

УДК 533.9

Радиационные процессы в импульсной цезиевой плазме высокого давления

С.В. Гавриш

ЗАО «СКБ ЗЕНИТ», Москва, Зеленоград

E-mail: svgavr@list.ru

Выявлена зависимость спектральных и энергетических характеристик излучения цезиевой плазмы от электрической мощности $P_{\text{д}}$. Показано, что с ростом $P_{\text{д}}$ наблюдается увеличение давления паров металлов, происходит трансформация спектрального состава излучения, выражающаяся в исчезновении отдельных линий и увеличении непрерывного фона. При этом наблюдается перераспределение средней мощности излучения в отдельных спектральных диапазонах.

Ключевые слова: импульсный разряд, плазма, цезий, ксенон, ртуть, квазистационарный разряд, спектральное распределение, давление паров, коэффициент поглощения плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день среди наиболее эффективных источников излучения специального назначения газоразрядные лампы занимают прочное первое место. Это обусловлено возможностью регулирования спектрального состава излучения путем изменения условий электрического питания, нанесения различного рода покрытий на разрядную трубку и использования легированного стекла или различных плазмообразующих сред. В последнем случае наибольшее распространение получил разряд в парах чистых щелочных металлов или в смесях между такими парами и ртутью [1]. Конструирование любого источника излучения ставит вопрос о разработке способов контроля параметров разрядной плазмы. В случае импульсного разряда в парах металлов необходимо учитывать временной аспект формирования плазменного канала. В настоящей работе рассмотрены спектральные методы исследования теплофизических процессов в квазистационарной стадии цезиевого разряда, ограниченного двумя сапфировыми (корундовыми) оболочками [2]. Однако рассмотренная методология может быть распространена на весь класс ламп со щелочными добавками.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Излучение электрического разряда состоит из линейчатого спектра, обусловленного связанно-связанным переходом электронов, а также сплошного спектра, образуемого при свободно-связанных (рекомбинационное излучение) и свободно-

свободных переходах (тормозное излучение) [1]. Интенсивность излучения I_λ для каждой длины волны определяется температурой и концентрацией заряженных частиц. Кроме этого, I_λ зависит от индивидуальных свойств плазмообразующей среды, в которой происходит разряд: химического состава, энергетической структуры и атомного веса составляющих элементов.

Основным процессом в разрядах низкого давления, приводящим к образованию возбужденных атомов и заряженных частиц, является соударение нейтральных атомов с быстрыми электронами. Поэтому для повышения выхода резонансного излучения необходимо найти оптимальную концентрацию электронов N_e , плотность ионов N_o ксенона и давления паров цезия.

Однако с ростом давления происходит уменьшение выхода резонансного излучения и увеличивается заселенность более высоких энергетических уровней [1]. Это связано с тем, что в реальных разрядах необходимо учитывать ряд вторичных процессов: ступенчатое возбуждение, ступенчатую ионизацию, удары II рода, переизлучение и др., которые с повышением концентраций нейтральных атомов и электронов будут играть более значительную роль. По мере повышения давления газа и плотности тока увеличиваются частота столкновений и обмен энергией между электронами и атомами. Вследствие этого растет температура плазмообразующей среды, а это приводит к тому, что заметная часть энергии переносится к стенкам разрядной трубки за счет теплопроводности. В таких более мощных разрядах имеют место большие градиенты температуры по радиусу. На рис. 1 приведено температурное поле Cs–Hg–Xe лампы с двумя сапфировыми оболочками, рассчитанное автором в работе [3]. При вычислениях предполагалось, что давление плазмообразующей среды равняется $p = 0,5$ МПа, соотношение компонентов Cs:Hg и Cs:Xe — 1 и 1,5, коэффициент теплоотдачи на наружной поверхности лампы — $0,001$ Вт/см² К, радиус разрядного канала $R = 0,35$ см, толщины внутренней оболочки, зазора и внешней оболочки — 0,13, 0,1, 0,13 см соответственно. Расчет температурного поля лампы (см. рис. 1) проводился для четырех значений удельной мощности разряда 155 (1), 320 (2), 800 (3), 1100 (4) Вт/см. Частота следования токовых импульсов составляла 500 Гц при длительности 120 мкс. Предполагалось, что пространство между оболочками заполнено смесью гелия с неонам. Причем мольная доля He в смеси He–Ne в зазоре равнялась 0,6.

