

А.М. Бойченко, Р.И. Голятина, С.А. Майоров, С.И. Яковленко

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМПОВЫХ ОБЪЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Теоретически исследованы ArF и KrCl эксиплексные лампы в смесях Ne–Ar–F₂ и Ne–Kr–HCl, накачиваемые объемным разрядом. Проведена оптимизация условий их работы. Получены пространственные распределения интенсивностей от источников простейших геометрий – цилиндрической и коаксиальной ламп.

Введение

При использовании источников излучения совершенно не обязательно наличие когерентности и высокой интенсивности излученного пучка. Заменяя лазерные источники излучения ламповыми (источниками флюоресценции), можно значительно снизить требования к обслуживанию и расширить диапазон рабочих параметров установок. В этом случае возможно использование в качестве источников излучения переходов, на которых нет генерации. В частности, в зависимости от конкретного приложения можно использовать как узкополосные, так и широкополосные источники, часть из которых описана в обзоре [1].

Самыми мощными источниками когерентного излучения в ВУФ-, УФ-диапазонах спектра являются эксиплексные лазеры, использующие инертно-галоидные активные среды. Неудивительно поэтому, что именно эти газовые смеси и рассматриваются сейчас в первую очередь как источники эффективного спонтанного излучения в этих же областях спектра. Оптимальные режимы работы ламповых источников при этом, вообще говоря, будут отличаться от генерационных.

Лампы с разрядной накачкой исследуются в основном в трех направлениях: с накачкой барьерным [2, 6, 13], микроволновым [4, 5] и объемным разрядами [1, 3, 7–9, 11, 12]. Пространственное распределение интенсивности от ламповых источников изучалось в [10, 11, 13].

В данной статье рассматриваются эксиплексные лампы с накачкой объемным разрядом, а также обсуждаются вопросы, связанные с профилем излучения в непосредственной близости от лампы при отсутствии и наличии усиления в среде. Теоретически изучено влияние величины вкладываемой энергии, давления и состава смесей Ne–Ar–F₂ и Ne–Kr–HCl на характеристики электроразрядных ArF ($B-X$, $\lambda = 193$ нм) и KrCl ($B-X$, $\lambda = 222$ нм) ламповых источников. Ламповые источники на молекуле ArF с накачкой объемным разрядом практически не исследовались (кроме экспериментального рассмотрения в [1, 11]). Изучение KrCl-лазеров и ламповых источников проводилось в основном экспериментально. Сравнительный анализ KrCl и XeCl ламповых источников показывает, что при использовании молекулы HCl в качестве донора хлора излучение KrCl-системы в несколько раз менее эффективно, чем XeCl [1, 7, 11, 13] и, по-видимому, практически одинаково при использовании молекулы Cl₂ [12] (в [7, 12] исследовался стационарный тлеющий разряд).

Не останавливаясь подробно на описании кинетических моделей ArF- и KrCl-ламп, отметим только, что при создании этих моделей учитывался наш опыт построения кинетических моделей KrF-, ArF-, XeCl- и XeF-лазеров [14–19].

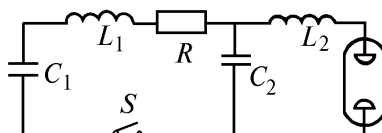


Рис. 1. Электрическая схема цепи: $C_1 = 8$ нФ, $C_2 = 3,4$ нФ, $L_1 = 30$ нГ, $L_2 = 5$ нГ, $R = 0,17$ Ом. Площадь электродов $S = 50,26$ см², расстояние между ними $d = 2$ см (ArF); 3,5 см (KrCl)

Накачка моделировалась для разрядной цепи, электрическая схема которой изображена на рис. 1. Начальное напряжение подается на конденсатор C_1 , после чего цепь замыкается.

ArF-лампа

В расчетах использовалась кинетическая модель, с помощью которой моделировался ранее разрядный ArF-лазер [17,18]. Излученная энергия и КПД лампы по вложенной в газ энергии растут, соответствуя примерно одним и тем же оптимальным $[Ar]$ и $[F_2]$, при уменьшении давления приблизительно до 170 Торр ($6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) He (рис. 2).

