

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОСВЕТИТЕЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА НАКАЧКИ

Ю. Г. Басов, В. В. Иванов, В. Н. Макаров,
Г. И. Нархова и А. А. Щербаков

Теоретически и экспериментально проведено сравнение характеристик источника накачки в осветителе лазера с различной поглощающей способностью отражающего экрана (приемника излучения) и вне его. Показано, что изменение плотности тока, температура разряда, интенсивности излучения импульсной лампы в осветителе имеют максимальные величины при определенных значениях удельной мощности разряда. Экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с расчетом и результатами других работ.

В оптической системе накачки лазера излучение источника света в результате многократных отражений частично поглощается в активной среде и элементах осветителя, а некоторая его доля попадает обратно в источник и, поглощаясь в плазме разряда, способствует увеличению ее температуры. Вследствие этого наблюдается изменение электрических и оптических характеристик разряда [1, 2]. Влияние зеркального отражения циклотронного излучения на подогрев плазмы теоретически рассматривалось в монографии [3], где обращено внимание на увеличение потерь (более, чем на 10%) энергии, уносимой излучением из плазмы, без наличия отражающих экранов.

В работе [4] вопрос о влиянии осветителя на температуру плазмы, электрические и оптические характеристики разряда исследовался теоретически на примере коаксиальной и плоскопараллельной системы накачки лазера. Было показано, что геометрия системы накачки, наличие или отсутствие отражающего покрытия и свойства активного элемента оказывают заметное влияние на характеристики источника света. В связи с этим представляет практический интерес экспериментальное исследование воздействия осветителя на характеристики лампы при различных условиях ее эксплуатации и сопоставление с результатами расчетов. С этой целью в настоящей работе было проведено исследование световых и электрических характеристик импульсных ламп в осветителе и вне его, определено воздействие осветителя для ламп с различным начальным давлением ксенона ($P_0=200, 600, 1000$ и 2000 тор), начиная от мощности, при которой возможно зажигание разряда, до предельной, выдерживаемой колбой. Был выбран один из распространенных типов источников накачки — лампа прямой трубчатой формы (аналог ИФП-800) с размером разрядного промежутка 6.5×80 мм. Отношение балластных заэлектродных объемов к рабочему (V_0/V_p) составляло 0.04. В качестве осветителя использовалась фольга, обернутая вокруг лампы, с различным коэффициентом отражения, что позволяло менять воздействие осветителя на лампу в самых широких пределах. Можно считать, что исследуемая система являлась аналогом системы накачки с плотной упаковкой и варьируемой поглощательной способностью активного материала, которая моделировалась изменением отражающих свойств экранирующей фольги.

Измерение электрических параметров разряда проводилось путем осциллографирования тока и напряжения на лампе. С этой целью в цепь лампы помещался малоиндуктивный шунт с $R=1.87 \cdot 10^{-3}$ ом и компенсированный делитель напряжения, сигналы с которых подавались на осциллограф С1-37, предварительно прокалиброванный по току и напряжению. Расчет средних значений проводимости $\langle \sigma \rangle$ и плотности тока $\langle j \rangle$ производился для максимальной величины тока разряда, что по времени соответствовало установлению в лампе квазистационарной стадии. При этом использовались формулы $\langle \sigma \rangle = \langle j \rangle^2 / \langle W \rangle$ и $\langle j \rangle = i_m / S$, где i_m — ток через лампу, S — внутреннее сечение колбы, а $\langle W \rangle$ — удельная мощность разряда. Изменение режима питания обеспечивалось регулировкой напряжения на рабочих конденсаторах ($C_p=630$ мкФ) от 500 до 1400 в. Длительность импульса тока при этом составляла ~ 350 мсек. на уровне 0.35 от максимального значения. При выбранном значении емкости конденсатора и индуктивности контура (~ 5 мкГн) ток разряда имел аperiодический характер. Давление ионизованного газа в колбе в процессе вспышки измерялось с помощью пьезокерамического датчика [5]. Для этих измерений изготавливались лампы, в средней части разрядного промежутка которых перпендикулярно оси лампы приваривалась трубка из калиброванного кварцевого стекла. Через эту трубку вводился стержень из плавленого кварца, воспринимающий импульс давления своей торцевой поверхностью, расположенной на уровне внутренней стенки оболочки источника света и передающий его пьезокерамической таблетке, сигнал с которой фиксировался осциллографом. Точность определения давления составляла $\sim 15\%$.