Из приведенных на рис. 1 данных видно, что при изменении электрической мощности от 155 до 1100 Вт/см температура в центре разряда изменяется от 4800 до 7500 К, в разрядной трубке — от 1000 до 2250 К, а основное падение температуры приходится на зазор между оболочками. В таком температурном поле разряда резонансное излучение, выходящее из более “горячей” центральной области разряда, будет интенсивно поглощаться периферийными “холодными” слоями.

Для нерезонансного излучения этот эффект не имеет места, поскольку оно поглощается возбужденными атомами, концентрация которых спадает к краям. Поэтому в разрядах с большой плотностью атомов преобладает излучение нерезонансных линий. Дальнейшее увеличение

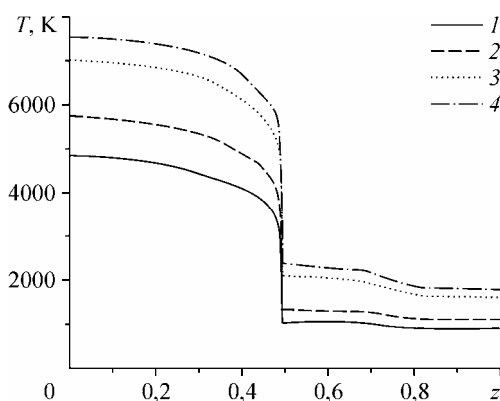


Рис. 1. Температурное распределение в Cs–Hg–Xe разряде и сапфировых оболочках при удельной мощности: 155 (1), 320 (2), 800 (3), 1100 (4) Вт/см.

электрической мощности и, соответственно, давления плазмообразующей среды приводит к тому, что увеличивается число переизлучений и, как следствие, излучение разряда приближается к излучению абсолютного черного тела с соответствующей эффективной температурой.

Рассмотренный механизм трансформации спектрального состава излучения разряда носит обобщенный характер. Для каждого типа плазмообразующей среды имеются свои особенности, связанные с ее теплопроводностью, электрической проводимостью и оптической плотностью. Поэтому возникает необходимость изучения спектрального распределения излучения разряда в парах щелочных металлов в зависимости от электрической мощности источника.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ЛАМП С ЩЕЛОЧНЫМИ ДОБАВКАМИ

Ранее конструкция импульсного цезиевого источника излучения уже рассматривалась в работе [3]. Ниже приведены некоторые конструктивные особенности, влияющие на теплофизические свойства цезиевой плазмы.

В состав наполнения таких ламп кроме цезия входят ксенон и ртуть. Основная функция ксенона — это обеспечение зажигания лампы, а ртути — снижение потерь плазмы теплопроводностью.

С целью стабилизации теплового режима горелки используется внешняя сапфировая (корундовая) колба, заполненная газом с высокой теплопроводностью, например, неон или гелием. Для обеспечения высоких удельных мощностей разряда при сохранении компактности лампы внешняя оболочка охлаждается направленным принудительным потоком воздуха.

Корунд выбран в качестве материала разрядной трубки и внешней колбы по двум основным причинам:

- химическая стойкость к щелочным металлам при рабочих температурах разряда,
- высокий (до 80 %) спектральный коэффициент оптического пропускания корунда в диапазоне длин волн 0,2–5,5 мкм.

Наличие двух коаксиальных близко расположенных сапфировых оболочек не позволяет использовать известные зондовые и лазерные методы диагностики [4]. По этой причине наибольшее распространение получил спектрометрический метод изучения плазменных характеристик разряда в парах щелочных металлов [5].

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Спектральные измерения всех рассматриваемых в настоящей работе импульсных ламп проводились на дифракционном монохроматоре МДР–23, выходной световой сигнал с которого преобразовывался в электрический при помощи фотоэлектронных умножителей ФЭУ–37 (диапазон длин волн 200–500 нм) и ФЭУ–62 (400–1000 нм) и регистрировался цифровым осциллографом С9–8. Излучение лампы проецировалось на входную щель монохроматора кварцевой линзой ($f = 360$ мм), расположенной на расстоянии двойного фокусного расстояния. Это позволяло получать изображение разрядного канала на входе монохроматора в истинных размерах.