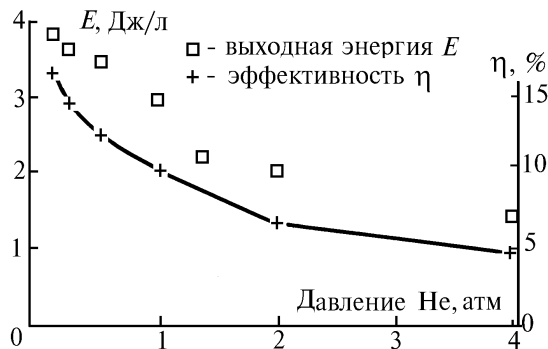


Рис. 2. Зависимости полной излученной энергии и КПД по вложенной энергии в газ от давления смеси. Для каждого значения давления оптимизировались относительные концентрации Ar и F_2 . Начальное напряжение $U_0=30 \text{ кВ}$

Под излученной энергией мы понимаем энергию, излученную в полный телесный угол $\Omega = 4\pi$. При дальнейшем уменьшении давления He до 42 Торр энергия и КПД ($\eta \approx 25\%$) по-прежнему растут, но оптимумы по энергии и КПД в зависимости от парциальных давлений Ar и F_2 уже не совпадают, оптимальным значениям КПД соответствуют меньшие $[Ar]$ и $[F_2]$, а оптимальным значениям энергии – концентрации Ar, сравнимые и даже большие, чем $[He]$. По этой причине на рис. 2 приводим зависимости энергии и КПД от давления приблизительно до 85 Торр. Пересчет из КПД по вложенной энергии в газ в КПД относительно запасенной в C_1 энергии (КПД по цепи) не представляет труда, т.к. приводится удельная энергия и известны излучающий объем $V = 100,5 \text{ см}^3$ и подаваемая энергия в цепь $E = C_1 U^2 / 2 = 3,6 \text{ Дж}$. Для давления He $p = 85 \text{ Торр}$ КПД по цепи составляет примерно 10%. Отметим, что в данных расчетах мы не учитывали контрагирование разряда, которое может ограничивать энергию излучения и эффективность работы установки в реальных условиях, еще до выгорания галогеносителя.

Кривые зависимости энергии и КПД возле оптимальных значений $[Ar]$ и $[F_2]$ очень пологие, причем чем меньше общее давление, тем более пологая кривая. Это неудивительно, т.к. с уменьшением давления столкновительное тушение возбужденных состояний все менее существенно. Оптимальное содержание в смеси $[Ar]$ растет с 5–10% при высоких давлениях ($p \approx 2 \text{ атм}$) до 20–100% при $p \leq 100 \text{ Торр}$, а $[F_2]$ примерно с 0,1–0,2 до 1–2% (таблица). Сравнение оптимальных концентраций аргона и фтора, полученных в данных расчетах, с экспериментальными [11] при давлении смеси 1,5–2 атм и несколько различающихся начальных условиях (d , U , параметры цепи) показывает их хорошее согласие. Так же как и в случае генерации, энергия флуоресценции растет практически линейно с увеличением начального напряжения.

	Оптимальные концентрации Ar и F_2 в зависимости от давления He, см^{-3}					
$[He]$	3 (18)*	6 (18)	1,35 (19)	2,7 (19)	5,4 (19)	1,08 (20)
$[Ar]_{\text{орт}}$	2–0,6 (18)	2–1,35 (18)	2,7–2 (18)	2,7–1,35 (18)	4–2,7 (18)	4–2,7 (18)
$[F_2]_{\text{орт}}$	0,7–0,35 (17)	0,7–0,35 (17)	1–0,7 (17)	1–0,7 (17)	1,42–1 (17)	1,42–1 (17)

* В скобках указан порядок числа (3 (18) = $3 \cdot 10^{18}$).

Экспериментально эксиплексные лампы с рассматриваемым здесь видом накачки изучались в [8, 9, 11] только при давлениях выше 1 атм. С подобным видом накачки нам известно исследование только Krf-лампы [3]. Основные закономерности, полученные в этой работе: соответствие оптимального режима работы лампы низким давлениям ($\leq 100 \text{ Торр}$) и повы-

Бойченко А.М., Голятина Р.И., Майоров С.А., Яковленко С.И.

шенному содержанию галогена (соотношение концентраций $\text{He/Kr/F}_2 = 90,5/7,5/2$) по сравнению с режимом генерации, а также слабая зависимость энергии от $[\text{Kr}]$ и $[\text{F}_2]$ вблизи оптимальных значений, согласуются с результатами наших исследований.

KrCl-лампа

Моделирование проводилось для той же цепи, что и для ArF-лампы (см. рис. 1). Отличие состоит в том, что в данном рассмотрении считалось, что в течение роста напряжения на разрядной камере ($\tau = 40$ нс) происходит предьонизация с частотой ионизации $\nu = 200 \text{ с}^{-1}$. Известно, что KrCl-лазер работает очень плохо без предьонизации, поэтому при моделировании лампы мы ее также учитывали. Возможность контрагирования разряда в модели не рассматривалась.