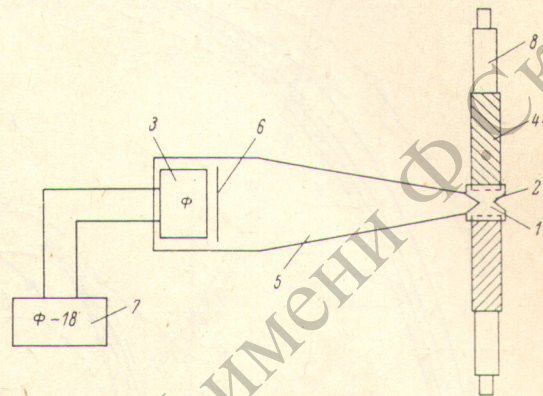


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования излучательных характеристик разряда.

Исследование излучательных характеристик разряда производилось по схеме, представленной на рис. 1. На колбу разрядной части лампы надевалась металлическая втулка 1 длиной 10 мм с двумя отверстиями 2 шириной 2 мм на противоположных сторонах. Из одного отверстия свет попадал на термоэлемент 3, а отверстие на противоположной стороне служило для исключения влияния отраженного излучения. Остальная часть разрядного промежутка обертывалась фольгой 4, имеющей различные коэффициенты отражения (серебряная фольга $\rho \sim 0.85\%$, танталовая $\sim 45\%$, титановая $\sim 32\%$). Тубус 5 из плотной черной бумаги служил для экранировки термоэлемента 3 от постороннего излучения. Помимо измерения полной энергии излучения J_n , фиксировалась энергия излучения в полосе $300 \div 700$ нм (J_{500}), для чего применялся светофильтр типа СЗС-5 6, размещаемый перед входным отверстием термоэлемента. Сигнал с термоэлемента подавался на микрольтамперметр типа $\varnothing 116/1$ 7. Погрешности сравнительных измерений электрических параметров лампы методом осциллографирования для различных условий разряда не превышали 10%, а световых — 5%. Средняя по сечению температура разряда $\langle T \rangle$ лампы в осветителе и вне его определялась по экспериментальным значениям $\langle \sigma \rangle$ и рабочего давления P с помощью теоретической зависимости $\langle \sigma \rangle$ от $\langle T \rangle$, представленной на рис. 2. Здесь приведены для сравнения теоретические и экспериментальные результаты, полученные другими авторами [8÷13]. Электропроводность ксеноновой плазмы в зависимости от ее температуры рассчитывалась по результатам [6]. Эффективное сечение столкновений электронов с атомами было взято из работы [7]. При вы-

числении кулоновского сечения интеграл столкновений ограничивался по параметру, равному среднему расстоянию между электронами. Наблюдаемое различие хода кривых $\langle \sigma \rangle = f(\langle T \rangle)$, рассчитанных в настоящей работе, с данными [8] при $T > 13\,000^\circ\text{K}$ объясняется различием в процедуре ограничения интегралов при вычислении кулоновских сечений. Точность определения температуры по указанной кривой при 15% погрешности в определении давления из-за его нестабильности в области $T < 14\,000^\circ\text{K}$ составляет 98.5%, а в области $T > 20\,000^\circ\text{K}$ ~95%. С уче-