Импульсы тока и напряжения регистрировались цифровым осциллографом С9–8 при помощи безиндуктивного токового шунта и делителя 1000:1 соответственно.

Энергетические исследования излучения импульсных ламп в отдельных спектральных интервалах проводилась в два этапа. Сначала изучалось пространственное распределение излучения ламп (индикатриса), а затем после измерения

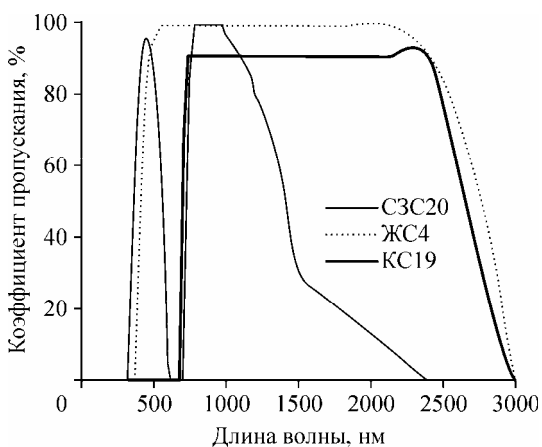
силы излучения по нормали к лампе расчетным путем определялся КПД излучения $\eta_{\lambda_n-\lambda_k} = P_{\lambda_n-\lambda_k}/P_{\text{л}}$, где $P_{\lambda_n-\lambda_k}$ — мощность излучения в интервале $\lambda_n - \lambda_k$ и в эквивалентном телесном угле Ω (см. ниже), $P_{\text{л}}$ — электрическая мощность лампы.

Энергия некогерентного излучения лампы по нормали определялась с помощью калориметрического измерителя импульсов ИМО-2Н. Этот прибор характеризуется неселективностью в широком спектральном интервале, большим диапазоном линейности, высокой воспроизводимостью метрологических свойств. Приемник располагался перпендикулярно оптической оси лампы на расстоянии более 10 значений межэлектродного промежутка (в нашем случае расстояние между плоскостью измерительной диафрагмы и осью канала разряда лампы составляло 90 см). Измерительная головка ИМО-2Н оснащалась специально встроенной точной диафрагмой, площадь которой равнялась 165 мм^2 .

Для выделения спектральных диапазонов использовались фильтры из оптического стекла. На рис. 2 приведено спектральное распределение коэффициентов пропускания использованных в данной работе фильтров из оптического стекла, построенного по данным ГОСТ 9411-75. Из рис. 2 видно, что фильтр КС 19 позволяет определить долю излучения в ближней ИК области, а фильтр СЗС 20 и его комбинация с КС19 — энергетическое соотношение в видимом интервале и в области резонансных линий цезия 852,11 и 894,35 нм. Показания измерителя энергии импульсов ИМО-2Н расчетным путем приводились к 100-процентному пропусканию спектральных фильтров.

Для изучения характеристик низкотемпературной плазмы использован источник питания ламп с прямоугольными импульсами подаваемого на лампу напряжения. Такой способ подачи и отключения прикладываемого к лампе напряжения от мощного выпрямителя позволил сформировать крутой задний фронт токового импульса, который в этом случае зависел от скорости остывания плазмы (от состава наполнения, охлаждения лампы и т. д.), а не от переходных процессов в коммутирующем элементе.

Параллельно лампе подключался блок “дежурной дуги”, обеспечивающий проводящее состояние плазмы в промежутках между силовыми импульсами тока. В нашем случае использовался импульсный стабилизатор тока ($I_{\text{д.д.}} = 1,0 \text{ А}$) в диапазоне выходных напряжений $U_{\text{д.д.}} = 50 \div 360 \text{ В}$.



Исследуемые лампы устанавливались в экспериментальную охлаждающую систему, формирующую воздушный поток от трех вентиляторов 2ДВО.07 посредством системы двух конусов, что обеспечивало равномерное температурное поле по длине разрядной части источника.