Оптимум по давлению при начальном напряжении на задающем конденсаторе C_1 $U = 35$ кВ лежит в диапазоне 0,5–1 атм (рис. 3). При давлении 1 атм энергия, вкладываемая в среду при предьонизации, составляет $E = E_p \nu N \tau V \approx 0,2$ Дж, где E_p – энергия образования электрон-ионной пары для Ne, что составляет примерно 4% от энергии, подаваемой на задающий конденсатор. При оптимальном давлении энергия, вкладываемая в среду при предьонизации, составляет незначительную часть ($< 10\%$) по отношению к энергии, вкладываемой в среду от разряда. На рис. 3 показан кпд по отношению к суммарной энергии, вложенной в активную среду (от предьонизации и от разряда). Характерную зависимость концентрации молекул KrCl (B, C) от времени иллюстрирует рис. 4.

На временах, сопоставимых со временем предьонизации, находится пик заселенности эксиплексных молекул. Затем следует квазистационарная часть разряда. В оптимальных условиях она длится от нескольких микросекунд до нескольких десятков микросекунд, причем концентрация молекул KrCl может составлять до 0,01 от максимальной. За счет большой длительности существования этой стадии разряда энергия, излученная в течение нее, оказывается примерно в два раза больше той, которая излучена за время основного существования заселенности ($[\text{KrCl}] > 1/10[\text{KrCl}]_{\text{max}}$). Эта стадия существует при $p = 0,5\text{--}1$ атм. При $p = 2$ атм она выражена слабее, а при $p = 0,25$ и 4 атм очень слабо, так что энергия, излученная на этой стадии, незначительна по сравнению с энергией, излученной за время основного существования заселенности.

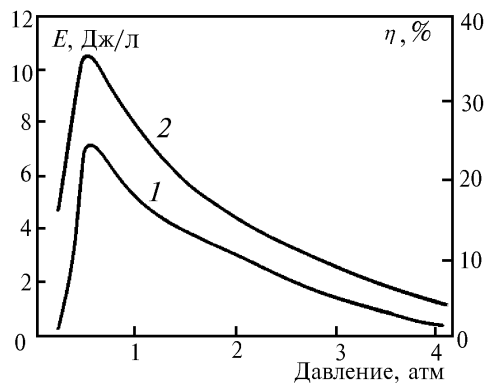


Рис. 3. Зависимости полной излученной энергии (I) и кпд (2) по вложенной энергии в газ от давления смеси. Для каждого значения давления оптимизировались относительные концентрации Kг и HCl. $U_0 = 35$ кВ

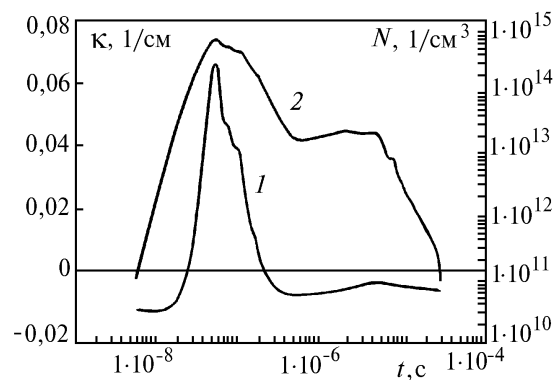


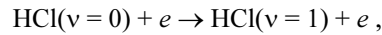
Рис. 4. Зависимости концентрации KrCl (2) и коэффициента усиления g (1) $\kappa_0 = \kappa^+ - \kappa^-$ от времени при $[\text{Ne}] = 2,7 \cdot 10^{19}$, $[\text{Kr}] = 4,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{HCl}] = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $U_0 = 35$ кВ

Оптимальный кпд по вложенной в среду энергии близок к квантовому кпд $\eta_{\text{кв}} = \hbar\omega/E^* = 5,58/16,5 = 33,6\%$, где $\hbar\omega$ – энергия излучаемого кванта, а E^* – энергия первого возбужденного состояния атома неона. Если по каким-либо причинам (недостаточная предьонизация и т.д.) квазистационарная часть разряда отсутствует, то кпд по вложенной в газ энергии будет составлять 10–20%. В предыдущем пункте показана возможность получения кпд $\approx 20\%$ для ArF-лампы, также близкого к квантовому. Для продольных разрядов получены кпд ≈ 5 (KrF, [3]) и $\approx 12\%$ (KrCl, XeCl, [12]), для микроволнового разряда кпд $\approx 12\%$ (KrF, [5]). Обратим внимание на то, что при определении кпд по мощности (интенсивности) излучения

нужно быть осторожным, т.к. вблизи лампы интенсивность падает очень резко [10, 11, 13], что может приводить к занижению КПД.