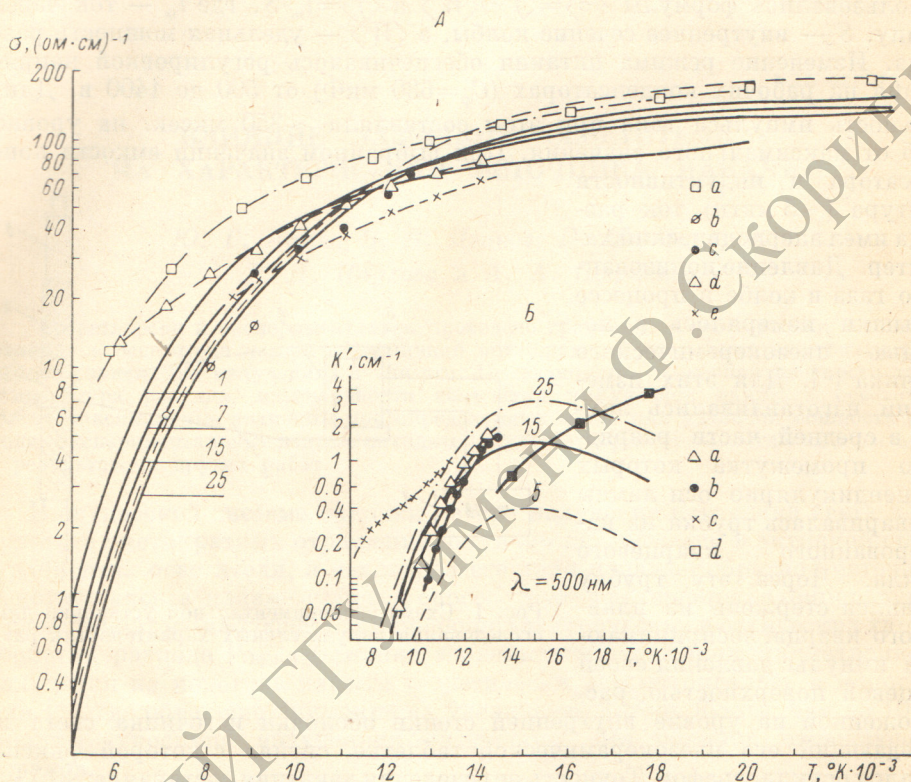


Рис. 2.

А — электропроводность ксеноновой плазмы. Цифры у рассчитанных нами кривых обозначают давление в атмосферах. Остальные результаты нанесены по литературным данным. Штриховая кривая — расчет [8], $P=10$ атм.; а — [8], $P=25$ атм.; с — [11], $P_0=300$ тор; d — [12], $P_0 \sim 300$ тор; e — [13], $P_0 \sim 300$ тор. Б — данные по температурной зависимости показателя поглощения (для $\lambda=500 \text{ nm}$) ксеноновой плазмы. Цифры у рассчитанных кривых — давление в атмосферах. Экспериментальные результаты других авторов: а — [20], $P_0 \sim 300$ тор, б — [21], $P \sim 15$ атм, с — [22], $P_0 \sim 300$ тор, d — [23], $P_0 \sim 300$ тор.

том погрешности в определении $\langle \sigma \rangle$ с приближением П-образного радиального профиля температуры точность оценки T находилась в пределах 0÷15%. Для объяснения экспериментальных результатов, полученных при исследовании лампы вне осветителя, был проведен теоретический расчет характеристик источника света с внутренним диаметром колбы $\varnothing 7 \text{ мм}$. Определялись средняя плотность тока $\langle j \rangle$, температура $\langle T \rangle$ и рабочее давление P в зависимости от удельной электрической мощности $\langle W \rangle$ в интервале 200—2000 кВт/см³. Расчет проводился на ЭВМ с помощью методики, описанной в [4].

На рис. 3 представлены экспериментальные данные для лампы вне осветителя и в осветителе с $\rho=0.85$ по плотности тока $\langle j \rangle$ в зависимости от изменения $\langle W \rangle$ до 5 Мвт/см³. Кривые для $\rho=0.32$ и 0.45 на графике не нанесены, так как лежат между зависимостями $\langle j \rangle = f(\langle W \rangle)$ для лампы в осветителе и вне его. Как видно из рис. 3, полученные экспериментальные результаты в диапазоне изменения электрической мощности от 200 до 1000 кВт/см³ находятся в удовлетворительном согласии с опытными дан-

ными других авторов [11, 14–16] и нашими расчетами. При повышении удельных мощностей прослеживаются те же закономерности, что и в указанном диапазоне. Это свидетельствует о хорошей преемственности впервые полученных экспериментальных результатов с ранее имеющимися. По экспериментально найденным функциям $\langle j \rangle = f(\langle W \rangle)$ построена зависимость относительного изменения плотности тока $\Delta j / \langle j \rangle$ под воздействием осветителя от удельной мощности разряда. Аналогичные результаты для температуры плазмы $\langle T \rangle$ иллюстрируются рис. 4, из анализа которого