Рис. 2. Спектральное пропускание фильтров из оптического стекла.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Спектральные измерения

Для проведения исследований были изготовлены экспериментальные образцы ламп с диаметром разрядного канала 7 мм и межэлектродным расстоянием 90 мм (далее 7/90). Наполнение цезиевого источника составило: 6 мг Cs, 9 мг Hg, 50 мм рт. ст. Хе.

На рис. 3 показано полученное в настоящей работе спектральное распределение Cs–Hg–Хе разряда при электрических мощностях $P_{\text{д}} = 600, 1000, 2000$ Вт.

Из приведенных данных следует, что при $P_{\text{д}} = 600$ Вт в спектре излучения разряда наблюдалось наличие множества оптически тонких линий как цезия, так и ртути (рис. 3, *a*). Так, в синей области расположены приблизительно тринадцать линий излучения Hg и пять линий Cs. Проведенная идентификация позволила выявить наиболее интенсивные из них (табл. 1).

Однако по мере увеличения $P_{\text{д}}$ происходит трансформация спектрального распределения излучения ламп. При достижении мощности $P_{\text{д}} = 1000$ Вт двенадцать линий Hg практически полностью исчезают, а пять линий Cs и одна линия Hg ($\lambda = 365,48$ нм) самообращаются (рис. 3, *b*). При этом цезиевые линии расположены преимущественно в видимом и ближнем ИК диапазоне.

Дальнейшее повышение электрической мощности лампы приводит к росту интенсивности как непрерывного фона, так и отдельных линий цезия (см. рис. 3, *c*). Необходимо отметить, что наибольший рост наблюдается у отдельной линии ртути (313,156 нм), которая не приведена на рис. 3.

Как и предполагалось теоретически, данное явление связано с ростом давления паров наполнения $p_{\text{н}}$. Известно [1], что $p_{\text{н}}$ зависит от температуры холодной точки (т.х.т.). В наших экспериментах т.х.т. располагалась за катодом, а ее температура определялась тепловым потоком с катода и сапфировой оболочки. Температурное поле катода изменяется за счет сброса тепла из плазмы и джоулевого

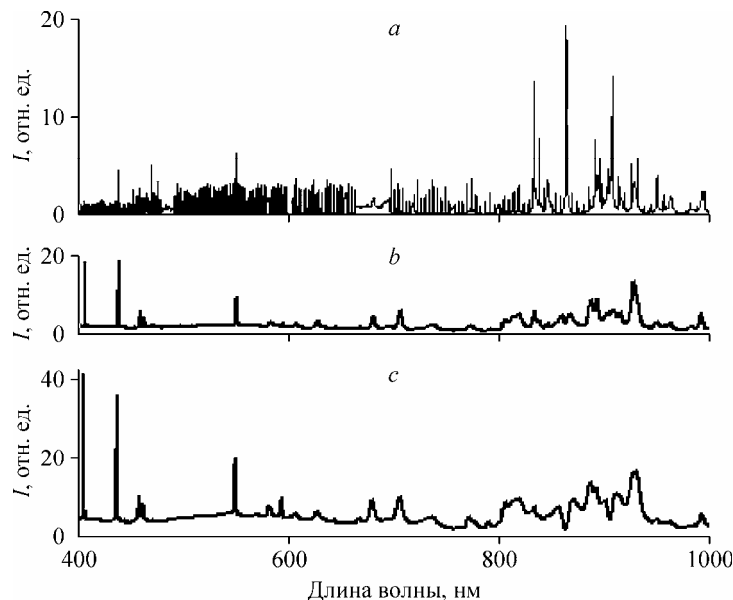


Рис. 3. Спектральное распределение излучения Cs–Hg–Хе лампы при $P_{\text{д}} = 600$ (*a*), 1000 (*b*) и 2000 (*c*) Вт.