Для исследованного диапазона давлений ($p = 0,25-4$ атм) оптимальные значения начальных концентраций HCl лежат в диапазоне $1,5-2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, оптимальные значения начальных концентраций Kr приблизительно равны $5 \cdot 10^{17}$ ($p = 1-4$ атм); $6 \cdot 10^{17}$ ($p = 0,5$ атм) и $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($p = 0,25$ атм). Для давления смеси $p = 0,25$ и 4 атм оптимум по давлению HCl выражен очень слабо, слабо также выражен оптимум по давлению Kr при $p = 0,25$ атм. Экспериментально определенные оптимумы по Kr и HCl ($p_{Kr} = 45$ Торр, $p_{HCl} = 2-3$ Торр) [11] для межэлектродного зазора $d = 2,5$ см составляют величины, примерно в 3 раза большие, чем расчетные для рассматриваемого здесь случая $d = 3,5$ см. Оптимальное давление согласно [11] также примерно в три раза больше (3 атм).

Отметим, что если в модели мы зафиксируем давление Kr и HCl в соответствии со значениями из [11], то оптимальное расчетное давление будет составлять примерно $p \approx 2$ атм. Экспериментальное оптимальное давление для накачки барьерным разрядом составляет 1 атм для той же смеси. Быстрый спад излучательных характеристик для $[Kr] > 10^{18}$ см⁻³ связан с резким падением средней энергии электронов и с уменьшением вследствие этого наработки ионов Kr⁺. Ионы Cl⁻ нарабатываются в основном в результате прилипания электронов к молекуле HCl с колебательным номером $\nu = 0$. Однако сечение прилипания электронов для $\nu = 0$, по крайней мере, на порядок меньше, чем сечение колебательного возбуждения первого колебательного уровня



поэтому увеличение начальной концентрации HCl будет приводить к уменьшению средней энергии электронов в разряде. Вообще говоря, уменьшение энергии и КПД для $[Kr] < [Kr]_{\text{opt}}$ и $[\text{HCl}] < [\text{HCl}]_{\text{opt}}$ связано с выгоранием молекул HCl, а при $[Kr] > [Kr]_{\text{opt}}$ и $[\text{HCl}] > [\text{HCl}]_{\text{opt}}$ с уменьшением средней энергии электронов и наработки Kr⁺. Для $[Kr] > 10^{18}$ см⁻³ разряд горит очень плохо, и при $t > 6$ мкс напряжение на камере практически не меняется до рассчитанных значений $t \geq 100$ мкс и составляет примерно 23 кВ.

Моделирование светового потока эксиплексных ламп

В довольно широком круге оптических задач можно отвлечься от волновых свойств светового излучения и характеризовать его интенсивностью. В этом случае как лампу, так и лазер можно считать объемными излучателями. Объемные излучатели характеризуются распределенной по объему плотностью источников светового излучения и коэффициентом поглощения (или усиления) света в среде. Интенсивность излучения как внутри излучателя, так вне его находится на основе решения уравнения переноса излучения.

В задачах переноса излучения (см., например, [20–22]) световое поле часто рассматривается как совокупность отдельных фотонов, движущихся со скоростью света. Поле полностью описывается соответствующей функцией распределения $f_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega})$, где $f_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) d\omega dV d\Omega$ – число фотонов с частотой в интервале $(\omega, \omega + d\omega)$, движущихся в момент времени t , в объеме dV вокруг точки \mathbf{r} , в пределах телесного угла $d\Omega$ около единичного вектора \mathbf{n}_{Ω} , задающего направление движения. Однако в теории переноса излучения поле излучения обычно характеризуется не функцией распределения фотонов, а спектральной интенсивностью, которая определяется соотношением

$$I_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) = \hbar\omega c f(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) \quad [\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{ср})].$$

Поле излучения характеризуется также плотностью излучения U_{ω} , т.е. количеством лучистой энергии, содержащейся в единице объема:

$$U_{\omega}(t, \mathbf{r}) = \hbar\omega \int_{4\pi} f_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) d\Omega = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) d\omega \quad [\text{Дж}/\text{см}^3],$$

и вектором плотности потока излучения:

$$J_{\omega}(t, \mathbf{r}) = \int_{4\pi} \mathbf{n}_{\Omega} I_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) d\Omega \quad [\text{Вт/см}^2].$$

Его проекцию на выделенное направление \mathbf{n} называют обычно потоком излучения [20]:

$$J_{\omega}(t, \mathbf{r}) = \int_{4\pi} I_{\omega}(t, \mathbf{r}, \mathbf{n}_{\Omega}) \cos(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{n}}_{\Omega}) d\Omega.$$

Здесь $\hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{n}}_{\Omega}$ – угол между векторами \mathbf{n} и \mathbf{n}_{Ω} . Как правило, вектор \mathbf{n} задает ориентацию элемента поверхности фотоприемника dS .