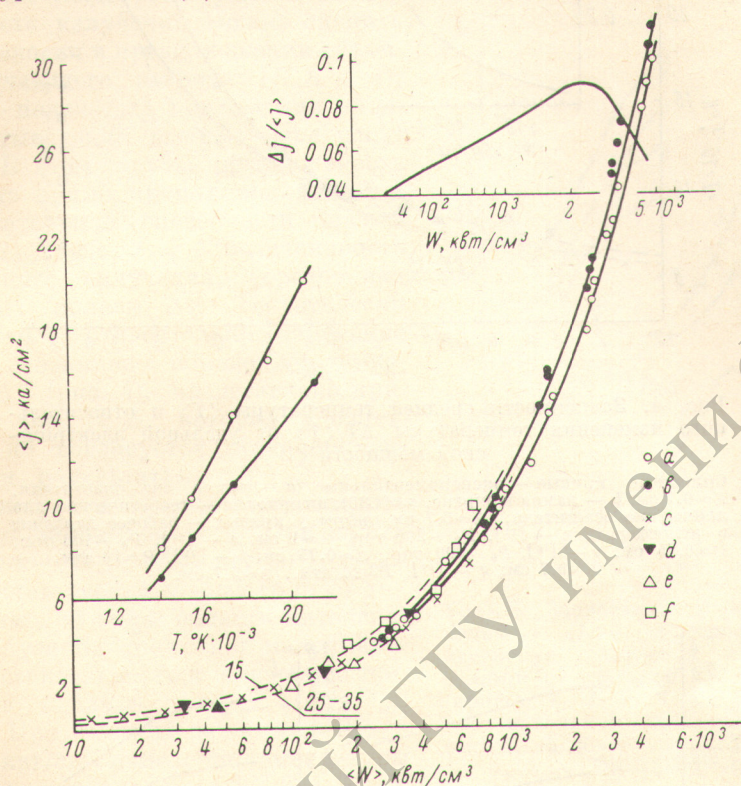


Рис. 3. Зависимости плотности тока $\langle j \rangle$ и относительного изменения тока $\Delta j / \langle j \rangle$ от удельной электрической мощности $\langle W \rangle$ и температуры плазмы.

Сплошные кривые — экспериментальные результаты (a — лампа вне осветителя с $\varnothing \approx 0,7$ см, $P_0 \approx 200$ тор; b — лампа в экране, $\varnothing \approx 0,85$); штриховые — теоретические результаты для лампы вне осветителя. Цифры у кривых — рабочее давление в атмосферах. c — [14], $P_0 \sim (200-600)$ тор, $\varnothing = (0,7-1)$ см; d — [11], $P_0 \sim 200$ тор, $\varnothing \approx 1$ см; e — [15], $P = 15$ атм., $\varnothing \approx 0,7$ см; f — [16], $P_0 \sim 400$ тор, $\varnothing \approx 0,75$ см.

можно оценить относительную величину «подогрева» плазмы под воздействием осветителя. Эта величина в нашем эксперименте достигает 30% при удельной мощности ~ 2 Мвт/см³. В поведении зависимостей $\Delta T / \langle T \rangle$ и $\Delta j / \langle j \rangle$ от $\langle W \rangle$ наблюдаются одинаковые закономерности, являющиеся следствием одной причины.

На рис. 4 приведены данные для $T \leq 22\,000^\circ \text{K}$, так как электропроводность рассчитывается без учета вторичной ионизации, которая должна при более высоких температурах вносить существенный вклад. Однако оценочные расчеты показывают, что зависимость $\Delta T / \langle T \rangle = f(\langle W \rangle)$ имеет максимум при $\langle W \rangle \approx 2$ Мвт/см³. При уменьшении удельной мощности ($\langle W \rangle < 10^3$ квт/см³) относительные изменения $\Delta j / \langle j \rangle$ и $\Delta T / \langle T \rangle$ монотонно спадают и, как показывают проведенные нами расчеты, такое явление может быть обусловлено, с одной стороны, увеличением доли потерь в общем энергобалансе, определяющихся теплопроводностью, и, с другой стороны, увеличением прозрачности плазмы (детальные исследования

пространственных характеристик разряда в лампе с отражателем будут описаны в одной из последующих работ).