Таблица 1

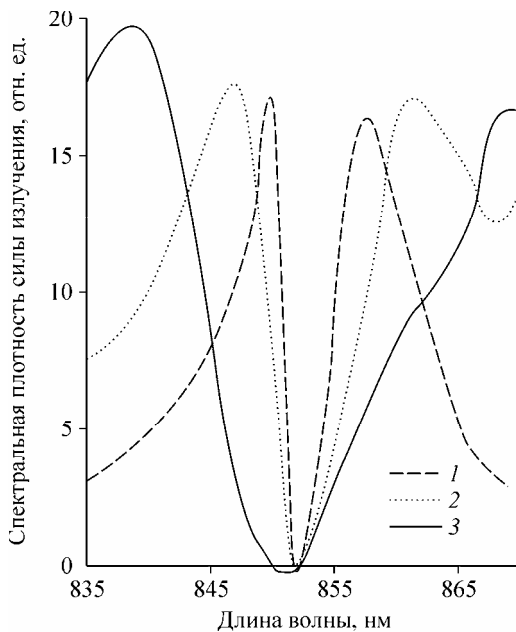
Основные характеристики линий спектрального распределения излучения Cs–Hg–Xe плазмы при удельной мощности $P_{уд} = 275 \text{ Вт/см}$

Элемент	Длины волн излучающих линий, нм	Переходы [6]	Потенциалы возбуждения излучающих уровней, эВ, [7]	Вид линии
Hg	313,156	$6^3D_2 \rightarrow 6^3P_1$	8,85	Линия триплета
	365,015	$6^3D_3 \rightarrow 6^3P_2$	8,86	-/-
	365,483	$6^3D_2 \rightarrow 6^3P_2$	8,83	-/-
	404,656	$7^3S_1 \rightarrow 6^3P_0$	7,73	-/-
	407,783	$7^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$	7,9	-/-
Cs	455,526	$7^2P_{3/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	2,7	Самообращенная
	459,316	$7^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	2,72	-/-
	697,32	$7^2D \rightarrow 6^2P$	3,21	-/-
	794,40	$8^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	3,01	-/-
	852,11	$6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	1,46	-/-
	894,35	$6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	1,39	-/-
	917,20	$6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	2,78	-/-

нагрева материала проходящим током. При увеличении электрической мощности на лампе растет температура оболочки и катода, а также пиковое значение тока лампы, и, соответственно, происходит рост т.х.т. и давления цезия p_{Cs} . Для проверки данного предположения потребовалось проведение дополнительного эксперимента.

Известно [8], что давление паров пропорционально спектральному интервалу $\Delta\lambda$ между максимумами самообращенной резонансной линии 852,11 нм. На рис. 4 показаны полученные результаты исследования $\Delta\lambda$ для трех мощностей 1000, 1500 и 2000 Вт. Как уже отмечалось, начиная с электрической мощности, близкой к 1000 Вт, наблюдается самообращение резонансной линии цезия.

Поэтому данный метод контроля, например, для лампы 7/90 приемлем начиная с $P_{л} = 1000 \text{ Вт}$.



Энергетические исследования излучения

Спектральные измерения позволяют судить о теплофизических механизмах, происходящих в разряде. Однако определение доли излучения линий и непрерывного фона в фиксированном спектральном интервале имеет

Рис. 4. Зависимость спектрального интервала между максимумом самообращенной резонансной линии 852,11 нм от мощности Cs–Hg–Xe лампы 7/90: $P_{л} = 1,0$ (1), 1,5 (2), 2,0 (3) кВт.

Таблица 2

КПД излучения Cs–Hg–Xe плазмы в различных спектральных интервалах, $\eta_{\lambda_1-\lambda_2}$

Мощность, Вт	$\eta_{\lambda_1-\lambda_2} = P_{\lambda_1-\lambda_2}/P_{\text{л}}$			
	ЖС4 0,4–3,0 мкм	СЗС20 0,37–0,52 мкм 0,74–1,5 мкм	КС19 0,7–2,7 мкм	СЗС20 + КС19 0,74–1,5 мкм
600,0	0,4	0,25	0,27	0,2
1000,0	0,6	0,37	0,32	0,23
2000,0	0,65	0,45	0,36	0,3

прикладной характер. В данном случае наиболее приемлем калориметрический метод регистрации энергии излучения выделенного диапазона при помощи светофильтров.

Основной характеристикой распределения излучения в пространстве является эквивалентный телесный угол Ω , в котором распространяется весь поток источника, как если бы сила излучения была одинакова по всем направлениям. Значения Ω в видимом и ИК диапазонах рассчитывались по полученным индикатрисам методом зональных телесных углов [9] с шагом линейного угла 10° по формуле

$$\Omega = 2\pi \int_0^\pi f(\theta) \sin \theta \cdot d\theta$$

или

$$\Omega = 4\pi \sin \Delta\theta \sum_{\Delta\theta}^{\pi-\Delta\theta} f(\theta) \sin \theta,$$

где $f(\theta)$ — текущее значение индикатрисы для угла θ в относительных единицах.

