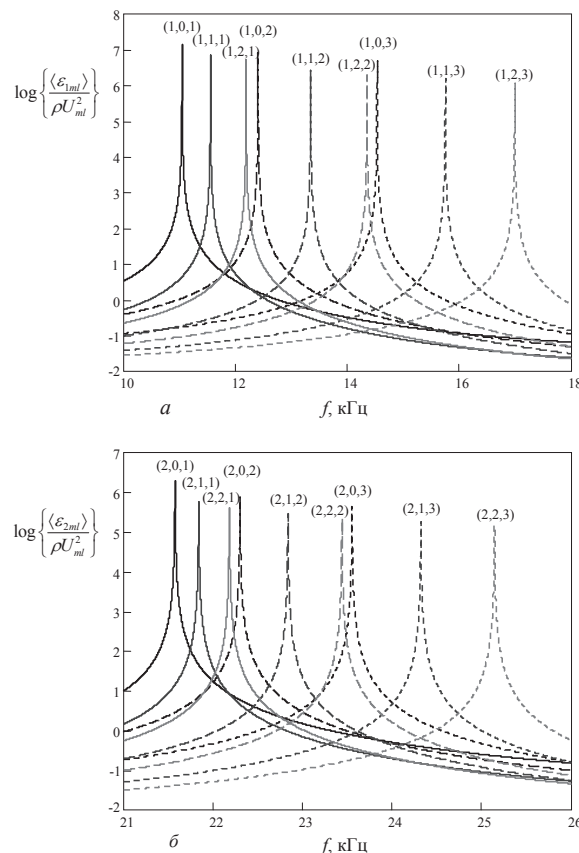


Рис. 3. Относительное значение средней по объему колбы эксилампы плотности энергии акустических волн для различных мод колебаний стенок. У кривых расставлены номера мод (n, m, l). Колебания: а) синхронные ($n=1$); б) асинхронные ($n=2$)

Выводы

1. Проведены экспериментальные и теоретические исследования акустических характеристик планарной KгCl-эксилампы барьерного разряда, заполненной смесью Kг: Cl₂=400:1 при давлении 20 кПа. В экспериментах обнаружены резонансы на частотах 4,96; 5,36; 9,92; 10,80 и 21,60 кГц.
2. Теоретически определены частоты собственных колебаний стенок колбы эксилампы и акустических колебаний в газе, определена энергия акустических колебаний газа в зависимости от частоты колебаний.
3. Сравнение результатов экспериментов и расчетов показало, что в области частот >10 кГц максимумы акустического сигнала, зарегистрированного в эксперименте, совпадают с собственными частотами колебаний газа в колбе эксилампы (в частности, резонансы на частотах 11,0 и 21,6 кГц), что обусловлено раскачкой стенок колбы акустическими колебаниями газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12–08–00020-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойченко А.М., Ломаев М.И., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. – Томск: STT, 2011. – 512 с.
2. Автаева С.В. Барьерный разряд. Исследование и применение. – Бишкек: Изд-во КРСУ, 2009. – 290 с.
3. Бойченко А.М., Яковленко С.И. Моделирование ламповых источников излучения / Энциклопедия низкотемпературной плазмы // гл. ред. В.Е. Фортон. – М.: Физматлит, 2005. – Сер. Б. – Том XI-4. – В. 3. – С. 569–508.
4. Авдеев С.М., Зверева Г.Н., Соснин Э.А. Исследование условий эффективной люминесценции I_2^* (342 нм) в барьерном разряде в смеси Кг– I_2 // Оптика и спектроскопия. – 2007. – Т. 103. – № 6. – С. 420–432.
5. Пикuleв А.А., Цветков В.М. Эффект динамического скачка давления в КгСl-эксилампе барьерного разряда // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 316. – № 4. – С. 132–135.
6. Sosnin E.A., Avdeev S.M., Panarin V.A., Tarasenko V.F., Pikulev A.A., Tsvetkov V.M. The radiative and thermodynamic processes in DBD driven XeBr and KrBr exciplex lamps // Eur. Phys. J. D. – 2011. – V. 62. – P. 405–411.
7. Соснин Э.А., Панарин В.А., Тарасенко В.Ф. Акустические характеристики ХеСl-эксилампы барьерного разряда // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82. – Вып. 7. – С. 85–91.
8. Лепендин Л.Ф. Акустика. – М.: Высшая школа, 1978. – 448 с.
9. Физические величины: Справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1984. – 832 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 736 с.

Поступила 14.06.2012 г.