Наличие максимума в зависимостях относительного изменения характеристик источника с отражателем связано со сдвигом спектра излучения

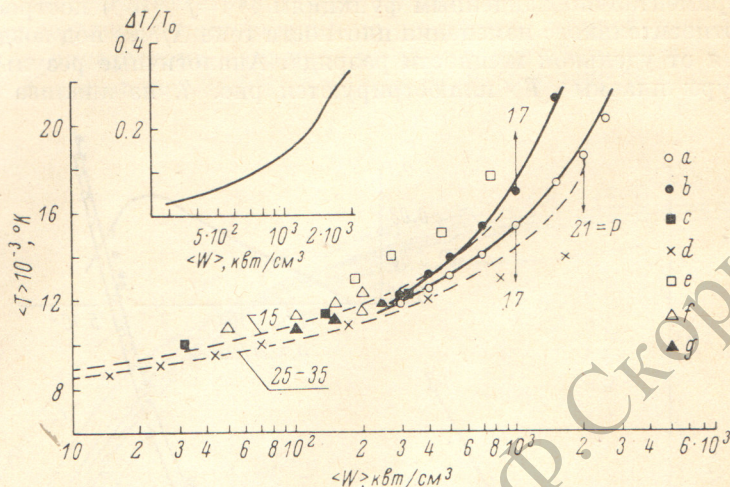


Рис. 4. Зависимости средней температуры $\langle T \rangle$ и относительного изменения температуры $\Delta T / \langle T \rangle$ от удельной электрической мощности $\langle W \rangle$.

Сплошные кривые — экспериментальные (а — лампа вне осветителя, $\phi \approx 0.7$ см; б — лампа в экране, $p = 0.85$); штриховые — теоретические для лампы вне осветителя, $\phi \approx 0.7$ см цифры у кривых — рабочее давление в атмосферах. с — [11], $P_0 \sim 200$ тор, $\phi \approx 1$ см; д — [12], $P_0 \sim 400$ тор, $\phi \approx 0.75$ см; е — [13], $P_0 \sim 400$ тор, $\phi \approx 0.75$ см; ф — [17], $P = 10$ атм, $\phi \approx 0.7$ см; г — [17], $P \approx 20$ атм., $\phi \approx 0.7$ см.

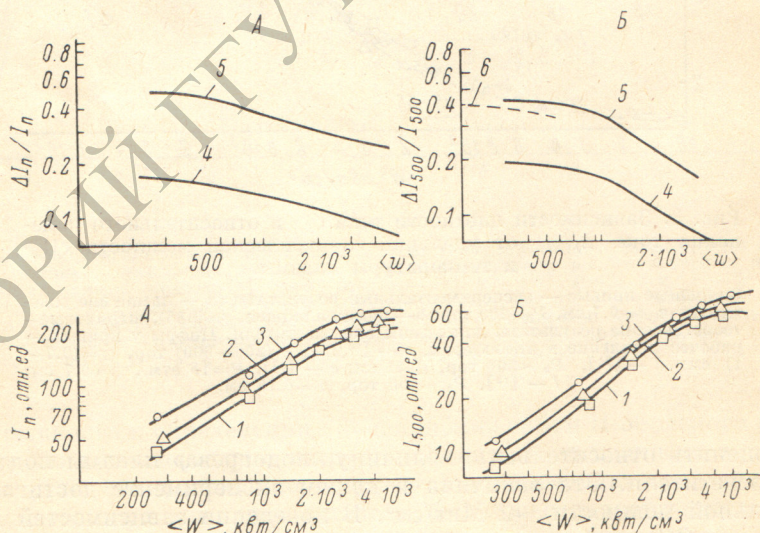


Рис. 5. Интегральная (А — по всему спектру, Б — в полосе 300—700 нм) интенсивность излучения лампы с различными экранами. 1 — $p = 0.32$, 2 — 0.45, 3 — 0.85 и изменение интенсивности излучения в лампах; 4 — $p = 0.45$, 5 — 0.85 относительно случая $p = 0.32$, 6 — теоретическая кривая, рассчитанная по данным рис. 4 и 2, б.

в ультрафиолетовую область при высоких мощностях ($\langle W \rangle > 10^3$ кВт/см³). В этом случае доля излучения, поглощаемого разогретыми до температуры испарения кварцевыми стенками со сдвинутой границей пропускания $\lambda \approx 300$ нм [18], становится преобладающей в энергобалансе. При таких режимах свойства системы накачки слабо влияют на характеристики источника.

Таким образом, описанный характер изменения при высоких мощностях как электрических (рис. 3 и 4), так и оптических ($\Delta J/J$) (рис. 5) величин, является, по-видимому, принципиальным и определяется спецификой разряда, стабилизированного кварцевыми стенками. Этот вывод подтверждается данными, представленными на рис. 5. Действительно, относительный прирост как интегральной (рис. 5, А), так и в полосе 300—700 нм (рис. 5, Б), интенсивности излучения имеет максимум, который достигается при $\langle W \rangle \simeq (200 \div 300)$ квт/см³ и составляет 40 ÷ 50%.