По полученным индикатрисам был рассчитан эквивалентный телесный угол Ω излучения импульсной цезиевой лампы. В видимом диапазоне он составил 11,01, а в ИК диапазоне — 10,51.

Пространственное распределение излучения в различных областях спектра изменяется в соответствии с ростом показателя поглощения плазмы. По этой причине индикатриса для ИК области проходит внутри индикатрисы для видимого диапазона.

Полученные данные в результате калориметрических измерений приведены в табл. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что с ростом электрической мощности наблюдается трансформация спектрального излучения импульсных цезиевых ламп. Как и предполагалось теоретически, наблюдаемый при 600 Вт линейчатый спектр “растворяется” в непрерывном фоне после достижения мощности $P_{\text{эл.}} = 1000$ Вт. При этом наблюдается самообращение некоторых линий цезия и ртути (см. табл. 1). Данное явление связано с возрастанием давления паров плазмообразующей среды. Исследование спектрального интервала $\Delta\lambda$ между максимумами самообращенной резонансной линии 852,11 подтвердило возрастание давления паров по мере увеличения электрической мощности (см. рис. 4).

На рис. 3 наблюдается снижение выхода резонансного излучения цезия и рост непрерывного фона, что свидетельствует о преобладании свободно-связанных (рекомбинационное излучение) и свободно-свободных переходов (тормозное излучение).

Энергетические исследования показали, что по мере увеличения электрической мощности, вкладываемой в разряд — 600–2000 Вт, наблюдается изменение баланса мощности излучения $P_{\lambda 600}/P_{\lambda 2000}$ в различных спектральных диапазонах оптического спектра:

Таблица 3

Спектральный диапазон, нм.	0,4–3,0 мкм	0,37–0,52 мкм 0,74–1,5 мкм	0,7–2,7 мкм	0,74–1,5 мкм	0,37–0,52 мкм
$P_{\lambda 600}/P_{\lambda 2000}$	1,65	1,8	1,3	1,5	3

Из табл. 3 видно, что более чем трехкратное увеличение P_{λ} приводит к возрастанию выхода излучения в 1,65 раза в диапазоне 0,4–3,0 мкм. При этом наблюдается перераспределение энергии в выходящем потоке излучения в разных спектральных интервалах. Наиболее существенный рост наблюдается в видимом и ближнем ИК диапазоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выявлена зависимость радиационных процессов в цезиевой плазме от электрической мощности. Показано, что с ростом P_{λ} наблюдается увеличение давления паров металлов, происходит трансформация спектрального состава излучения, выражающаяся в исчезновении отдельных линий и увеличении непрерывного фона. При этом также наблюдается перераспределение средней мощности излучения в отдельных спектральных диапазонах.

Полученные результаты исследований могут быть полезны для широкого круга разработчиков оптических систем, использующих в качестве источника излучения лампы высокого давления с разрядом в парах щелочных металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
2. Маршак И.С., Дойников А.С., Жильцов В.П. и др. Импульсные источники света. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Энергия, 1978. 472 с.
3. Гавриш С.В. Разработка и исследование импульсного источника ИК излучения с разрядом в парах цезия: Автореф. дис.... канд. тех. наук. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. 16 с.
4. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте–Хольтгревена. М.: Мир, 1971. 552 с.
5. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. 245 с.
6. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.: Гос. из-во физ.-мат. лит-ры, 1963. 640 с.
7. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М. Таблицы спектральных линий. М.: Гос. из-во физ.-теорет. лит-ры. 1952. 562 с.
8. Bayha W.T., Creedon J.E., Schneider S. Alkali-vapor light sources as optical pumps for Nd:YAG lasers // IEEE-Trans. Electron Devices. 1970. Vol. 17, No. 8. P. 612–616.
9. Сапожников Р.А. Теоретическая фотометрия. М.: Энергия, 1977. 264 с.

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2010 г.