Далее будем рассматривать именно эти две интегральные характеристики – поток излучения и его плотность для соответствующим образом ориентированного экрана фотоприемников.

Пространственно-временное изменение интенсивности описывается уравнением переноса излучения [20–22]:

$$\frac{dI_{\omega}}{dt} = \frac{\partial I_{\omega}}{\partial t} + c \mathbf{n}_{\Omega} \frac{dI_{\omega}}{d\mathbf{r}} = c \kappa(\omega) I_{\omega} + \frac{c}{4\pi} Q_{\omega},$$

где $\kappa(\omega)$ – коэффициент усиления (поглощения) света; Q_{ω} – мощность спонтанного излучения единичного объема среды в точке \mathbf{r} в спектральный интервал $(\omega, \omega + d\omega)$. Величина κ в общем случае может быть как положительной, так и отрицательной, а также зависеть от I_{ω} . Локальные оптические характеристики среды, $\kappa(\omega)$ и Q_{ω} , обычно находят путем решения соответствующих кинетических (релаксационных) уравнений (см., например, [23]).

Ориентируясь на эксилампы (для которых в отличие от лазеров, где $\kappa L \gg 1$, справедливо условие $\kappa L \leq 1$ при $\kappa > 0$, где L – наибольший линейный размер активной среды), будем пренебрегать искажением спектральных характеристик за счет поглощения и усиления в среде. Соответственно индекс ω в оптических характеристиках будет опускаться. Кроме того, рассмотрим стационарное уравнение переноса

$$\mathbf{n}_{\Omega} \partial I / \partial \mathbf{r} = \kappa I + (1/4\pi) Q.$$

Общая схема расчетов такова. Берется некоторая область пространства, включающая в себя как излучающий объем, так и поверхности, задающие экраны фотоприемников. Проводятся n испытаний, и в каждом из них в рассматриваемом излучающем объеме рождается фотон. Вероятность рождения фотона в той или иной точке пространства \mathbf{r} зависит от распределения плотности источников спонтанного излучения $Q(\mathbf{r})$. Направление движения родившегося фотона является равновероятным по телесному углу.

Далее прослеживается движение фотона до выхода за пределы рассматриваемой области пространства или до попадания его в фотоприемник. Рассмотрим сначала ситуацию, когда усиление и поглощение фотонов в среде отсутствуют ($\kappa \equiv 0$). В этом случае число зарегистрированных актов $n_{\Delta}(\mathbf{r})$ прохождения фотонов через элемент поверхности фотоприемника $\Delta\sigma$ вблизи точки \mathbf{r} при достаточно большом числе испытаний n пропорционально потоку J :

$$J(\mathbf{r}) = \dot{E} w_f(\mathbf{r}), \quad w_f(\mathbf{r}) = n_{\Delta}(\mathbf{r}) / (\Delta\sigma n). \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности

$$\dot{E} = \int_{(V)} Q(\mathbf{r}) dV$$

соответствует полной энергии, излучаемой объемом в единицу времени; $w_f(\mathbf{r})$ – вероятность, что родившийся в объеме фотон пройдет через единицу поверхности экрана фотоприемника вблизи точки \mathbf{r} .

Чтобы найти объемную плотность излучения $U(\mathbf{r})$, надо регистрировать время нахождения фотона в ячейке пространства вблизи рассматриваемой точки \mathbf{r} (ср. [24]). Если рассматривать плотность излучения в точках $\mathbf{r} = \mathbf{r}$ вблизи экрана фотоприемника, то для j -го фотона, прошедшего через элемент объема толщиной Δl над площадкой $\Delta\sigma$, время нахождения в этом элементе объема определяется выражением:

$$\Delta t_j = (\Delta l/c)/\cos\vartheta_j,$$

где ϑ_j – угол между направлением движения фотона и нормалью к площадке $\Delta\sigma$. При этом

$$U(\mathbf{r}) = (\dot{E}/c) w_U(\mathbf{r}), \quad w_U(\mathbf{r}) = (1/\Delta\sigma n) \sum_{j=1}^{n_\Delta} (\gamma_j^0/\cos\vartheta_j), \quad (2)$$

где w_U – вероятность обнаружения фотона вблизи единицы поверхности рядом с точкой \mathbf{r} экрана фотоприемника. Очевидно, что величины w_j и w_U не совпадают.