Влияние «подогрева» плазмы на интенсивность излучения можно оценить и теоретически в предположении объемно излучающего разряда ($K'R < 1$), где K' — показатель поглощения плазмы, учитывающий вынужденное испускание. В этом случае интенсивность излучения прямо пропорциональна лучеиспускательной способности плазмы $J_{\Delta\nu} = K'_{\Delta\nu} J_{\Delta\nu p}$, где $J_{\Delta\nu p}$ — интенсивность равновесного излучения, усредненная в пределах полосы $\Delta\nu$. Теоретически рассчитанное¹ относительное изменение $\Delta J_{\Delta\nu}/J_{\Delta\nu}$, связанное с изменением температуры ΔT (рис. 4), представлено кривой 6 на рис. 5, Б, которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами.

На рис. 4 и 5 можно проследить некоторые закономерности. При малых мощностях ($\langle W \rangle \sim 300$ квт/см³) «подогрев» плазмы весьма слабый ($\Delta T/\langle T \rangle \sim \sim 3\%$), именно в этой области интенсивность излучения проявляет максимальную чувствительность к изменению температуры плазмы разряда ($\Delta J/J$)_{max} $\sim 40\%$. При жестких режимах ($\langle W \rangle \geq 2 \cdot 10^3$ квт/см³) изменение температуры плазмы максимально ($\Delta T/\langle T \rangle \sim 30\%$), но интенсивность излучения в этой области мало чувствительна к изменениям T . Такое ярко выраженное отличие в ходе интенсивности излучения при различных режимах определяется характером зависимости показателя поглощения плазмы K' от температуры (рис. 2, б). Действительно, при $\langle W \rangle \simeq 200$ квт/см³, $\langle T \rangle \sim 11 \cdot 10^4$ К примерно пятипроцентное увеличение температуры вызывает $\sim 50\%$ повышение K' ($P \sim 15$ атм). При жестких режимах $\langle W \rangle \geq 2 \cdot 10^3$ квт/см³, $\langle T \rangle \sim 20 \cdot 10^3$ К показатель поглощения может снижаться с ростом $\langle T \rangle$, и, таким образом, не только относительная, но и абсолютная величина интенсивности могут спадать с ростом температуры. В этой области возможно скачкообразное изменение свойств разряда [24]. Разряд становится неустойчивым.

На рис. 6 сопоставляются теоретические и экспериментальные зависимости рабочего давления в лампе от начального давления газа и электрической мощности, а также оценивается влияние отражателя на рабочее давление. Как следует из рис. 2, наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента в области $P_0 \sim (100 \div 500)$ тор. В соответствии

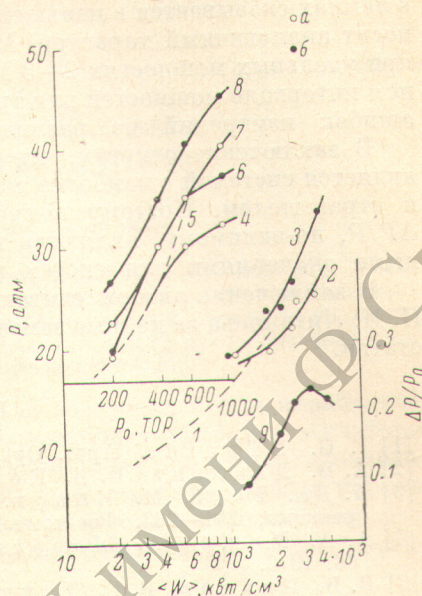


Рис. 6. Зависимость рабочего давления P (1-8) и относительного изменения давления $\Delta P/P_0$ (9) в лампе от удельной мощности $\langle W \rangle$ (кривые 1, 2, 3, 9 — $P_0 \simeq 200$ тор) и от начального давления P_0 (кривые 4, 5, 6 — $\langle W \rangle = 1200$ квт/см³, 7, 8 — $\langle W \rangle = 2500$ квт/см³).

Сплошные кривые — экспериментальные (а — лампа вне осветителя, б — лампа в экране); лампы ($\varnothing = 0.7$ см, $V_0/V_p \simeq 0.1$) вне осветителя. Штриховые линии — расчет.