Итак, в результате расчетов получаем значения E , w_j , w_U . Остальные характеристики излучения достаточно просто выражаются через эти величины.

Учет поглощения и усиления данного j -го фотона производится согласно соотношению

$$\gamma_j = \gamma_j^0 \exp\left(\int_{S_j}^{S_{1j}} k ds\right),$$

где интегрирование ведется по лучу от координаты S_j точки его рождения до координаты S_{1j} точки его выхода из излучающего объема.

Соответственно в формулах (1) и (2) изменяется определение вероятностей:

$$w_j(\mathbf{r}) = (1/\Delta\sigma n) \sum_{j=1}^{n_\Delta} \gamma_j, \quad w_U(\mathbf{r}) = (1/\Delta\sigma n) \sum_{j=1}^{n_\Delta} \gamma_j/\cos\vartheta_j.$$

Моделирование цилиндрической лампы

Рассматривались однородные излучатели для $Q(\mathbf{r}) = Q_0 = \text{const}$. При наличии усиления в среде, как и следовало ожидать, рост потока и плотности излучения с увеличением k в центре облучаемой области происходит медленнее, чем по краям (рис. 5). Обращает на себя внимание разное поведение этих характеристик с ростом коэффициента усиления.

Отметим, что в [10, 11] удалось получить аналитическое выражение для U при $k = 0$. Для плоского экрана, расположенного перпендикулярно оси цилиндра длины L и радиуса R на расстоянии z от ближайшего конца цилиндра, имеем (рис. 5, кривая 4):

$$\begin{aligned} U(\rho) = & (Q_0/4\pi c) \left\{ \pi(z+L) \ln\left\{ \frac{[(z+L)^2 + \rho^2 + R^2]}{[(z+L)^2 + \rho^2]} \right\} - \pi z \ln\left[\frac{(z^2 + \rho^2 + R^2)}{(z^2 + \rho^2)} \right] + \right. \\ & + 2\pi(\rho^2 + R^2)^{1/2} \arctg[(z+x)/(\rho^2 + R^2)^{1/2}] \Big|_{x=0}^{x=L} - 2\pi\rho \arctg[(z+x)/\rho] \Big|_{x=0}^{x=L} + \pi \sum_{n=1}^{\infty} [(2n-1)!!/2^n n!](2\rho)^{2n} \times \\ & \times \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} [(-1)^{n-k}/(2n-k)] \left[A_1(n, \rho, z+x) \Big|_{x=0}^{x=L} - \rho^{2(n-k)} A_1(2n-k, (\rho^2 + R^2)^{1/2}, z+x) \Big|_{x=0}^{x=L} - \right. \\ & \left. - \sum_{m=1}^{n-k} \binom{n-k}{m} \rho^{2(n-k-m)} A_2(m, 2n-k, (\rho^2 + R^2)^{1/2}, z+x) \Big|_{x=0}^{x=L} \right] \Big\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$A_1(n, \rho, x) = \int_0^x dy/(y^2 + \rho^2)^n; \quad A_2(m, n, \rho, x) = \int_0^x y^{2m} dy/(y^2 + \rho^2)^n$$

(ρ – расстояние от точки пересечения оси цилиндра с экраном до точки регистрации фотонов).

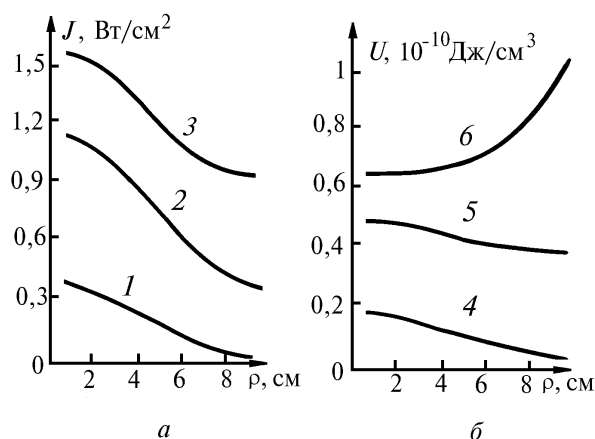


Рис. 5. Пространственное распределение потока излучения (а) и объемной плотности излучения (б) для цилиндрической лампы по радиусу ρ в плоскости, перпендикулярной ее оси: $L = 2$ см, $z = 2$ см, $R = 4$ см, $Q_0 = 1$ Вт/см²; 1, 4 - $\kappa = 0$; 2, 5 - $\kappa = 0,8$; 3, 6 - $\kappa = 1$

Коаксиальная лампа

В прикладных задачах интерес представляет коаксиальная лампа с отражающей внутренней поверхностью. В этом случае интересно рассмотрение коаксиального экрана фотоприемника. Вычисление плотности излучения в неусиливающей коаксиальной лампе с помощью характеристик рассеяния излучения на цилиндре производилось нами ранее в [13].

Получим выражение для потока излучения бесконечной неусиливающей коаксиальной лампы через коаксиальный экран фотоприемника. Это будет оценка сверху для лампы конечной длины.

Пусть R – внешний радиус лампы, R_0 – радиус внутреннего отражающего цилиндра с заданным коэффициентом отражения k , R_S – радиус экрана фотоприемника. Случай $R_0 = 0$ соответствует обычной цилиндрической лампе. Величина потока энергии через цилиндрический экран для бесконечного однородного цилиндра

$$J_\infty = Q_0 R^2 / 2R_S.$$

Для коаксиальной лампы бесконечной длины вероятность W_p поглощения фотона внутренним цилиндром равна

$$W_p = (1 - k) / (\pi(R^2 - R_0^2)) \int_{R_0}^R 2r \arcsin(R_0/r) dr.$$

Обозначая величину интеграла в этой формуле через S_0 , имеем

$$S_0 = R^2 \arcsin(R_0/R) + R_0 \sqrt{R^2 - R_0^2} - \pi R_0^2 / 2.$$

Вероятность того, что фотон долетит до экрана, равна

$$W_F = 1 - W_p = 1 - (1 - k) S_0 / (\pi(R^2 - R_0^2)).$$

Учитывая, что доля частиц, рожденных в коаксиальной лампе, по сравнению с однородным цилиндром равна отношению излучающих объемов, получаем выражение для потока энергии J_k через удаленный коаксиальный экран

$$J_k = J_\infty W_F (R^2 - R_0^2) / R^2.$$

Как мы уже отмечали, плотность излучения неусиливающей коаксиальной лампы вычислялась ранее в [13]. По-видимому, в [13] чуть завышены (не более 10%) значения плотности для $k = 0,5$ и 1. Остальные данные совпадают с расчетами, проведенными методом Монте-Карло.

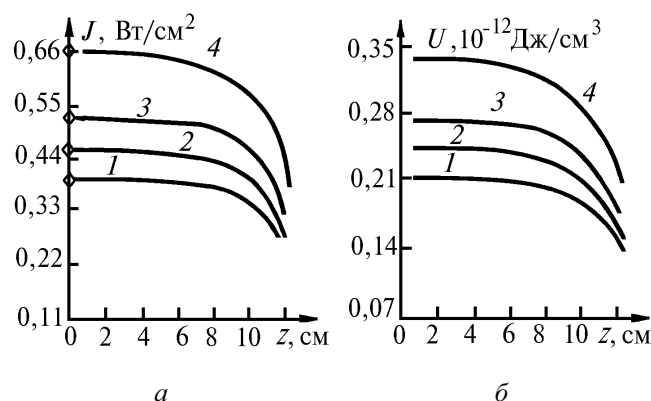


Рис. 6. Пространственное распределение потока излучения (а) и объемной плотности излучения (б) для коаксиальной лампы по длине коаксиального экрана $z=0$ соответствует центру излучающего цилиндра: $L = 25$ см, $R = 1,7$ см, $R_0 = 0,8$ см, $R_S = 2,2$ см, $\kappa = 0$, $Q_0 = 1$ Вт/см³; 1 – $k = 0$, 2 – $k = 0,5$, 3 – $k = 1$, 4 – для однородного цилиндра; маркерами на оси Y отмечены соответствующие значения потоков J_k для бесконечной неусиливающей лампы

Характер зависимостей J и U от различных переменных (от l – расстояния от оси лампы и от z – расстояния от центра лампы в продольном направлении при фиксированном l) приблизительно одинаков (рис. 6) (см. также экспериментальные зависимости $U(l)$ в [13]). При наличии усиления в среде с увеличением κ , рост J и U в крайних областях, как и в предыдущем случае, происходит быстрее.