¹ При расчете $\Delta I_{\Delta\nu}/I_{\Delta\nu}$ использовались значения показателя поглощения K' (рис. 2, Б, $P = 15$ атм.), рассчитанные по методике, изложенной в работе [19]. Значения K' , полученные в результате расчетов, сравниваются с экспериментальными данными [20-23].

с ранее сделанными выводами зависимость относительного изменения давления $\Delta P/P$ от мощности $\langle W \rangle$ также носит экстремальный характер.

Некоторое отличие экспериментальных данных от теоретических при повышенных начальных давлениях ксенона можно объяснить специфической кинетикой испарения кварцевого стекла, которую трудно учесть в расчетах.

Влияние осветителя с коэффициентами отражения фольги 0.45 и 0.32 на относительные изменения плотности тока, температуры и давления в лампах сказывается в меньшей степени, чем для фольги с $\rho=0.85$, однако носит аналогичный характер. Максимальное воздействие его сказывается при удельных мощностях 2—3 Мвт/см³, а положение максимума в указанном интервале мощностей для трех типов отражающих экранов в пределах ошибок измерений не различается.

В заключение отметим, что исследуемая система (лампа—осветитель) является системой с наиболее жесткой обратной связью между источником и отражателем. Поэтому полученные значения $\Delta T/\langle T \rangle$, $\Delta j/\langle j \rangle$, $\Delta J/J$, $\Delta P/P$, по-видимому, являются предельными, т. е. максимально возможными значениями для систем накачки лазеров.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И. И. Литвинова за ценные замечания при обсуждении и написании данной статьи.

Литература

- [1] I. G. Edwards. Appl. Opt., 6, 837, 1967.
- [2] Е. В. Даниэль, И. В. Колпанова. Ж. прикл. спектр., 10, 592, 1969.
- [3] Д. Дж. Роуз, М. Кларк. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции, 261—263. Госатомиздат, М., 1963.
- [4] А. А. Мак, А. А. Щербаков. Сб. «Квантовая электроника», № 5 (17), 68, 1973.
- [5] В. В. Иванов, В. Г. Никифоров, А. Г. Розанов, В. В. Харитонов, И. И. Язев. ПТЭ, № 3, 176, 1971.
- [6] Э. И. Асиновский, В. М. Батенин. ТВТ, 6, 4, 1968.
- [7] А. А. Щербаков. Ж. прикл. спектр., 15, 611, 1971.
- [8] R. S. Devoto. Am. Inst. Aeronat. Astron. J. № 2, 199, 1969.
- [9] Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. Изд. «Мир», М., 1965.
- [10] H. Schirmer. Technische Wissenschaft Abhandl. Osram-Gesellschaft, № 7, 8, 1958.
- [11] С. Черч, Р. Шлехт, И. Либерман, Б. Соунсон. Ракетная техника и космонавтика. 11, 78, 1966.
- [12] J. C. Moden. Proc. 8-th Intern. Cong. High-Speed Photography. Stockholm, June, p. 23, 1968.
- [13] А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский. ТВТ, 8, 207, 1970.
- [14] J. H. Gonsz. J. Appl. Phys., 36, 742, 1965.
- [15] K. Günther. Beiträge Plasmaphys., 8, 450, 1968.
- [16] С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. ТВТ, 8, 203, 1970.
- [17] K. Günther. Beiträge Plasmaphys., 8, 450, 1968.
- [18] С. Н. Белов, М. И. Демидов, Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошешенский, П. Н. Роговцев, В. Н. Шелемина. Ж. прикл. спектр., 10, 3, 1969.
- [19] А. А. Щербаков. Ж. прикл. спектр., 12, 66, 984, 1970.
- [20] J. L. Emmet, A. L. Schawlow, E. H. Weinberg. J. Appl. Phys., 35, 2601, 1964.
- [21] А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Опт. и спектр., 27, 216, 1969.
- [22] Л. И. Гаврилова, А. С. Дойников, В. Г. Игнатьев. Ж. прикл. спектр., 12, 537, 1970.
- [23] С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. Ж. прикл. спектр., 13, 988, 1970.
- [24] J. J. Löwke. J. Appl. Phys., 41, 2588, 1970.

Поступило в Редакцию 3 августа 1973 г.