Заключение

Проведена расчетная оптимизация режимов работы эксиплексных ArF- и KrCl-ламп в смесях He–Ar–F₂ и Ne–Kr–HCl, накачиваемых объемным разрядом. В отличие от KrF- [3], ArF-ламп в смесях с молекулой F₂ оптимальные давления KrCl-ламп не соответствуют низким давлениям и составляют 0,5–1 атм, а оптимальные значения HCl ни по абсолютной, ни по относительной величине не превосходят оптимальные значения в режиме генерации. Это происходит из-за особенностей самой молекулы HCl. С понижением давления для смесей, содержащих молекулу F₂, происходит постепенная смена режимов накачки эксиплексных молекул с тройной ион-ионной рекомбинации на гарпунные реакции. С этим и связано увеличение оптимальных начальных концентраций F₂ при пониженном давлении. Для молекулы HCl такого происходить не будет, т.к. при увеличении начальной концентрации HCl будут эффективно охлаждаться электроны, что приведет к уменьшению наработки возбужденных состояний криптона. При разряде для смеси Ne–Kr–HCl с предыонизацией возможно существование квазистационарной стадии разряда, длительность которой может достигать до нескольких десятков микросекунд и в течение которой происходит значительное излучение энергии.

В приближении геометрической оптики численно решена задача о вычислении плотности потока и плотности излучения лампового источника с произвольной областью излучения, произвольным распределением коэффициента усиления по объему излучающей области, произвольным возможным распределением отражающих поверхностей, способных корректировать и менять рассматриваемые характеристики и т.д. Естественно, что для этого был выбран метод Монте-Карло. Такой подход обладает рядом преимуществ в связи с тем, что получение аналитического результата часто бывает крайне затруднено, к тому же при его наличии все равно, как правило, приходится прибегать к численным методам для обработки громоздких аналитических выражений.

Выявлено резкое падение J и U для расстояний, равных характерному минимальному размеру излучающей области. При не слишком большом удалении от излучающего объема профили J и U очень похожи в случае неусиливающей среды. Наличие усиления в среде может существенно изменять зависимости J и U от пространственных переменных. Таким образом, изменение энерговклада (его мощности) является существенным параметром, способным эффективно влиять, наряду с геометрией излучающей области, на пространственные зависимости плотности потока и плотности излучения.

1. Бойченко А.М., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.А., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. С. 7. Бойченко А.М., Держиев В.И., Кузнецов А.А. и др. // Труды ИОФАН. 1993. Т. 42. С. 3.
2. Eliasson B., Kogelschatz U. // Appl. Phys. 1988. В 46. P. 299.
3. Kumagai H., Obara M. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. V. 16. P. 453.
4. Kumagai H., Obara M. // Appl. Phys. Lett. 1989. Т. 54. P. 1583.
5. Kumagai H., Obara M. // Appl. Phys. Lett. 1989. Т. 54. P. 2619.
6. Gellert B., Kogelschatz U. // Appl. Phys. 1991. В 52. P. 14.
7. Taylor R.S., Leopold K.E., Tan K.O. // Appl. Phys. Lett. 1991. Т. 59. P. 525.
8. Коваль Б.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.А., Янкелевич Е.Б. // ПТЭ. 1992. N 4. С. 244.
9. Кузнецов А.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.А. // Письма в ЖТФ. 1993. V. 19. С. 1.
10. Бойченко А.М., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.А., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. С. 613.
11. Boichenko A.M., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Fomin E.A., Yakovlenko S.I. // Las. Phys. 1993. V. 3. P. 838.
12. Головицкий А.П., Кан С.Н. // Оптика и спектроскопия. (1993) Т. 75. С. 604.
13. Boichenko A.M., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Fomin E.A., Yakovlenko S.I. // Las. Phys. 1994. V. 4. P. 635.
14. Труды ИОФАН // Под ред. С.И. Яковленко. 1989. Т. 21.
15. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 278.
16. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // Краткие сообщ. по физике. 1990. N 9. С. 9.
17. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. С. 486.
18. Boichenko A.M., Derzhiev V.I., Yakovlenko S.I. // Las. Phys. 1992. V. 2. P. 210.
19. Boichenko A.M., Karelin A.V., Yakovlenko S.I. // Las. Phys. 1995. V. 5. N 1. P. 80.
20. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. М.: ИЛ, 1949. 631 с.
21. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
22. Яковленко С.И. Радиационно-столкновительные явления. М.: Энергоатомиздат, 1984. 208 с.
23. Yakovlenko S.I. Las. Phys. 1991. V. 1. P. 565–589.
24. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. М.: 1993. (Препринт. / ИОФ РАН, N 16).

Институт общей физики РАН,
Москва

Поступила в редакцию
15 апреля 1995 г.

A.M. Boichenko, R.I. Golyatina, S.A. Maiorov, S.I. Yakovlenko. Investigation of Lamp Volume Emission Sources.

The ArF and KrCl exciplex lamps in Ne–Ar–F₂ and Ne–Kr–HCl mixtures pumped by space discharge are investigated theoretically. Optimization of operation conditions for these lamps was performed. The spatial of distributions intensity from the sources of the simplest geometry – cylindrical and coaxial lamps have been obtained.